



HAL
open science

MODELISATION DES PERTES THERMIQUES PARIETALES PAR CHOC ENTRE PARTICULES DE GAZ ET PAROI LORS DE L'INTERACTION FLAMME LAMINAIREPAROI INSTATIONNAIRE

T. Kasraoui

► **To cite this version:**

T. Kasraoui. MODELISATION DES PERTES THERMIQUES PARIETALES PAR CHOC ENTRE PARTICULES DE GAZ ET PAROI LORS DE L'INTERACTION FLAMME LAMINAIREPAROI INSTATIONNAIRE. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Poitiers, 2017. Français. NNT : . tel-04562974

HAL Id: tel-04562974

<https://hal.science/tel-04562974v1>

Submitted on 29 Apr 2024

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

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

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

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

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Taïssir KASRAOUI

MODELISATION DES PERTES THERMIQUES PARIETALES PAR CHOC ENTRE PARTICULES DE GAZ ET PAROI LORS DE L'INTERACTION FLAMME LAMINAIRE- PAROI INSTATIONNAIRE

Directeur de Thèse : Karl JOULAIN
Co-encadrant : Rémi BERTOSSI

Soutenue le 05 Avril 2017
devant la Commission d'Examen

JURY

M. David LACROIX	Professeur des Universités, Université de Lorraine, Vandoeuvre-lès-Nancy	Rapporteur
Mme. Dany ESCUDIE	Directrice de recherche CNRS, CETHIL, Lyon	Rapporteur
Mme. Céline MORIN	Professeur des Universités, Université de Valenciennes et du haut Cambrésis, Valenciennes	Examineur
Mme. Karine TRUFFIN	Ingénieur, IFP Energie Nouvelle, Rueil Malmaison	Examineur
M. Marc BELLENOUE	Professeur des Universités, ISAE-ENSMA, Poitiers	Examineur
M. Bastien BOUST	Ingénieur de Recherche, ISAE-ENSMA, Poitiers	Examineur
M. Karl JOULAIN	Professeur des Universités, ENSI, Poitiers	Examineur
M. Rémi BERTOSSI	Enseignant/Chercheur, IPSA, Ivry sur Seine	Examineur

Remerciements

*Soyons reconnaissants aux personnes qui nous donnent du bonheur;
elles sont les charmants jardiniers par qui nos âmes sont fleuries.*

Marcel Proust

Je tiens tout d'abord à remercier le directeur de cette thèse, M. Karl Joulain, pour m'avoir fait confiance malgré les difficultés rencontrées et pour m'avoir soutenu et conseillé durant ces trois années de thèse.

Mes remerciements vont également à M. Rémi Bertossi d'avoir coencadré ce travail, pour la gentillesse et la patience qu'il a manifestées à mon égard durant cette thèse. Aussi bien pour les discussions et les contributions que j'ai eu de la chance d'avoir avec lui.

Toute ma gratitude envers ces deux personnes sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est.

Mes remerciements s'adressent spécialement à M. Bastien Boust de m'avoir confié le code de calcul sur lequel je me suis basé pour mener cette étude numérique, après l'avoir soigneusement préparé durant sa thèse au sein de l'institut Pprime.

Je pense ici en particulier à M. Marc Bellenoue pour ses précieux conseils bien expérimentés et à M. Julien Sotton pour son assistance et son aide.

Je tiens aussi à mentionner le plaisir que j'ai eu de travailler au sein de l'institut Pprime et au sein de l'IPSA qui a contribué au financement de cette thèse, et j'en remercie ici tous les membres.

Enfin, ces remerciements ne seraient pas complets sans mentionner les encouragements aussi bien matériels que morales de toute ma famille en particulier mes chers parents, mon mari, mon frère et mes deux sœurs Inès et Loulou qui ont cru en moi et qui m'ont permis d'arriver au bout de cette thèse. Tout mon grand amour et mon affection sont pour eux.

Table des matières

Nomenclature	6
Introduction	8
Chapitre 1 Etat de l'art de la combustion laminaire de prémélange et de l'interaction flamme laminaire-paroi	14
1.1 Introduction	16
1.2 Les flammes laminaires de prémélange	17
1.2.1 Mécanisme de propagation d'une flamme laminaire de prémélanges	18
1.2.2 Caractéristiques de flammes laminaires de prémélanges	19
1.2.2.1 Epaisseur de flamme laminaire de prémélanges non étirée	19
1.2.2.2 Vitesse de propagation d'une flamme laminaire de prémélanges	22
1.2.2.3 Instabilités du front de flamme sphérique	28
1.3 Interaction flamme-paroi	32
1.3.1 Phénomènes physiques impliqués dans l'interaction flamme-paroi.....	32
1.3.2 Le phénomène de coincement	34
1.3.2.1 Les différents types de coincement.....	34
1.3.2.2 Les différentes sources de coincement	36
1.3.2.3 Les paramètres caractéristiques du coincement.....	37
1.4 Modélisation des pertes thermiques pariétales	45
1.4.1 Importance des pertes thermiques pariétales dans le bilan énergétique des moteurs à pistons	46
1.4.2 Modèles des pertes thermiques pariétales	47
1.4.2.1 Modèles empiriques des pertes thermiques pariétales.....	48
1.4.2.2 Lois de paroi	51
1.4.2.3 Flux thermique conductif en régime balistique	54
1.4.3 Synthèse sur la modélisation des pertes thermiques	59
1.5 Profil de température en proche paroi	59
1.6 Conclusion.....	64
Chapitre 2 Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant	66
2.1 Introduction	68
2.2 Description du code de calcul.....	68
2.2.1 Déroulement général du code de calcul.....	69
2.2.2 Lecture des données et initialisation.....	71
2.2.3 Propagation de la flamme	71

2.2.4 Définition des tranches des gaz brûlés et des gaz frais.....	74
2.2.4.1 Tranches des gaz brûlés.....	74
2.2.4.2 Tranches des gaz frais.....	77
2.2.5 Pertes thermiques pariétales	81
2.2.5.1 Conduction-convection.....	82
2.2.5.2 Rayonnement.....	84
2.2.6 Diffusion thermique dans les gaz	85
2.2.6.1 Résolution de l'équation de chaleur 1D en coordonnées sphériques.....	85
2.2.6.2 Stabilité du schéma des différences finies	88
2.2.6.3 Egalité de flux de chaleur à chaque pas de temps	89
2.2.7 Calcul de la pression.....	90
2.2.7.1 Dilatation isobare.....	90
2.2.7.2 Compression isentropique	91
2.2.8 Mise à jour des variables thermodynamiques en fin de combustion.....	92
2.2.9 Calcul des bilans de masse et d'enthalpie	93
2.2.9.1 Bilan de masse.....	93
2.2.9.2 Bilan d'enthalpie.....	94
2.2.10 Critère d'arrêt de la phase de combustion : Le coincement.....	96
2.2.11 La phase du refroidissement.....	98
2.2.12 Fin du calcul : affichage des résultats.....	98
2.3 Conclusion.....	99
Chapitre 3 Résultats de simulation numérique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire	100
3.1 Introduction	102
3.2 Données expérimentales de référence	102
3.2.1 Chambres de combustion	102
3.2.2 Mise en œuvre du dispositif expérimental.....	106
3.2.2.1 Description de la combustion dans une enceinte sphérique	106
3.2.2.2 Exemple de conditions étudiées	108
3.3 Résultats numériques et validation du programme de calcul	109
3.3.1 Influence du modèle de diffusion thermique dans les gaz.....	109
3.3.2 Influence de la diffusion de chaleur dans les gaz frais	112
3.3.3 Flux thermique pariétal et pression : Comparaison entre les simulations et les expériences	113
3.3.4 Comparaison entre la contribution conductive et radiative	116
3.3.5 Profil de température des gaz	117

3.3.6 Profil de vitesse de propagation de flamme.....	121
3.3.7 Influence du modèle des pertes thermiques pariétales	122
3.3.8 Influence de la distance de coincement	123
3.3.9 Comparaison entre les coefficients de transfert convectif en approches macroscopique et microscopique	125
3.4 Conclusion.....	126
Chapitre 4 Etudes paramétriques et exploitation du code de calcul	128
4.1 Introduction	130
4.2 Effet de la pression : comparaison entre simulations et expériences.....	130
4.2.1 Effet de la pression dans la chambre en dural (Ø 160 mm).....	130
4.2.2 Effet de la pression dans la chambre en inox (Ø 82 mm)	135
4.3 Effet de la richesse : comparaison entre simulations et expériences	137
4.4 Effet de l'échelle : comparaison entre simulations et expériences	140
4.5 Simulation de la distance de coincement.....	142
4.5.1 Simulation de la distance de coincement : effet de la pression	142
4.5.2 Simulation de la distance de coincement : effet de la richesse	143
4.5.3 Suivi temporel de la distance flamme-paroi	144
4.5.4 Distance de coincement : comparaisons corrélations-expériences-simulations	146
4.6 Effet du carburant : comparaison entre simulations et expériences	151
4.7 Effet du nombre de tranches de gaz frais	154
4.8 Conclusion.....	156
Conclusions & perspectives	158
Annexe 1	166
Annexe 2	170
Annexe 3	174
Références bibliographiques	178

Nomenclature

Alphabet latin

A	Surface
C	Courbure
c_p	Capacité calorifique massique
D	Diffusivité massique
E_a	Energie d'activation
G	Conductance thermique
h	Coefficient de convection
k	Energie cinétique de turbulence
k_B	Constante de Boltzmann
l	Libre parcours moyen
m	Masse
n	Ordre de la réaction/Nombre de particules/Nombre de moles
N	Numéro de tranche
P	Pression
Q	Densité de flux thermique
Q'''	Production volumique de chaleur
Q_l	Puissance de flamme laminaire
R	Constante des gaz parfait/ Rayon de la chambre
r	Rayon
S_u, S_L	Vitesse de flamme non étirée
S_t	Vitesse de combustion turbulente
t	Temps
T	Température
u'	Intensité de turbulence
V	Vitesse scalaire /Volume
x	Coordonnées spatiales
Y	Fraction massique

Alphabet grec

Ω	Taux de réaction élémentaire
φ	Flux thermique adimensionné
\mathcal{L}	Longueur de Markstein
δ_Q	Distance de coincement
ϑ	Viscosité cinématique
ϵ	Absorptivité
γ	Coefficient isentropique des gaz
ε	Emissivité de la surface
σ	Constante de Stefan-Boltzmann
δ_L	Epaisseur de flamme laminaire
θ	Angle de vilebrequin
κ	Etirement du front de flamme
α	Diffusivité thermique
τ	Temps adimensionné/ Temps caractéristique
λ_T	Conductivité thermique
μ	Viscosité dynamique
β	Nombre de Zeldovich
ρ	Densité
Φ	Richesse

Indices et exposants

+ *	Adimensionné
0	Initial/ non étiré
b	Gaz brûlés
cd	Conduction
coll	Collision
cv	Convection
cyl	Cylindre

eq	Equivalent
exp	Expérimental
f	Final/ Flamme
g	Gaz
gb	Gaz brûlés
gf	Gaz frais
ig	Auto-inflammation
max	Maximal
min	Minimal
moy	Moyenne
q	Coincement
ray	Rayonnement
sim	Simulation
tot	Total
T	Turbulence
u	Gaz frais
w	Paroi

Nombres adimensionnels

L_e	Nombre de Lewis
P_r	Nombre de Prandtl
R_e	Nombre de Reynolds
Ma	Nombre de Mach
Ka	Nombre de Karlovitz
P_e	Nombre de Peclet
Nu	Nombre de Nusselt
K_n	Nombre de Knudsen

Introduction

Le développement des recherches dans le secteur de l'énergie est devenu aujourd'hui une nécessité étant donné l'importance qu'elle représente dans de nombreux secteurs comme le transport. De larges efforts techniques et financiers doivent lui être consacrés pour relever deux défis majeurs : d'une part, la limitation des ressources énergétiques nécessite de développer une sobriété dans tous les processus énergétiques ; d'autre part, l'émission des polluants et des gaz à effet de serre doit être drastiquement réduite car elle constitue une menace pour l'environnement. Dans ce contexte, les solutions technologiques proposées par les industriels et les acteurs de la Recherche & Développement se basent sur le développement de nouvelles technologies telles que les véhicules hybrides et sur l'optimisation des moyens existants comme les moteurs Diesel qui restent moins énergivores que les moteurs essence.

Le « downsizing » représente alors une des solutions techniques envisageables. Il consiste à réduire la cylindrée afin de faire fonctionner les moteurs à pistons dans des conditions de charge où le rendement est meilleur. Cependant, cette technique nécessite une suralimentation afin de compenser la perte de puissance maximale bien que la mise en place de cette dernière reste difficile. L'utilisation du downsizing est limitée par la présence de hautes pressions et températures dans la chambre de combustion ; celles-ci peuvent conduire à des phénomènes de combustion non contrôlés comme le cliquetis ou l'apparition de points chauds qui peuvent provoquer l'allumage du prémélange et augmenter, ainsi, les transferts de chaleur aux parois de la chambre de combustion. Cette perte d'énergie à travers les parois fait diminuer le rendement thermodynamique du moteur étant donné qu'elle représente entre un tiers et un quart de l'énergie chimique disponible. À cet égard, une excellente maîtrise des transferts de chaleur et des processus de combustion est, donc, requise, particulièrement en proche paroi où ils sont accrus. En effet, les phénomènes d'interaction flamme-paroi sont particulièrement intéressants à appréhender ; ils résultent de l'interaction entre la flamme, maintenue à haute température et la paroi, qui a généralement une température admissible beaucoup plus faible. Cette interaction peut mener à l'extinction de la flamme quand elle s'approche de la paroi métallique dans de nombreux cas (phénomène de coincement). Ces phénomènes n'ont lieu que dans une fraction de la chambre de combustion, cependant, ils peuvent jouer un rôle clé dans la formation de polluants, tels que les hydrocarbures imbrûlés dans les fissures ou le monoxyde de carbone (CO). Finalement, la compréhension des mécanismes aérothermochimiques de l'interaction flamme-paroi en modélisant les pertes thermiques pariétales dans les moteurs

thermiques constitue un enjeu majeur dans le développement des nouvelles technologies de motorisation.

Aujourd'hui, de nombreuses études de recherche expérimentales et numériques ont été réalisées dans des moteurs à combustion interne pour la compréhension des mécanismes de l'interaction flamme-paroi et pour l'augmentation de l'efficacité du moteur. Cependant, les interactions complexes dans les systèmes empêchent l'identification des mécanismes fondamentaux lors de l'interaction flamme-paroi. Pour découpler des effets partiellement compliqués tels que les couches limites irrégulières et le mouvement de fluide induit par un piston, des études de la propagation de flamme ralentie par la paroi ont été réalisées dans des systèmes plus simples tels que des chambres de combustion à volume constant sur lesquelles plusieurs mesures expérimentales des flux thermiques pariétaux ont été réalisées et que nous essayons de reproduire numériquement en modélisant les échanges thermiques conductifs avec la paroi.

Dans ce contexte, l'élucidation de l'impact de la variabilité des phénomènes présents sur la performance de la chambre de combustion nécessite la connaissance des propriétés fondamentales de combustion de ces mélanges. Ces propriétés sont par exemple la vitesse de la flamme laminaire et la distance de coincement qui sépare la flamme de la paroi au moment de son extinction. Ce phénomène représente l'un des problèmes classiques de la combustion et a fait l'objet d'études approfondies au cours des dernières années. En effet, il a une grande influence sur de nombreux paramètres de performance du moteur et peut être responsable de 50% des hydrocarbures imbrûlés dans les gaz d'échappement des moteurs à combustion interne. Le transfert de chaleur a, aussi, un impact important sur l'efficacité d'un moteur, du fait qu'il réduit le travail utilisable lorsque les vitesses de transfert de chaleur vers les parois de la chambre sont élevées et qu'il affecte, dans une certaine mesure, la distribution de température dans le cylindre.

Plus récemment, l'accent a été mis sur les simulations numériques en combustion. En effet, ces outils sont très répandus chez l'ensemble des constructeurs automobiles car ils permettent de prédire les performances des nouveaux choix technologiques. Cependant, les calculs doivent respecter les plus petites échelles de longueur et de temps, ce qui fait souvent obstacle au stockage et à l'efficacité du calcul au-delà des limites pratiques. Afin de tenir compte de la région proche de la paroi dans le problème de combustion, un modèle simplifié de l'interaction flamme-paroi est nécessaire pour connecter les principaux paramètres de

coincement, tels que la distance de coincement et le flux de chaleur. C'est avec ce type de démarche que notre étude a été menée. Il s'agit d'une incitation pratique à mener d'autres recherches dans ce domaine de la modélisation simplifiée.

L'objectif de cette thèse est ainsi d'étudier numériquement l'interaction flamme-paroi dans une chambre de combustion à volume constant en modélisant les transferts de chaleur pariétaux par une nouvelle approche. Cependant, même si l'étude est portée dans une chambre simplifiée, les phénomènes y présents restent compliqués à cause des forts couplages et équilibres qui existent entre la thermique, la chimie et l'aérodynamique. Pour ces différents couplages, plusieurs modélisations existent déjà et sur lesquelles nous allons nous baser dans notre étude en modifiant juste la modélisation de la thermique qui joue un rôle majeur dans la physique de l'interaction flamme-paroi.

Cette étude s'inscrit dans le cadre d'une continuité des travaux déjà entrepris au sein de l'Institut Pprime où les aspects thermiques et aérodynamiques de l'interaction flamme-paroi ont été menés. Pour ces travaux, une base de données est importante afin d'assurer une bonne modélisation des pertes thermiques pariétales. Il s'agit des résultats obtenus sur une chambre de combustion sphérique à volume constant contenant un prémélange gazeux air-méthane maintenu à une température et une pression initiales en régime laminaire. Cette configuration simple permet de s'affranchir de la complexité des phénomènes présents dans les moteurs à allumage commandé. De plus, l'étude de l'interaction flamme-paroi dans le cas laminaire est compatible avec la relaminarisation d'écoulement qui se produit dans la région proche de la paroi. Une modélisation monodimensionnelle de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi a ainsi été menée, afin de prédire l'évolution de certains paramètres comme la distance de coincement ou les pertes thermiques. De plus, ces modèles de transfert de chaleur et de coincement ont nécessité des données expérimentales précises pour comparer les résultats simulés aux résultats expérimentaux et améliorer, ainsi, l'évaluation des pertes thermiques pariétales.

Ce mémoire comprend quatre chapitres. Le premier chapitre est un état de l'art concernant la modélisation des pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion fermées en régime laminaire. Dans cette première partie, les différents phénomènes physiques et thermiques impliqués dans l'interaction flamme-paroi seront décrits. Une synthèse bibliographique portant sur la modélisation des différents paramètres de la combustion laminaire liés aux pertes thermiques pariétales sera alors présentée ; ces paramètres sont la

Introduction

vitesse de propagation de la flamme, les pertes thermiques pariétales et le phénomène de coincement. Il s'agit de présenter les questions scientifiques encore non résolues au regard des calculs déjà réalisés en comparant les résultats de la simulation aux résultats expérimentaux.

Le second chapitre sera consacré à la présentation du programme de calcul développé dans ce travail qui a pour but de simuler les interactions flamme-paroi et gaz brûlés-paroi séparées par le phénomène de coincement.

Le troisième chapitre portera sur une étude numérique simulant les aspects thermiques et thermodynamiques de l'interaction flamme-paroi. Il s'agira tout d'abord de décrire le dispositif expérimental qui permet de mesurer le flux thermique pariétal, la pression et la distance de coincement dans une chambre de combustion à volume constant. Ensuite, les résultats numériques seront exposés et comparés aux résultats expérimentaux afin de valider le programme de calcul. Les résultats du modèle balistique des pertes thermiques pariétales seront présentés et comparés aux résultats expérimentaux et à celles des autres modèles des pertes thermiques pariétales présents dans la littérature afin de valider le code de calcul dans des conditions opératoires fixées.

Le dernier chapitre, sera consacré à l'étude paramétrique portant sur les paramètres influençant la combustion sphérique et l'interaction flamme-paroi au premier ordre, à savoir la pression, la richesse, le type de carburant...Il s'agit de valider le programme de calcul dans des conditions opératoires différentes en comparant les résultats numériques aux résultats expérimentaux.

Finalement, les conclusions de cette étude ainsi que des perspectives de recherche seront proposées.

Chapitre 1

État de l'art de la combustion laminaire de prémélange et de l'interaction flamme laminaire -paroi

1.1 Introduction

Afin de comprendre les différents aspects du travail réalisé, nous proposons dans ce chapitre une introduction des bases théoriques et des différentes approches phénoménologiques des mécanismes physiques et thermiques mis en jeu en combustion. Il s'agit de rappeler également les équations décrivant l'évolution des grandeurs caractéristiques. Cette partie constitue donc une synthèse bibliographique portant sur les différentes études des mécanismes liés aux pertes thermiques pariétales mis en jeu dans les systèmes de combustion et spécialement lors de l'interaction flamme-paroi.

Ce chapitre s'intéresse à l'étude des transferts thermiques pariétaux lors de l'interaction entre une flamme de prémélange et la paroi. Ce phénomène se réfère au processus de combustion pour lequel l'interaction flamme-paroi joue un rôle important dans l'estimation des pertes thermiques pariétales ; ces dernières peuvent également provenir de l'interaction gaz brûlés-paroi. L'extinction de la flamme en proche paroi peut être d'origine thermique en raison de pertes au niveau du bilan énergétique et d'origine chimique en raison d'une combustion incomplète. Ceci est dû généralement aux pertes thermiques cédées à la paroi ainsi qu'à la présence d'hydrocarbures non brûlés dans le mélange des gaz frais. La maîtrise de ce phénomène est d'une importance cruciale étant donné son rôle majeur dans l'optimisation et donc dans la modélisation des processus de combustion dans les procédés industriels.

Dans ce premier chapitre, nous allons, tout d'abord, faire le point sur les flammes laminaires de prémélange qui représentent le siège de notre étude. Nous allons détailler brièvement la structure de la flamme laminaire se propageant dans un milieu homogène, et décrire les différentes instabilités auxquelles elle est soumise. Ensuite, nous allons nous intéresser à l'étude des différents phénomènes physiques et thermiques impliqués dans l'interaction flamme-paroi. Nous introduirons les paramètres caractéristiques du phénomène de coincement comme la distance de coincement et le flux de chaleur pariétal maximal. La dernière partie de ce chapitre concernera la modélisation des pertes thermiques pariétales. Il s'agit d'une synthèse bibliographique des différents modèles des pertes thermiques convectifs dans les chambres de combustion suivie de la présentation de notre modèle des pertes thermiques convectives faisant appel à une nouvelle approche basée sur la théorie cinétique des gaz.

1.2 Les flammes laminaires de prémélange

Pour que la combustion ait lieu, il faut assurer la totalité du « triangle du feu » en réunissant ses trois éléments : le combustible, le comburant et l'énergie d'activation. La flamme est donc définie comme étant le résultat du transport des espèces, du transport de la chaleur et de la réaction chimique. Pour tout type d'écoulement, l'étude des flammes nécessite de caractériser, d'abord, les flammes laminaires qui représentent le siège de l'étude des flammes turbulentes. Pour un écoulement laminaire, nous distinguons deux types différents de flammes : les flammes laminaires de diffusion et les flammes laminaires de prémélange. Dans notre étude, nous allons nous intéresser aux flammes laminaires de prémélange et leurs caractéristiques.

Les flammes laminaires de prémélange sont caractérisées par la présence simultanée du combustible et de l'oxydant qui sont mélangés avant l'inflammation. Après l'allumage du mélange, une zone réactive se crée suite aux phénomènes de transport des espèces et de la chaleur. Il s'agit du front de flamme considéré comme une surface infiniment fine qui sépare les gaz frais des gaz brûlés. Ce type de flamme peut être mis en évidence lors d'une combustion laminaire de prémélange gazeux dans un tube transparent ouvert aux deux extrémités et initialement au repos. Après l'allumage du mélange à une extrémité du tube, une flamme plane se propage vers les gaz frais à vitesse constante perpendiculairement à l'axe du tube. La figure 1.1 schématise d'une manière simplifiée le mécanisme de propagation de flamme laminaire de prémélange. Une étude détaillée de flamme laminaire de prémélange sera menée par la suite.

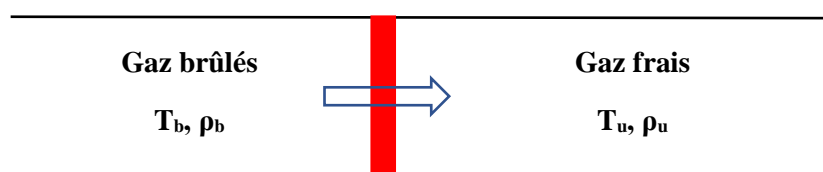


Figure 1.1 : Propagation d'une flamme de prémélange dans un tube ouvert

En conclusion, les flammes de diffusion et les flammes de prémélange restent les plus connues et les plus répandues en termes d'application. Cependant, des flammes de type intermédiaire, présentant à la fois une structure de prémélange et de diffusion, sont possibles. Il s'agit de flammes triples. Elles sont utilisées pour stabiliser les flammes non prémélangées [1].

1.2.1 Mécanisme de propagation d'une flamme laminaire de prémélange

La propagation de flamme de prémélange est basée essentiellement sur la diffusion de chaleur entre les gaz frais et les gaz brûlés. En effet, après avoir apporté de l'énergie d'activation qui est responsable de l'inflammation initiale du mélange, les gaz brûlés produits échauffent par conduction thermique les gaz frais qui leur sont adjacents. Une fois que la température de la portion voisine des gaz frais est assez élevée, elle s'enflamme à son tour et dégage de la chaleur qui va servir à chauffer les gaz frais plus en aval.

Ce mécanisme de propagation de proche en proche est une caractéristique des flammes laminaires de prémélange. Son principe se base, en général, sur l'approche de diffusion thermique connue sous le nom de « la théorie de Mallard et le Chatelier » établie en 1883 [2]. Cette théorie modélisant l'auto-inflammation est représentative de certains mélanges. Elle suppose que les réactions chimiques ont lieu lorsque la température des gaz frais dépasse la température d'inflammation du mélange T_i dont l'estimation reste relativement difficile. Cette température permet de définir deux zones séparant les gaz frais des gaz brûlés : une zone de préchauffage et une zone de réaction d'épaisseur δ_R obtenue lorsque la température d'auto-inflammation est atteinte (cf. Figure 1.2).

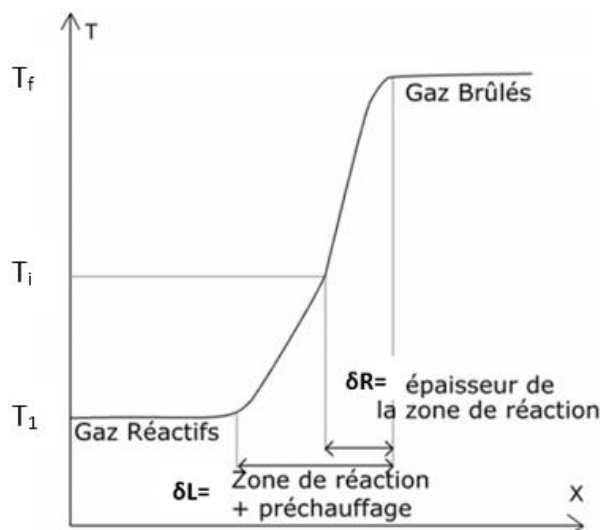


Figure 1.2 : Profil de température d'une flamme laminaire (la théorie de Mallard et le Chatelier) d'après [2]

Une deuxième théorie de propagation de flamme laminaire de prémélange est proposée. Il s'agit de la théorie de Zeldovich, Frank-Kamenetsky établie en 1938 et connue sous le nom de « la théorie de Semenov » [3]. Elle se base sur le principe de la diffusion thermique couplée à la diffusion des espèces. Cette théorie considère un comportement non

linéaire du taux de réaction par rapport à la température et permet de négliger la température d'inflammation qui est proche de celle de la flamme.

Pour ces deux théories, la diffusion thermique reste la base de la propagation de flamme laminaire de prémélange. Ainsi, pour mieux décrire les transferts thermiques lors de la propagation de la flamme et en proche paroi, une description des caractéristiques des flammes laminaires de prémélange est alors requise.

1.2.2 Caractéristiques des flammes laminaires de prémélange

1.2.2.1 Epaisseur de flamme laminaire de prémélange non étirée

Les flammes laminaires de prémélange sont caractérisées par des paramètres intrinsèques du mélange considéré. Parmi ces grandeurs caractéristiques, nous notons l'épaisseur de la flamme δ_L . Il s'agit d'une épaisseur finie représentant une tentative de discrétisation d'un phénomène continu. Elle est définie de manières différentes dans la littérature. La définition la plus courante se base sur l'approche thermique qui divise la zone de combustion d'épaisseur δ_L en deux zones, tel que :

$$\delta_L = \delta_p + \delta_R \quad \text{Eq.1.1}$$

- Une zone de préchauffage d'épaisseur δ_p : dans cette zone, la température des gaz frais augmente grâce à la conduction et à la convection thermique. La diffusion des espèces intervient au niveau des réactifs dont la concentration diminue par diffusion moléculaire des gaz brûlés. Dans cette zone, les réactions chimiques sont négligeables.

Selon l'approche thermique de Zeldovich et Frank-Kamenetsky, l'épaisseur de la zone de préchauffage est définie égale à $\delta_p = \alpha/S_L$, avec S_L la vitesse de flamme laminaire non étirée (cf. 1.2.2.2).

- Une zone de réaction d'épaisseur δ_r : dans cette zone, caractérisée par une épaisseur fine, les réactions chimiques se produisent et dégagent de la chaleur. Le rapport entre l'épaisseur de cette zone réactive δ_r et l'épaisseur de la zone de préchauffage δ_p est inversement proportionnel à l'énergie d'activation. Cette relation fait appel au nombre de Zeldovich β , tel que : $\delta_r = \delta_p/\beta$ et $\beta = (E_a/R \cdot T_b^2)(T_b - T_u)$ avec E_a l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits et T_b et T_u les températures respectives des gaz brûlés et des gaz frais.

Etant donné que le nombre de Zeldovich est très grand par rapport à 1, l'épaisseur de la zone réactive peut être négligée devant celle de la zone de préchauffage. L'épaisseur de la flamme laminaire de prémélange est donc assimilée à la zone de préchauffage qui est définie en supposant que la totalité de l'énergie produite par la combustion sert à élever la température des gaz frais présents dans la zone de préchauffage (cf. Eq.1.2).

$$\delta_L = \frac{\lambda_T}{c_p \rho_u S_L} \quad \text{Eq.1.2}$$

avec λ_T la conductivité thermique du mélange réactif, C_p la chaleur spécifique à pression constante et ρ_u la densité volumique des gaz frais.

La zone réactive, même si elle est d'épaisseur négligeable, a été étudiée par Spalding [4]. Elle fait appel au gradient maximal de température entre les gaz frais et les gaz brûlés. Elle est définie comme suit :

$$\delta_R = \frac{T_b - T_u}{\max(\text{grad}(T))} \quad \text{Eq.1.3}$$

avec T_b et T_u les températures respectives des gaz brûlés et des gaz frais.

Cette définition locale de la zone de réaction est avantageuse selon Poinso et *al.* [5] car elle permet de définir la résolution du maillage des calculs numériques. De l'épaisseur de flamme, nous déduisons une autre grandeur caractéristique de la flamme de prémélange. Il s'agit du temps de résidence de la flamme en un point donné. Il est défini comme suit :

$$t_c = \frac{\delta_L}{S_L} \quad \text{Eq.1.4}$$

avec δ_L l'épaisseur de flamme laminaire de prémélange et S_L la vitesse de propagation de flamme laminaire non étirée.

La structure de la flamme plane laminaire de prémélange dans un repère lié à la flamme est donnée par la figure 1.3.

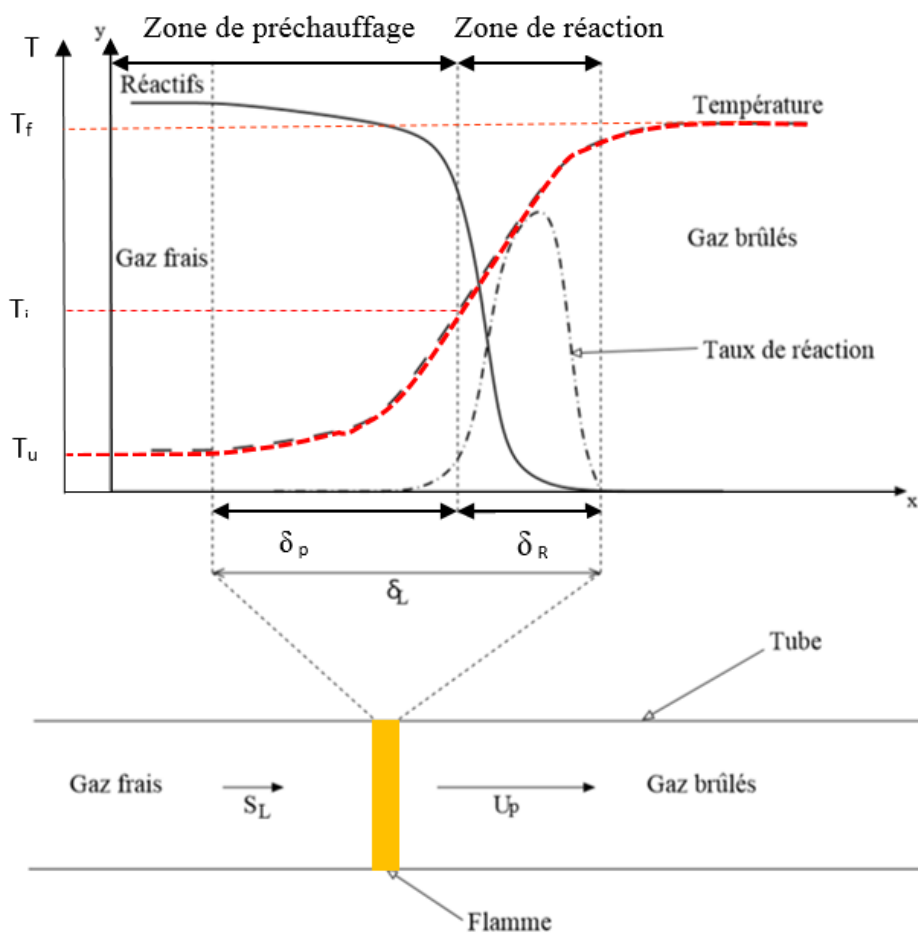


Figure 1.3 : Structure de flamme plane laminaire de prémélange d'après Robin [6]

Ces formulations mathématiques de l'épaisseur de la flamme δ_L mettent en évidence sa dépendance aux caractéristiques thermiques et physiques du mélange considéré. Pour valider cette dépendance, plusieurs études expérimentales sur les flammes laminaires de prémélanges d'hydrocarbures/air ont été menées. Citons par exemple, l'étude expérimentale pour un mélange de méthane/air, menée par Kobayashi et *al.* [7] et dans laquelle ils définissent l'épaisseur de flamme laminaire qui est analogue à la formulation de l'équation 1.2 et définie égale à $\delta_L = \nu / (P_r S_L)$, avec ν la viscosité cinématique et P_r le nombre de Prandtl qui représente le rapport entre la diffusivité visqueuse et la diffusivité thermique ($P_r = \mu / (\rho \alpha)$)

Une autre étude menée par Bradley et *al.* [8] montre la dépendance de l'épaisseur de flamme laminaire d'un mélange iso-octane-air à la pression, à la température et à la richesse du mélange (cf. figure 1.4). En effet, pour une richesse et une température données, l'épaisseur de flamme laminaire diminue quand la pression augmente. Cependant, pour une pression donnée, la variation de l'épaisseur de flamme laminaire est proportionnelle à la température, mais elle est inversement proportionnelle à la richesse.

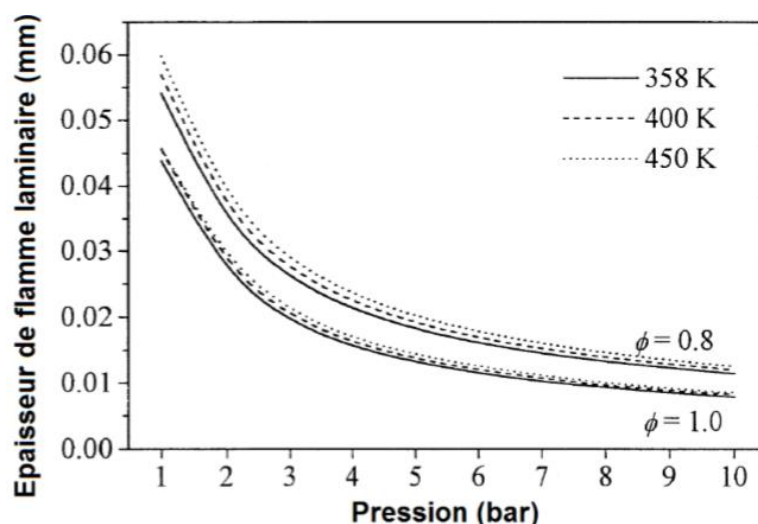


Figure 1.4 : Evolution de l'épaisseur de flamme laminaire d'un mélange iso-octane-air en fonction de la pression, de la température et de la richesse du mélange d'après Bradley et al. [8]

En conclusion, même si l'épaisseur de flamme laminaire de prémélange se révèle d'une importance cruciale dans les mécanismes des transferts thermiques étant donné qu'elle présente le fort gradient thermique, sa modélisation reste difficile en présence des phénomènes physiques, aérodynamiques et chimiques complexes et à différentes échelles.

1.2.2.2 Vitesse de propagation d'une flamme laminaire de prémélange

La vitesse de propagation de flamme est une caractéristique intrinsèque du mélange. Elle représente la célérité avec laquelle le front de flamme se déplace pour consommer le mélange de gaz frais. Dans le cas d'une flamme laminaire plate (une flamme de brûleur par exemple), la vitesse de propagation de la flamme est appelée vitesse fondamentale. Elle est égale à la vitesse moyenne des gaz frais étant donné que l'expansion thermique provoquée par le dégagement de chaleur n'a pas de conséquences importantes sur la valeur de la vitesse.

Pour une flamme sphérique, la zone de réaction est susceptible d'être modifiée au cours du temps. Les changements des conditions thermodynamiques autour de la flamme font que la vitesse de propagation de la flamme est différente de la vitesse spatiale observée, notée \vec{V}_s . Cette dernière est définie dans le repère du laboratoire centré au point O (cf. Figure 1.5). Elle représente la vitesse avec laquelle se propage une aire élémentaire du front de flamme dA . Le dégagement de chaleur dû à la réaction chimique implique une variation de la densité des gaz frais où se propage la flamme. Ces variations mettent ces gaz frais en mouvement dans le référentiel du laboratoire avec une vitesse d'entraînement, notée \vec{V} .

La vitesse de propagation de flamme, notée \vec{V}_p , est, alors, définie dans le référentiel des gaz frais et est égale à :

$$\vec{V}_p = \vec{V}_s - \vec{V} \quad \text{Eq.1.5}$$

La vitesse de combustion laminaire S_L se définit comme la projection de \vec{V}_p sur la normale à dA au point O (cf. Figure 1.5). Elle est appelée aussi vitesse normale de propagation ou vitesse de propagation laminaire.

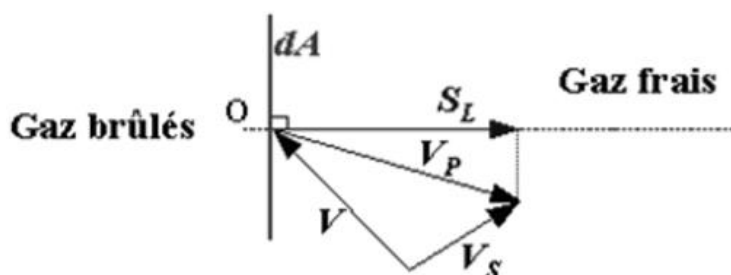


Figure 1.5 : Vitesse fondamentale laminaire du front de flamme d'après Borghi & Destriau [9]

La propagation de la flamme dépend de plusieurs paramètres. Citons par exemple :

- la richesse du mélange. La flamme d'un mélange stœchiométrique se propage plus vite qu'une flamme d'un mélange loin de la stœchiométrie,
- la température du mélange des gaz frais. Plus la température des gaz frais est élevée (proche de la température d'inflammation), plus la flamme se propage vite,
- la nature de l'écoulement. La turbulence permet d'accélérer la vitesse de propagation de flamme, cependant la présence d'obstacles permet de la ralentir voir de l'arrêter.
- la nature du carburant utilisé et des conditions thermodynamiques au sein desquelles la flamme se propage.
- les étirements et les courbures du front de flamme.

Dans cette partie nous allons nous intéresser à la présentation de quelques formulations mathématiques de la vitesse de combustion laminaire dans des chambres de combustion à volume constant contenant plus particulièrement du mélange méthane/air afin de construire une bonne base bibliographique facile à implémenter dans notre modélisation. Dans ce contexte, plusieurs études numériques et expérimentales ont été menées afin de déterminer la vitesse de combustion laminaire dans des chambres de combustion du prémélange méthane/air à volume

constant. En effet, la variation simultanée de la pression et de la température des gaz frais durant la combustion dans une chambre à volume constant, rend nécessaire la prise en compte des corrélations qui prennent en compte ces effets. Ces relations sont classées comme suit :

- des équations qui décrivent séparément l'influence de la pression et de la température sur la vitesse de combustion laminaire pour un mélange stœchiométrique méthane-air,
- des équations qui décrivent simultanément l'influence de la pression et de la température sur la vitesse de combustion laminaire pour un mélange stœchiométrique méthane-air,
- des équations qui décrivent simultanément l'influence de la pression, de la température et de la richesse.

Pour les équations séparées, nous pouvons citer les travaux de Andrews et Bradley [10] qui proposent deux équations décrivant la vitesse de combustion laminaire (exprimée en cm.s^{-1}) pour un mélange stœchiométrique méthane-air :

$$S_L = 43P^{-0,5} \quad \text{Eq.1.6}$$

$$S_L = 10 + 4,59 * 10^{-5}T_u^{2,31} \quad \text{Eq.1.7}$$

Ces relations sont utilisées pour une pression qui varie de 5 à 100 atm à la température ambiante et pour une température qui varie de 100 à 1000 K à la pression atmosphérique.

En réalité, dans un système thermodynamique fermé, la pression est fortement liée à la température. Ainsi, pour pouvoir estimer la vitesse de combustion dans les chambres à volume constant, des corrélations liant à la fois la pression et la température à la vitesse de combustion sont demandées. Dans ce contexte, Babkin et Kozachenko [11] ont proposé les équations suivantes :

$$S_L = \left(\frac{T_u}{100}\right)^2 (3,18 - 1,53^{10} \log P) \quad \text{Eq.1.8}$$

pour P variant de 1 à 23 atm,

$$S_L = 9,06 \left(\frac{T_u}{100}\right)^{1,47} P^{-0,646+0,509\left(\frac{T_u}{1000}\right)} \quad \text{Eq.1.9}$$

pour P variant de 23 à 70 atm.

Cependant, pour avoir un modèle plus réaliste, qui prend en compte l'effet de la pression, de la température et de la richesse en même temps, Metghalchi et Keck [12] ont établi une corrélation empirique pour déterminer la vitesse de combustion laminaire dans des chambres sphériques à volume constant. La vitesse de combustion laminaire S_L est définie selon l'équation (1.10) :

$$S_L = S_{L0} \left(\frac{T_u}{T_{u0}} \right)^\alpha \left(\frac{P}{P_0} \right)^\beta \quad \text{Eq.1.10}$$

avec T_{u0} et P_0 , respectivement, la température et la pression de référence prises égales à 298 K et 1 atm, S_{L0} la vitesse de combustion laminaire dans les conditions de références qui dépend de la richesse et de la nature du carburant (cf. tableau 2.1). α et β sont des constantes ajustées empiriquement en fonction de la richesse. Les valeurs de α sont positives alors que celles de β sont négatives. Cette corrélation est valable pour des pressions dans la chambre qui sont supérieures à 2 atm.

Les résultats des mesures de la vitesse de combustion en fonction de la température des gaz frais, de la pression initiale et des richesses montrent que pour la corrélation en loi puissance, (cf. Eq.1.10), les courbes de tendance sont bien ajustées par rapport aux valeurs expérimentales.

Une autre corrélation en loi exponentielle établie par Lavoie [13] est utilisée dans cette étude et se base sur la loi d'Arrhenius selon l'équation suivante :

$$S_L = U \left(\frac{T_u^0}{T_0} \right) \left(\frac{P}{P_0} \right)^b \exp(-E_a/2R_f T_f^0) \quad \text{Eq.1.11}$$

avec T_0 et P_0 représentant, respectivement, la température et la pression de référence. T_u^0 la température adiabatique des gaz frais, T_f^0 la température adiabatique de la flamme. U , b et E_a sont des paramètres d'ajustement donnés en fonction de la richesse et du type du carburant. Cette relation est basée sur la théorie thermique de la propagation de flamme laminaire développée par Zeldovich et Frank-Kamenetsky et connue sous le nom de « la théorie de Semenov » (cf. 1.2.1). Elle représente bien les résultats expérimentaux. Cependant, ses paramètres dépendent fortement de la richesse ce qui rend leur signification physique difficile. De plus, elle fait appel à la température adiabatique de flamme dont l'estimation reste difficile et dépend du modèle thermodynamique utilisé.

En conclusion, nous allons nous intéresser aux corrélations faisant appel à la loi en puissance établie par Metghalchi et Keck [12] pour modéliser la vitesse de combustion laminaire. En effet, ces corrélations sont les plus utilisées dans la majorité des références bibliographiques du fait de leur implémentation facile et de leur large domaine d'application allant de 1 atm à 50 atm pour la pression et de 350 K à 700 K pour la température avec une précision de $\pm 10\%$.

Ces modèles, que nous venons de présenter, ont pris en compte les différents paramètres influençant, de premier ordre, la propagation de la flamme de prémélange laminaire, à savoir,

l'effet de la pression, de la température, de la richesse et de la nature du carburant. Néanmoins, l'effet des étirements et des courbures du front de flamme à des conditions différentes du processus de combustion n'a pas été abordé.

- **Effet de l'étirement du front de flamme sur la vitesse de propagation de flamme laminaire de prémélange**

Les flammes sphériques infiniment minces sont considérées comme des flammes « idéales ». Néanmoins, des études récentes ont bouleversé la notion de flamme parfaite en étudiant l'effet de l'étirement sur la structure du front de flamme et sur sa vitesse de propagation. L'étirement est dû généralement à un écoulement de cisaillement (laminaire ou turbulent) qui perturbe la propagation de la flamme. Il peut aussi apparaître à hautes pressions sous forme d'instabilités entraînant un plissement de front de flamme. Landau [14] a montré que l'étirement des flammes est à l'échelle de l'épaisseur du front de flamme. Ceci prouve le caractère instable de la flamme qui tend à se déformer intrinsèquement. Karlovitz et *al.* [15] ont défini l'étirement κ comme le taux d'accroissement de la surface de la flamme A :

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad \text{Eq.1.12}$$

Dans le cas d'une flamme sphérique, l'étirement est, alors, calculé mathématiquement à tout instant/position du rayon de flamme r_f comme suit :

$$\kappa = \frac{2}{r_f} \frac{dr_f}{dt} \quad \text{Eq.1.13}$$

Les travaux de Markstein [16] ont, ensuite, introduit la notion de rayon de courbure. Cette étude a donné une nouvelle définition du phénomène d'étirement qui est composé de deux contributions :

- l'étirement κ_c qui dépend de la courbure locale de la flamme,
- l'étirement κ_s du gradient de vitesse tangentielle au front de flamme dû aux contraintes de cisaillement.

$$\kappa = \kappa_c + \kappa_s = 2 \cdot S_L \cdot C + \frac{\partial(\vec{V}_g \cdot \vec{t})}{\partial l} \quad \text{Eq.1.14}$$

avec C la courbure locale et $\vec{V}_g \cdot \vec{t}$ la vitesse tangentielle au front de flamme décrit par l'abscisse curviligne l .

La théorie asymptotique des flammes laminaires montre l'influence de l'étirement κ sur sa vitesse. En effet, la vitesse fondamentale de la propagation de la flamme sphérique sera atténuée en présence de l'étirement. En se basant sur cette théorie, Gu et *al.* [17] ont établi une relation linéaire faisant intervenir une longueur caractéristique appelée longueur de Markstein \mathcal{E} qui dépend seulement du mélange réactif. La vitesse de flamme étirée S_L est exprimée comme suit :

$$S_L = S_L^0 - \mathcal{E} \cdot \kappa \quad \text{Eq.1.15}$$

Avec S_L^0 la vitesse de flamme laminaire non étirée et $\kappa = \kappa_c$ l'étirement par effet de courbure.

Comme la variation de la vitesse de propagation de flamme sous l'effet de l'étirement du front de flamme est due principalement à deux phénomènes à flux opposés (la diffusion massique et la diffusion thermique), la longueur de Markstein est définie comme étant une longueur critique qui caractérise l'effet de la diffusion thermique sur la stabilité de la courbure de la flamme. Dans la littérature, plusieurs mesures permettent de déduire les valeurs du nombre de Markstein Ma défini tel que :

$$\mathcal{E} = Ma * \delta_L \quad \text{Eq.1.16}$$

avec δ_L l'épaisseur de flamme laminaire caractéristique.

Cependant, selon Poinot et Veynante [18], ces mesures manquent de précision, ce qui fait qu'un recours aux valeurs déterminées numériquement, par exemple, par Bradley et *al.* [19] est indispensable.

Dans notre étude, ce modèle (cf. Eq.1.15) qui fait appel à la longueur de Markstein et qui reproduit bien les mesures expérimentales de la vitesse de propagation de flamme laminaire sphérique pour des mélanges méthane-air maintenus à des conditions opératoires différentes [19], sera pris en compte dans la modélisation de la vitesse de propagation de flamme (cf. 2.2.3).

En conclusion, bien que l'étirement représente une source d'instabilités qui affecte la vitesse de propagation de flamme, d'autres facteurs d'instabilité du front de flamme et qui peuvent être liés aux transferts thermiques dans la chambre de combustion méritent d'être présentés afin de mieux décortiquer les mécanismes physiques mis en place lors de la combustion dans une chambre sphérique à volume constant.

1.2.2.3 Instabilités du front de flamme sphérique

D'autres caractéristiques des flammes laminaires de prémélange sont les instabilités intrinsèques. En effet, une augmentation de la pression peut former des instabilités dans l'écoulement entraînant des plissements de la flamme. D'autres perturbations de concentration ou de température peuvent aussi modifier l'équilibre local entre la convection et la diffusion. Une nouvelle zone d'équilibre s'établit, alors, due au déplacement et à la déformation du front de flamme. Les différentes instabilités auxquelles la flamme sphérique, qui représente le siège de notre étude, est soumise sont présentées ci-dessous :

- instabilités dues aux forces de gravité : les forces de pesanteur apparaissent en présence des gaz frais et des gaz brûlés, qui possèdent des densités différentes. En effet, dans une chambre de combustion sphérique, des instabilités de Rayleigh-Taylor peuvent apparaître sur la partie supérieure de la flamme où les gaz frais plus denses sont placés au-dessus des gaz brûlés moins denses. D'autre part, les gaz brûlés les plus chauds migrent vers le haut sous l'effet de la poussée d'Archimède. Cette migration de gaz brûlés vers le haut génère un écoulement de gaz frais dans la chambre et perturbe la propagation sphérique de la flamme qui prend la forme d'un ellipsoïde. La vitesse de propagation de flamme est à son tour affectée. Elle a été définie par Bradley et *al.* [19] en prenant en compte le paramètre d'expansion thermique qui représente le rapport entre la densité des gaz brûlés et la densité des gaz frais, comme suit :

$$S_L = \frac{\rho_b}{\rho_u} \left(V_s + \frac{r_b}{3P_b} \frac{dP_b}{dt} \right) \quad \text{Eq.1.17}$$

avec ρ_b et ρ_u les densités des gaz brûlés et des gaz frais, respectivement, r_b le rayon des gaz brûlés et dP_b/dt l'augmentation de la pression due à l'expansion thermique des gaz derrière la flamme.

Plusieurs études expérimentales ont mis en évidence ce phénomène. Citons par exemple le travail de Boust [20] qui a mesuré simultanément, pour un mélange stœchiométrique de méthane-air, la pression et les flux de chaleur pariétaux dans trois positions différentes sur la paroi d'une chambre en aluminium de diamètre de 160 mm (cf. Figure 1.6).

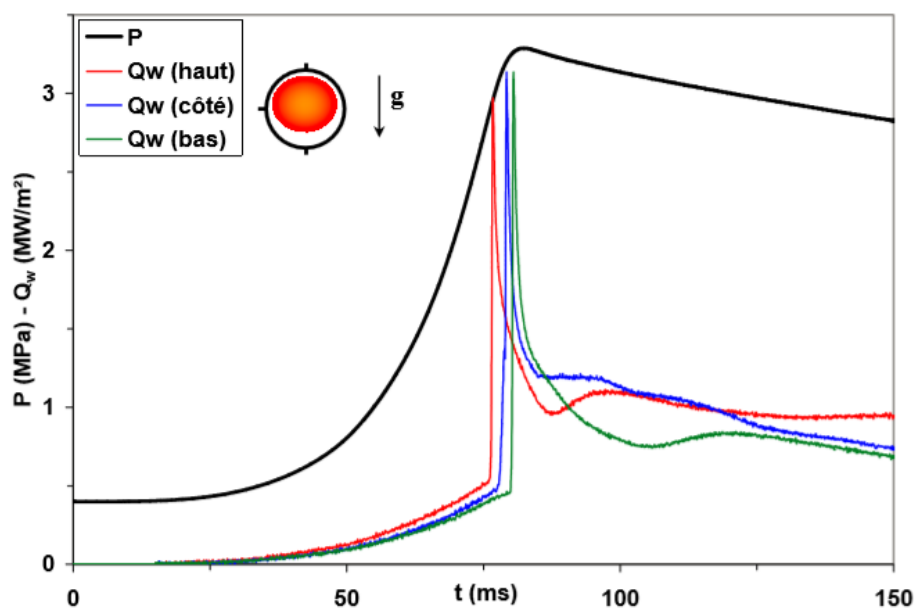


Figure 1.6 : Pression et flux thermique pariétal en 3 points de la surface de la chambre d'après Boust [20]

La non-correspondance entre les maxima de pression et des flux de chaleur pour les trois positions étudiées prouve le caractère non sphérique de la propagation de la flamme. En effet, le pic de flux de chaleur de la position haute est enregistré le premier. Il est suivi du pic de la position du côté puis de la position basse. Cette arrivée successive met en évidence une combustion non simultanée dans les positions étudiées et fait apparaître un point d'inflexion sur la courbe de pression qui coïncide avec le premier pic de flux. Ce point d'inflexion correspond donc à l'apparition brutale des pertes thermiques occasionnées par l'interaction flamme-paroi.

Dans le même contexte, l'auteur a étudié les effets de la poussée d'Archimède pour un mélange stœchiométrique d'hydrogène-air caractérisé par une vitesse de propagation beaucoup plus élevée que celle du mélange méthane-air. Une coïncidence entre les maxima de pression et de flux de chaleur pour les mêmes positions étudiées a été montrée. Ceci met l'accent sur les instabilités des forces de pesanteur qui s'accroissent dans le cas d'une combustion lente et disparaissent dans le cas d'une combustion rapide. En conclusion, ces instabilités, même si elles expliquent les causes susceptibles d'une combustion non sphérique dans une géométrie sphérique et nous aident ainsi à bien comprendre et interpréter les phénomènes de transfert thermique mis en jeu, sont négligeables dans le cas des moteurs à combustion interne et ne vont pas être prises en compte dans notre modélisation en raison de leur complexité qui nécessite une modélisation 3D.

- instabilités dues aux effets hydrodynamiques : dans la combustion sphérique, plusieurs phénomènes interviennent et peuvent modifier la configuration initiale de la flamme. Ainsi, lors d'un écoulement réactif caractérisé par la variation brusque de la masse volumique entre les gaz frais ρ_u et les gaz brûlés ρ_b , la vitesse de la flamme laminaire non étirée S_L^0 plane est susceptible d'être modifiée. Il s'agit des instabilités hydrodynamiques de Darrieus-Landau étudiées par Darrieus [21] et Landau [22]. Ces travaux ont montré que pour une petite perturbation déplaçant le front de flamme vers les gaz brûlés, la vitesse des gaz frais augmente de u_+ et devient supérieure à S_L^0 . Inversement, lorsque la perturbation déplace le front de flamme vers les gaz frais, la vitesse des gaz frais diminue localement de u_- et le front se déplace encore plus vers les gaz frais (cf. Figure 1.7).

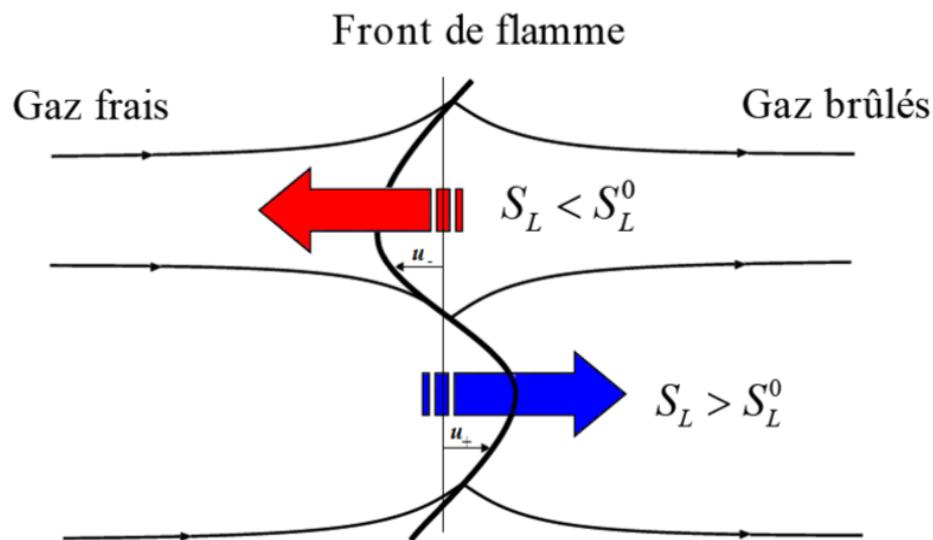


Figure 1.7 : Effets de la discontinuité de la composante de la vitesse normale au front de flamme sur les lignes de courant de l'écoulement d'après Clavin [23]

Ce phénomène est observé par Soika et *al.* [24] sur des flammes de méthane-air à richesses 0,7 et 1. Ils ont pu déduire qu'une flamme de prémélange plane est par nature instable et que les plissements augmentent de façon continue.

- instabilités thermodiffusives : la diffusion des espèces peut causer des instabilités au front de flamme quand les instabilités hydrodynamiques sont négligeables. Pour une flamme d'épaisseur non négligeable, deux phénomènes de diffusion massique et thermique se produisent d'une manière transversale dans la zone réactive et la zone de préchauffage. Un nombre adimensionnel, appelé nombre de Lewis, noté Le , met en évidence la compétition entre ces deux phénomènes. C'est un paramètre prépondérant

dans la stabilité, la dynamique et la structure du front de la flamme. Il est défini comme suit :

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad \text{Eq.1.18}$$

avec α la diffusivité thermique et D la diffusivité massique.

Ce type d'instabilités divise le front de flamme plissé en deux zones qui représentent le siège de la compétition thermique et diffusive (cf. Figure 1.8) :

- la zone I : la chaleur diffuse de la zone réactionnelle la plus chaude vers la zone de préchauffage. Ce refroidissement de la zone réactionnelle diminue la vitesse de propagation de la flamme qui sera confrontée à la diffusion des espèces réactives qui tendent à l'accélérer. Si la diffusion massique domine la diffusion thermique ($Le < 1$), la vitesse de la réaction chimique augmente du fait que la température augmente dans l'épaisseur de flamme qui est riche d'espèces réactives. Le front de flamme creuse encore plus cette zone vers les gaz frais. Dans le cas inverse, la vitesse de propagation de flamme sera diminuée et cette zone de flamme tend à se remettre à sa forme initiale plane.
- la zone II : dans cette zone, il se crée localement une augmentation de température du fait que la courbure est dirigée vers les gaz brûlés. Si $Le < 1$, La diffusion thermique faible ne compense pas la raréfaction des espèces réactives. La zone creuse encore vers les gaz brûlés du fait que la vitesse de propagation de flamme est diminuée. Dans le cas inverse, la vitesse de combustion augmente du fait que la température augmente. Il y aura alors une stabilisation du front de flamme.

Remarque : Si $Le = 1$, les effets seront stabilisants et le front de flamme restera alors stable.

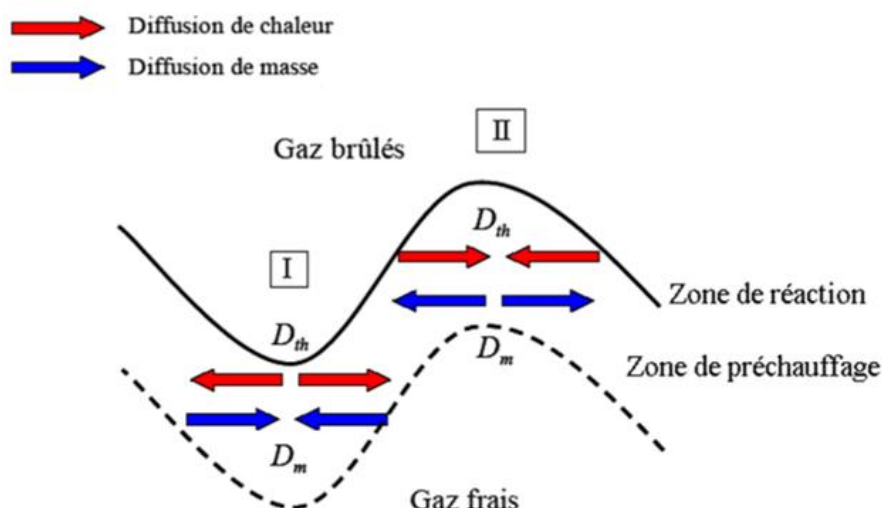


Figure 1.8 : Instabilités thermodiffusives d'un front de flamme laminaire d'après Landry [25]

En conclusion, les instabilités hydrodynamiques et thermodiffusives ont tendance à modifier la structure plane du front de flamme. La structure cellulaire produite peut donner naissance à des poches de gaz frais susceptibles d'être oxydées par les gaz chauds.

En conclusion, plusieurs études numériques et expérimentales ont été portées sur les flammes laminaires de prémélange dans le but de déterminer leurs paramètres caractéristiques. Dans ce qui suit, nous allons présenter les caractéristiques ainsi que les mécanismes physiques, plus particulièrement, les échanges thermiques mis en jeu lors de l'interaction flamme laminaire-paroi qui représente le siège de notre étude.

1.3 Interaction flamme-paroi

1.3.1 Phénomènes physiques impliqués dans l'interaction flamme-paroi

L'interaction entre une flamme et une paroi joue un rôle important dans les systèmes de combustion qui sont fortement influencés par la présence d'une surface murale. Ce phénomène complexe, abordé dans plusieurs études, fait intervenir la flamme, la paroi et l'écoulement (cf. Figure 1.9). Selon Bruneaux [26], les interactions réciproques entre ces trois éléments caractérisent le phénomène de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire et surtout en régime turbulent présent notamment dans les moteurs.

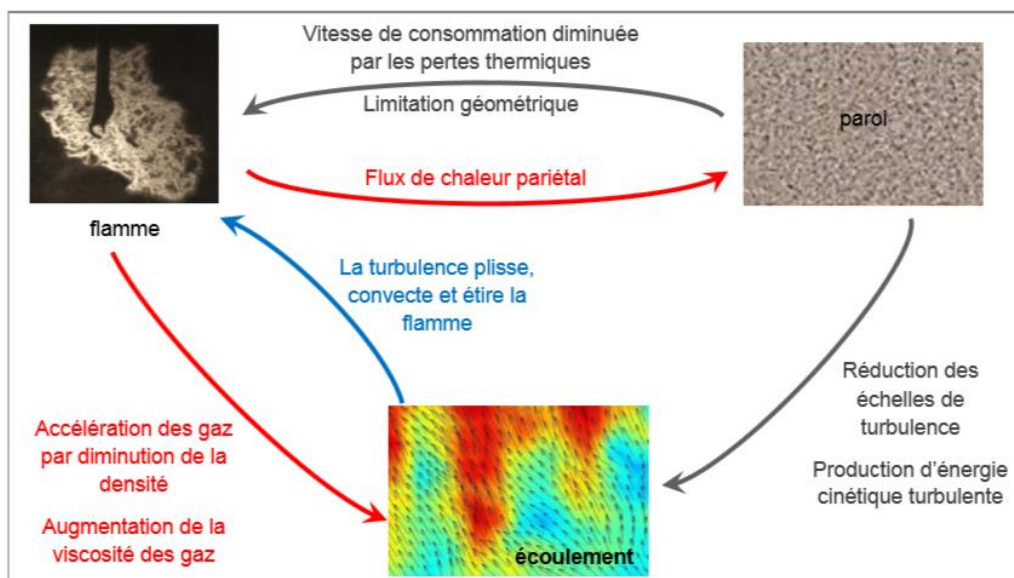


Figure 1.9 : Phénomènes mis en jeu lors de l'interaction flamme-paroi d'après Bruneaux [26]

Dans cette étude numérique, les résultats obtenus montrent que la flamme commence à être perturbée par la paroi à une distance donnée. Cette distance dépend de la nature du régime d'écoulement. En effet, en régime laminaire, la flamme commence à interagir avec la paroi à une distance d'environ cinq fois son épaisseur, tandis que cette distance se double en régime turbulent. D'après Foucher [27], cette interaction réciproque apparaît à quelques millimètres de la paroi, c'est-à-dire pour un nombre de Peclet environ égal à 40.

La limitation géométrique que représente la paroi envers la flamme représente une condition limite pour la diffusion de chaleur de la flamme vers la paroi. Bellenoue et *al.* [28] ont observé, lors d'une étude expérimentale qu'une flamme de prémélange cesse de se propager vers la paroi. Ce phénomène est bien mis en évidence en proche paroi lorsque la flamme cède une partie de sa chaleur à la paroi à travers les gaz frais bloqués dans cette zone et finit par s'éteindre. L'extinction de la flamme est due, principalement, aux pertes thermiques pariétales qui lui prennent de l'énergie susceptible de chauffer la zone de préchauffage et donc de faire avancer le front de flamme. Cette perte thermique agit aussi sur la vitesse de propagation de la flamme qui sera diminuée en proche paroi.

Nous distinguons trois types d'interaction flamme-paroi :

- interaction lointaine où le couplage thermique est dû essentiellement au rayonnement. Cette interaction a une faible influence sur les caractéristiques intrinsèques de la flamme,

- interaction proche où tous les modes de transfert thermique sont susceptibles d'intervenir. Cette interaction a une forte influence sur les caractéristiques intrinsèques de la flamme,
- interaction de type coincement qui aboutit à l'extinction de la flamme.

Dans notre étude, nous nous intéressons aux deux dernières interactions, plus particulièrement, à l'interaction de type coincement dû au fort couplage thermique qui y est présent.

1.3.2 Le phénomène de coincement

Pour mettre en évidence les principaux phénomènes caractérisant l'interaction flamme-paroi, Taillefer [29] a montré que lors d'une étude numérique de la combustion dans une chambre sphérique, la réaction chimique s'arrête à une distance finie de la paroi (à environ 95% du rayon de la chambre). Ce phénomène, connu sous le nom de phénomène de coincement, a fait l'objet de plusieurs études numériques et expérimentales dont l'une des premières remonte à celle de Potter [30]. L'étude du coincement est toujours liée à des problèmes théoriques non résolus de l'allumage [31], l'optimisation de la combustion et la réduction de la quantité d'hydrocarbures imbrûlés dans les moteurs à combustion interne [32].

Il a été prouvé qu'en régime laminaire, l'interaction entre la flamme et l'écoulement est négligeable. Ainsi, l'étude de l'interaction flamme laminaire-paroi est le siège fondamental de l'étude du phénomène de coincement.

1.3.2.1 Les différents types de coincement

En régime laminaire, trois configurations sont présentées : le coincement frontal, le coincement latéral et le coincement en cavité (cf. Figure 1.10).

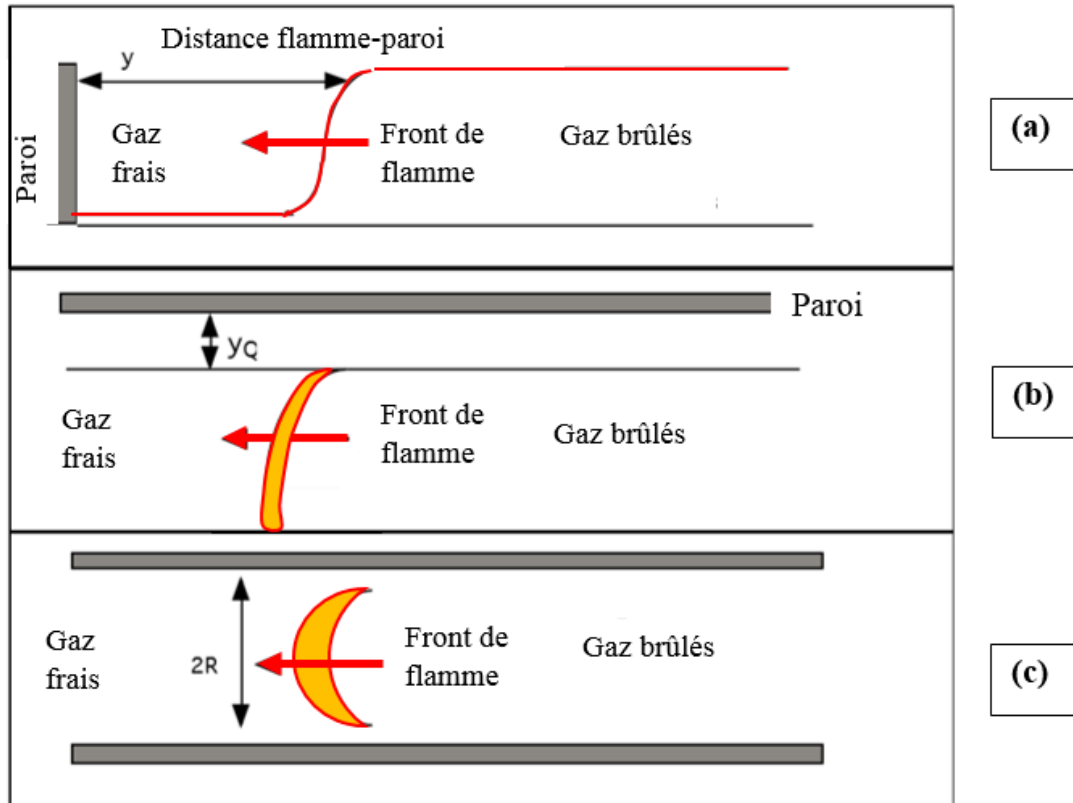


Figure 1.10 : Les configurations d'interaction flamme-paroi (a) coincement frontal, (b) coincement latéral, (c) coincement en cavité

- **Le coincement frontal (Head-On Quenching)** : quand le front de flamme se propage perpendiculairement vers la paroi. L'interaction flamme-paroi est instationnaire dans un repère lié à la flamme. Ce cas a été étudié expérimentalement et numériquement [33-36] (cf. Figure 1.10 (a)).
- **Le coincement latéral (Side-Wall Quenching)** : lorsque la flamme se propage parallèlement à la paroi. Dans ce cas, l'interaction flamme-paroi est stationnaire dans un repère lié à la flamme. Cette configuration a été décrite par Von Karman et Millan [37] et Fendell [38] comme étant un problème bidimensionnel de couche limite (cf. Figure 1.10 (b)).
- **Le coincement en cavité (Tube Quenching)** : quand le tube est de rayon R trop petit par rapport à la distance de coincement, la flamme s'éteint totalement. Les mesures montrent que la flamme s'arrête si $2R / \delta_l < 30$ [39] (cf. Figure 1.10 (c)).

Dans notre étude, nous allons nous intéresser au coincement frontal qui est dominant dans les chambres de combustion à volume constant.

1.3.2.2 Les différentes sources de coincement

Le phénomène de coincement dépend de nombreux paramètres concernant à la fois l'état de surface (température, matériau, géométrie de surface) et le milieu des gaz brûlés (température, pression, composition, dynamique des gaz près de la surface, étirement du front de flamme) [29]. D'une manière générale, l'extinction de la flamme peut être due aux pertes thermiques couplées ou non à l'effet de l'étirement du front de flamme et à une désexcitation des radicaux libres par la paroi.

- **Effets des pertes thermiques pariétales :** ce phénomène peut être expliqué par l'approche thermique de la propagation de la flamme déjà évoquée (cf.1.2.1). En effet, lorsque la flamme s'approche de la paroi, son énergie thermique produite par la combustion et susceptible de chauffer les gaz frais adjacents à la flamme est cédée à la paroi, essentiellement, par conduction thermique à travers la couche de gaz frais non brûlés (le rayonnement est présent mais il reste négligeable devant la conduction). La paroi, qui représente dans ce cas de figure un puits d'enthalpie [28], va absorber une partie de cette énergie au fur et à mesure que la flamme s'approche de la paroi et ceci jusqu'à atteindre la quantité de chaleur maximale responsable de l'extinction de la flamme.
- **Effets de l'étirement du front de flamme :** L'effet de l'étirement (cf.1.2.2.2) a été perçu par Foucher et *al.* [40] lors de l'étude d'une flamme laminaire sphérique d'un mélange méthane-air. En effet, pour une propagation frontale, le front de flamme, initialement plat, commence à se perturber en s'approchant de la paroi. Ces perturbations sont à l'origine de la dynamique des gaz frais qui se trouvent bloqués entre la flamme et la paroi étant donné que la diffusion thermique n'est pas la responsable des plissements du front de flamme (nombre de Lewis $Le = 1$). L'augmentation de la courbure du front de flamme est due, donc, à l'expansion thermique des gaz brûlés qui modifie le mouvement des gaz frais bloqués contre la paroi.
- **Effets de la désexcitation des radicaux libres par la paroi :** ce phénomène apparaît en proche paroi. En effet, la combustion, comme toute réaction chimique, produit des radicaux libres intermédiaires afin de produire les produits de la réaction. Ces produits intermédiaires seront affectés par la présence de la paroi qui désexcite les atomes excités vers un niveau d'énergie plus faible. Cette diminution d'énergie rend les radicaux libres

incapables de réagir ensemble et donc de finaliser la réaction de combustion. A cet égard, la réaction chimique s'arrête provoquant ainsi l'extinction de la flamme.

Westbrook et *al.* [41] ont montré lors d'une simulation numérique que les facteurs cinétiques, tels que les différences entre la température de dépendance des réactions de recombinaison des radicaux et des réactions de ramifications des chaînes sont les responsables du coincement frontal de la flamme.

Dans notre étude et dans ce qui suit, nous allons nous intéresser aux pertes thermiques pariétales qui représentent une source principale de coincement dans notre modélisation étant donné que l'aérodynamique ainsi que la chimie n'ont pas été prises en compte dans notre approche numérique. Ainsi, pour parachever notre étude de modélisation, une bonne compréhension du phénomène de coincement est alors requise. Il s'agit de définir ses paramètres caractéristiques qui sont en lien avec les pertes thermiques en apportant une modélisation simple et facile à mettre en place.

1.3.2.3 Les paramètres caractéristiques du coincement

L'interaction flamme laminaire-paroi est caractérisée par deux paramètres importants : la distance de coincement δ_Q et le flux de chaleur pariétal φ_Q .

- **La distance de coincement** : ce paramètre est très important dans notre étude en vue du fort lien qu'il représente avec les pertes thermiques pariétales. Il s'agit de la distance minimale entre la flamme et la paroi obtenue juste avant l'extinction de la flamme. Plusieurs études bibliographiques se sont intéressées à l'estimation de la distance de coincement dans des configurations géométriques et des conditions opératoires différentes. Dans ce contexte, Westbrook et *al.* [41] ont estimé numériquement la distance de coincement frontal via la paroi d'une chambre de combustion de la flamme des prémélanges méthane-air dans différentes conditions opératoires. Les calculs sont fournis sur un large intervalle de conditions initiales allant de 1atm à 40 atm pour la pression, de 300 K à 400 K pour la température de la paroi et de 0,8 à 1,4 pour la richesse des mélanges étudiés. La valeur calculée pour une pression initiale égale à 10 atm et à une température initiale de la paroi égale à 300 K, est égale à 0,12 mm. Généralement, il est très délicat de comparer des distances de coincement dimensionnées car leurs valeurs dépendent de la manière avec laquelle la distance flamme-paroi ainsi que l'épaisseur de flamme ont été définies. Pour contourner ce problème, des formulations adimensionnées sont utilisées. En pratique, la distance flamme-paroi δ est

adimensionnée par l'épaisseur caractéristique de la flamme laminaire en propagation libre δ_l^0 . Le nombre adimensionnel obtenu est le nombre de Peclet Pe qui, au moment du coincement, est égal à :

$$Pe_{e,Q} = \frac{\delta_Q}{\delta_l^0} \quad \text{Eq.1.19}$$

avec δ_Q la distance de coincement et δ_l^0 le plus souvent définie selon l'équation 1.2.

Cependant, étant donné que l'épaisseur de flamme laminaire δ_l^0 est inversement proportionnelle à la vitesse de propagation de flamme [42], la corrélation déduite se base sur le nombre de Peclet des gaz brûlés, qui dans ce cas est pris approximativement constant [43] :

$$Pe_b = \frac{\delta_Q}{\delta_l^0} = \rho_u S_u \delta_Q c_{pb} / \lambda_b \cong \text{constante} \quad \text{Eq.1.20}$$

avec ρ_u la densité des gaz frais, S_u la vitesse de propagation de flamme, c_{pb} la capacité calorifique massique des gaz brûlés, λ_b la conductivité thermique des gaz brûlés évalué à la température adiabatique.

L'étude paramétrique de l'effet de la richesse, a montré qu'en considérant la vitesse de flamme de méthanol [44], le nombre de Peclet basé sur les gaz brûlés est égal à $3,5 \pm 0,7$ pour des richesses allant de 0,8 à 1,4. Dans le même cadre, les résultats de l'étude de l'effet de la pression sur l'évaluation de la distance de coincement pour les mélanges stœchiométriques considérés montrent que la distance de coincement diminue quand la pression augmente. La distance de coincement est alors exprimée comme une puissance de la pression selon :

$$Pe_b = 3,5 P^{-0,06} \quad \text{Eq.1.21}$$

Cette corrélation empirique présente certains inconvénients du fait que les mesures de la vitesse de flamme ainsi que la distance de coincement sont incertaines. De plus, elle n'est pas valable pour des pressions inférieures à la pression atmosphérique.

Afin de pouvoir comparer les résultats simulés de la distance de coincement aux résultats expérimentaux, nous allons présenter quelques études expérimentales qui se sont intéressées à la mesure de la distance de coincement frontal dans une enceinte à volume constant. Dans ce contexte, Bellenoue et al. [27] ont mesuré les distances de coincement frontal et latéral du prémélange méthane-air dans une chambre de configuration

rectangulaire dont la paroi est soit en inox lisse, soit en inox couvert de suies et en céramique. La flamme interagit avec un obstacle rectangulaire placé en bas de la chambre. Dans cette étude, la méthode de mesure se base sur une photographie directe afin d'enregistrer la position de la flamme, en supposant que le front de la zone lumineuse de la flamme est associé à l'apparence des radicaux résultant des réactions élémentaires dans cette zone. Dans la zone de coincement frontal, la vitesse de propagation de la flamme est de 0,4 m/s. Les expériences sont réalisées pour une pression initiale comprise entre 0,05 MPa et 0,215 MPa. Quand la flamme touche l'obstacle, la pression augmente à cause d'une combustion de petit volume. Au même instant, la température des gaz frais augmente légèrement sans dépasser la valeur de 310 K alors que la température de la paroi des obstacles reste froide et légèrement supérieure à la température initiale (301 K). Les distances mesurées pendant le coincement frontal sont présentées dans la figure suivante (cf. Figure 1.11) :

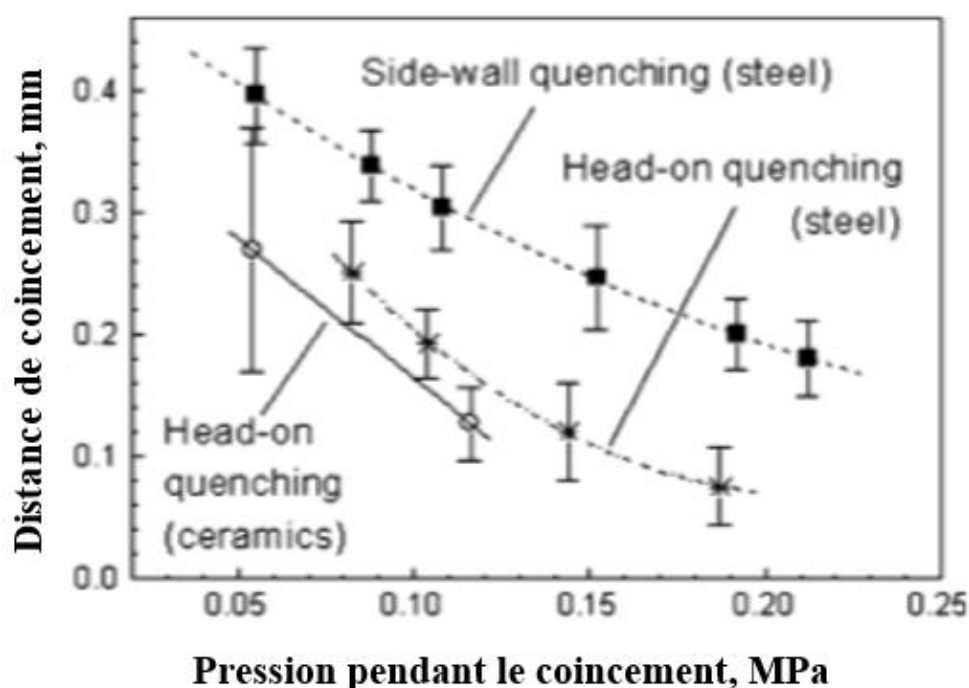


Figure 1.11 : La distance de coincement frontal en fonction de la pression pour différents matériaux de la paroi. () Paroi en acier brillant ; (O) paroi en céramique ; (■) correspond à la distance de coincement latéral pour la paroi en acier d'après Bellenoue et al. [28]*

Les résultats expérimentaux montrent que pour la paroi en acier poli, la distance de coincement frontal est inférieure à la distance de coincement latéral d'un facteur 1,4 à 2,5, pour des pressions allant de 0,08 MPa à 0,19 MPa. La distance de coincement frontal pour la paroi en céramique est 1,25 - 1,45 fois plus petite que celle de l'acier dans la plage

de pression de 0,08 MPa à 0,12 MPa. Concernant la paroi en acier couverte de suies, les distances de coincement latéral sont inférieures à celles trouvées pour l'acier lisse d'un facteur de 1,1 - 1,5. Cette diminution est peut-être due aux effets de l'isolation thermique de la paroi couplée à une meilleure absorption du rayonnement émis par la flamme. Le nombre de Peclet a été évalué pour les différentes distances de coincement mesurées. Il est donné par Vosen et *al.* [34] et Poinso et *al.* [45] comme suit :

$$P_e = \delta_q S_u / \alpha \quad \text{Eq.1.22}$$

avec S_u la vitesse de propagation de flamme et α la diffusivité thermique du gaz.

Les valeurs calculées pour le nombre de Peclet au moment du coincement sont de 4,7 et 3,8 pour le coincement frontal dans le cas d'une paroi en acier brillant et en céramique, respectivement. Pour le coincement latéral, $P_e = 8,5$ et $P_e = 5,6$ pour les deux parois, respectivement.

En conclusion, la nécessité de poursuivre numériquement l'étude du coincement de la flamme est également justifiée par la dispersion des mesures expérimentales de la distance de coincement. Ceci s'explique par la difficulté des mesures directes de la distance de coincement dû principalement aux petites échelles spatiales du phénomène.

- **Le flux de chaleur pariétal :** d'une manière générale, le flux de chaleur pariétal est présent dans la combustion des prémélanges durant l'interaction flamme-paroi. Cependant, sa valeur maximale est une caractéristique du coincement de la flamme [34]. Le flux de chaleur pariétal peut être mesuré en utilisant un fluxmètre ou bien calculé à partir des valeurs de températures en proche paroi.

Le flux de chaleur pariétal maximal Q_w est aussi normalisé par la puissance de flamme laminaire non étirée Q_l^0 . Le flux thermique adimensionné φ est utilisé pour évaluer le rôle des pertes thermiques pariétales dans le bilan énergétique. Il est égal à :

$$\varphi = \frac{Q_w}{Q_l^0} \quad Q_l^0 = \rho_u c_p S_l^0 \Delta T \quad \text{Eq.1.23}$$

avec ρ_u la densité des gaz frais, S_l^0 la vitesse de propagation de flamme laminaire non étirée, c_p la capacité calorifique massique à pression constante et ΔT la différence entre la température des gaz brûlés et la température des gaz frais. Au moment du coincement, le flux de chaleur pariétal est noté φ_Q .

Pour ces deux paramètres caractérisant le coincement (P_e et φ), plusieurs études ont été menées afin de prédire leur ordre de grandeur pendant le coincement. En effet, pendant le coincement frontal, la flamme s'éteint pour un nombre de Peclet de l'ordre de 3 [33,34]. Les mesures indiquent que le flux de chaleur adimensionné φ_Q est de 0,36. Ces résultats suggèrent que la flamme s'éteint quand le flux de chaleur pariétal est de l'ordre de un tiers de la puissance de la flamme. Afin de valider ces résultats, il existe des modèles liant l'un à l'autre qui sont issus de plusieurs études théoriques et expérimentales. Dans ce cadre, Poinso et *al.* [45] ont établi des corrélations du flux de chaleur normalisé maximal φ_Q et du nombre de Peclet minimal P_Q en régime laminaire. En effet, au moment du coincement, le flux de chaleur pariétal φ_Q est régi principalement par la conduction de chaleur dans la couche de gaz frais en proche paroi d'épaisseur δ_Q tel que :

$$\varphi_Q \cong \lambda \frac{T_2 - T_w}{\delta_Q} \quad \text{Eq.1.24}$$

avec λ la conductivité thermique des gaz, T_2 la température des gaz brûlés et T_w la température de la paroi.

Cette relation, basée sur la conduction thermique dans la zone de coincement, est proposée par Fergusson et Keck [46] dans le cas de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire. Dans leur étude, les auteurs considèrent que le profil de température dans les gaz frais est linéaire, que la température de paroi T_w est constante et que la température des gaz brûlés est égale à la température adiabatique de flamme T_{ad} . Bien que cette relation reste simple, Sotton et *al.* [47] ont montré qu'elle représente des limites étant donné qu'elle prédit des résultats différents des données expérimentales pour des pressions au-dessus de la pression atmosphérique. A partir de cette équation et en supposant que la température des gaz frais T_1 est égale à celle de la paroi T_w , une relation qui caractérise le coincement est établie :

$$\varphi_Q = \frac{T_2 - T_w}{T_2 - T_1} \frac{1}{P_Q} \cong \frac{1}{P_Q} \quad \text{Eq.1.25}$$

Les résultats de cette étude montrent que pour une large variation des paramètres chimiques (taux de dégagement de chaleur, l'énergie d'activation,...), les paramètres de coincement ne varient pas de plus de 25% ce qui confirme que le problème est régi principalement par la thermique. Dans ce cadre, d'autres approches de modélisation ont été présentées. En effet, Sotton et *al.* [47] ont développé un modèle d'interaction flamme-paroi basé sur le taux de réaction (cf. Annexe 2). La démarche de modélisation adoptée dans cette formulation se base

sur les travaux de Potter et Berlad [48] qui proposent une intégration de l'équation de la chaleur 1D dans la zone de coincement, ce qui fournit une relation entre la distance de coincement δ_Q et le taux de réaction w susceptible d'initier la combustion. La formulation finale du modèle est alors donnée par :

$$\delta_Q^2 = k_2 \cdot \left(1 - \frac{Q_w}{Q_l}\right) \frac{\lambda X_{fuel}}{c_p \cdot w} \quad \text{Eq.1.26}$$

avec λ et c_p respectivement, la conductivité thermique et la chaleur massique des gaz frais, X_{fuel} la fraction molaire du carburant dans les gaz frais, k_2 un paramètre d'ajustement à la géométrie d'interaction flamme-paroi, Q_l la puissance thermique produite par la flamme (cf. Eq.1.23) et Q_w la puissance thermique cédée par la flamme à la paroi.

Ce modèle a été mis en œuvre dans le cas du coincement frontal pour le mélange méthane-air, où des mesures simultanées de flux thermique et de distance de coincement sont disponibles. La démarche suivie pour tester la validité du modèle consiste à comparer la distance de coincement prédite par le modèle et la distance de coincement mesurée expérimentalement. Pour une valeur de k_2 égale à $7 \cdot 10^{-5}$, les résultats montrent que l'évolution de la distance de coincement frontal est simulée assez fidèlement par le modèle. En effet, pour les deux richesses considérées (0,7 et 1), la distance de coincement δ_Q diminue quand P augmente. L'augmentation de la pression s'accompagne d'une légère variation des paramètres du modèle à l'exception du flux adimensionné Q_w/Q_l qui diminue légèrement, et surtout du taux de réaction w qui augmente significativement. Cette dépendance du taux de réaction à la pression met en évidence l'importance du taux de réaction dans l'interaction flamme-paroi. En effet, la distance de coincement diminue quand le taux de réaction ou la puissance de flamme augmentent, ce qui reste en accord avec la physique de l'interaction flamme-paroi qui stipule que la flamme s'approche plus près de la paroi quand elle est plus énergétique.

Ce modèle reproduit donc de manière satisfaisante la relation observée expérimentalement entre le flux thermique pariétal et la distance de coincement pour les deux richesses considérées et pour des pressions supérieures à 0,05MPa et inférieures à 0,2MPa et 0,3MPa, respectivement, (étant donné que la mesure de distance de coincement est limitée à des valeurs supérieures à 100 μ m). Néanmoins, la présence de la constante empirique k_2 dans la formulation analytique du modèle limite son caractère prédictif. D'où la nécessité de développer d'autres formulations dénuées d'empirisme. A cet égard, Boust et *al.* [49] ont développé un modèle d'interaction flamme-paroi basé sur un bilan d'énergie (cf. Annexe 3).

Les hypothèses utilisées dans ce modèle sont, en une partie, celles adoptées par Potter et Berlad [48] (cf. Annexe 2) et la stratégie employée ici consiste à éliminer les paramètres mal connus au profit des paramètres qui sont mesurés avec une bonne précision ou qui peuvent être calculés avec un bon niveau de confiance. La formulation analytique finale du modèle de coincement est exprimée sous les deux formes équivalentes suivantes :

$$\varphi = \frac{1}{P_e + 1} \Leftrightarrow P_e = \frac{1 - \varphi}{\varphi} \quad \text{Eq.1.27}$$

avec φ et P_e définis, respectivement, par les équations Eq.1.23 et Eq.1.19.

Ce modèle introduit deux grandeurs de référence de problème de coincement de la flamme : le nombre de Peclet P_e et le flux thermique adimensionné par la puissance de flamme φ . Il relie ainsi la densité de flux thermique maximale (via le flux adimensionné) à la distance de coincement (via le nombre de Peclet). D'après ces équations, les pertes thermiques augmentent lorsque la distance de coincement diminue, et réciproquement ce qui coïncide avec la phénoménologie de l'interaction flamme-paroi. Pour tester la validité du modèle dans le cas du coincement frontal et latéral, les auteurs ont proposé de calculer les valeurs de distance de coincement à partir du flux thermique mesuré expérimentalement, puis de comparer ces valeurs calculées aux valeurs expérimentales. Les résultats obtenus pour des mélanges méthane-air à richesse 0,7 et 1 et des pressions de 0,05 MPa à 0,35 MPa montrent que les distances de coincement prédites par le modèle sont en adéquation avec les valeurs mesurées en configuration frontale ou latérale avec un écart maximal de 30% (cf. Figure 1.12).

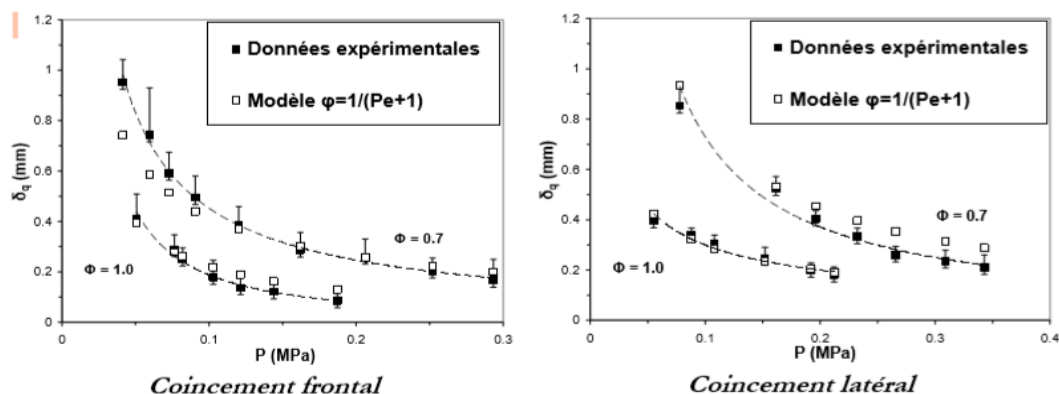


Figure 1.12 : comparaison modèle-mesure de la distance de coincement d'après Boust et al. [49]

L'avantage majeur de ce modèle est d'une part qu'il est dépourvu de tout coefficient empirique, et d'autre part qu'il fait appel à des paramètres courants : le nombre de Peclet et le flux thermique adimensionné. La validité du présent modèle démontre par ailleurs la pertinence des hypothèses employées, en particulier, l'hypothèse du flux thermique constant à travers la

couche de gaz frais, à l'instant du coincement et ceci pour un large intervalle de conditions initiales. En outre, il vaut pour le coincement frontal aussi bien que latéral, ce qui confirme leur similitude dans les cas d'un faible étirement. Il est a priori valable quel que soit le carburant utilisé. Cependant, l'approximation considérant que la température des gaz frais a peu évolué lors de la combustion et est égale à la température de la paroi (cf. Annexe 3) dévie de plus de 10% pour une pression initiale de 0,6 MPa qui provoque un échauffement dans les gaz frais de 200 K par rapport à leur température initiale, 298 K.

Dans des études ultérieures, Boust et *al.* [50] ont amélioré le modèle précédent (Eq (1.27)) afin de prendre en compte le cas du coincement frontal dans des conditions initiales non isothermes. En effet, lorsque les températures de paroi et des gaz frais sont différentes, le modèle (Eq1.27) n'est plus vérifié et la nouvelle formulation est alors donnée par :

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{T_F - T_u}{T_F - T_w} \cdot P_e + 1 \quad \text{Eq.1.28}$$

Les résultats montrent que la distance de coincement frontal calculée est en accord avec celle mesurée en vue de l'incertitude des mesures et ceci pour des températures de paroi entre 300 K et 500 K. Cependant, dans le cas du coincement latéral, les distances calculées à partir de ce modèle sont très inférieures aux distances obtenues expérimentalement malgré une tendance identique. Pour contourner ce problème, Boust et *al.* [51] ont modifié les hypothèses du modèle précédent en faisant apparaître la vitesse de déplacement de la flamme dans les expressions de la puissance de flamme Q_l et de la puissance que garde la flamme Q_r . La formulation finale du modèle est donnée par :

$$\frac{1}{\varphi} = \frac{T_F - T_u}{T_F - T_w} \cdot P_e + \frac{S_l}{V_F} \quad \text{Eq.1.29}$$

avec V_F la vitesse apparente de flamme et S_l la vitesse de flamme laminaire étirée.

Les résultats de ce modèle montrent que les différences entre les distances de coincement mesurées et calculées sont inférieures à celles observées dans le modèle précédent (Eq.1.28). D'une manière générale, ce modèle reste satisfaisant bien qu'il ne prenne pas en compte directement l'étirement de la flamme dû à la courbure et au cisaillement.

En conclusion, l'interaction flamme-paroi en régime laminaire a été étudiée expérimentalement et théoriquement. L'analyse des mesures expérimentales qui constituent une base de données propice à la vérification de modèles physiques de l'interaction flamme-

paroi, a permis de conclure que dans le cas de flammes laminaires à faible étirement, le coincement latéral est régi principalement par les pertes thermiques, comme le coincement frontal. Le premier modèle présenté (Eq.1.26) relie la distance de coincement au flux thermique adimensionné et au taux de réaction de la flamme. Ses résultats sont en bonne concordance avec les données expérimentales. Néanmoins, il inclut une constante empirique à déterminer. Le deuxième modèle présenté (Eq.1.27) est un modèle 1D basé sur le bilan d'énergie dans les gaz frais lors du coincement. Sa formulation analytique relie le nombre de Peclet au flux thermique adimensionné sans constante empirique. Les résultats de ce modèle sont en bonne concordance avec les données expérimentales pour deux richesses différentes et à des pressions de 0,05–0,35MPa, dans le cas du coincement frontal comme du coincement latéral aux faibles étirements. Dans notre étude, ce modèle qui nécessite la modélisation du flux thermique pariétal, sera alors employé dans le code de calcul afin de modéliser le phénomène de coincement. Cependant, bien que ce modèle constitue un outil entièrement prédictif à partir duquel on peut, par exemple, déterminer une valeur de la distance de coincement dans des conditions données, son utilisation reste limitée à des conditions d'écoulement laminaire loin des conditions moteurs.

1.4 Modélisation des pertes thermiques pariétales

Le transfert de chaleur aux parois des cylindres des moteurs à combustion interne est reconnu comme l'un des facteurs les plus importants qui influent la conception et le fonctionnement du moteur. Dans ces configurations, les pertes thermiques pariétales sont dues principalement à la conduction des gaz brûlés vers la paroi. La contribution du rayonnement des gaz chauds et des particules est non négligeable dans certaines applications comme les moteurs Diesel. Avant de présenter les différents modèles des pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion à volume constant et dans les moteurs à combustion interne en particulier, nous présentons, d'abord, les différents types de transfert de chaleur : la conduction, la convection et le rayonnement.

- Conduction : ce type de transfert se produit au niveau moléculaire quand un gradient de température existe dans un milieu solide ou fluide. La chaleur est transférée le long de ce gradient de température par conduction. La loi fondamentale qui gouverne la conduction est appelée la loi de Fourier, donnée par :

$$Q_{cond} = -\lambda \cdot A \cdot \frac{dT}{dx} \quad \text{Eq.1.30}$$

avec Q_{cond} le flux de chaleur conductif exprimé en W, λ la conductivité thermique du milieu exprimée en $W.m^{-1}.K^{-1}$, A la surface normale à la direction x exprimée en m^2 et dT/dx le gradient de température dans la direction x .

- Convection : ce type de transfert se produit dans les fluides par l'intermédiaire d'un mouvement moléculaire aléatoire appelé diffusion ou d'un mouvement d'ensemble d'un fluide transportant l'énergie d'un endroit à l'autre. La convection peut être soit forcée par exemple en poussant le flux le long de la surface ou naturelle en raison des forces de flottabilité. La convection est modélisée par la loi de Newton, donnée par :

$$Q_{conv} = h. A. \Delta T \quad \text{Eq.1.31}$$

avec Q_{conv} le flux de chaleur convectif exprimé en W, h le coefficient de transfert convectif qui dépend de la géométrie de la surface, des caractéristiques de l'écoulement et des propriétés thermodynamiques du fluide. Il est exprimé en $W.m^{-2}.K^{-1}$. ΔT est la différence de température entre le fluide et la surface.

- Rayonnement : ce mode de transfert de l'énergie thermique se fait par l'intermédiaire des ondes électromagnétiques. Il se produit entre les surfaces à différentes températures même s'il n'y a pas de milieu entre elles tant qu'elles se font face. Le transfert par rayonnement entre une surface et le milieu environnant est gouverné par la loi de Stefan-Boltzmann, donnée par :

$$Q_{ray} = \varepsilon. \sigma. A. (T_s^4 - T_{sur}^4) \quad \text{Eq.1.32}$$

avec ε l'émissivité de la surface, σ la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5,67.10^{-8}W/m^2.K^4$), T_s la température absolue de la surface et T_{sur} la température absolue du milieu environnant.

1.4.1 Importance des pertes thermiques pariétales dans le bilan énergétique des moteurs à piston

Au fil des années, plusieurs chercheurs se sont intéressés à déterminer expérimentalement le flux de chaleur cédé à la paroi et à établir des modèles simulant les pertes thermiques pariétales dans des chambres de combustion à volume constant. Une prévision précise du transfert thermique à la paroi est nécessaire pour calculer le taux de transfert de chaleur à partir des données de pression et de température du gaz et pour améliorer la simulation globale dans les moteurs à combustion interne.

L'énergie chimique totale qui pénètre dans un moteur est convertie en environ 35% de travail de vilebrequin utile, 30% de chaleur évacuée avec les gaz d'échappement et 30% de chaleur cédée par les gaz aux parois du cylindre. Les températures de gaz dans la chambre pendant la combustion peuvent atteindre 2700 K. Or, les composants métalliques de la chambre ne peuvent pas tolérer de telles valeurs de la température, ce qui indique qu'un transfert de chaleur important s'est produit dans les cylindres des moteurs à combustion interne [52]. Le processus de transfert de chaleur des gaz vers le milieu froid à travers la paroi de la chambre de combustion incorpore en général les trois modes de transfert de chaleur. En effet, la chaleur est transférée des gaz chauds à la paroi du cylindre par convection avec une contribution du rayonnement alors que la conduction est présente dans la paroi de la chambre de combustion (cf. Figure 1.13).

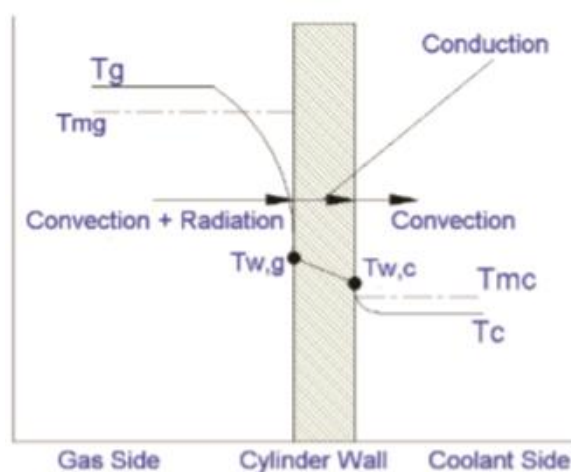


Figure 1.13 : Schéma de distribution de la température et des trois modes de transfert thermique à travers la paroi d'une chambre de combustion d'après Pulkrabek [52]

Les pertes thermiques dans les moteurs à pistons sont liées à deux phénomènes distincts : l'interaction flamme-paroi et l'interaction gaz brûlés-paroi. Étant donné le caractère réactif et 3D de l'interaction flamme-paroi, elle met en jeu des transferts énergétiques plus importants que l'interaction gaz brûlés-paroi.

1.4.2 Modèles des pertes thermiques pariétales

L'analyse et la modélisation des transferts de chaleur dans les moteurs sont parmi les questions les plus compliquées, à cause du processus de combustion, de la turbulence de charge dans le cylindre et du mouvement rapide du piston dans la chambre de combustion. Tous ces facteurs contribuent à l'instabilité et aux changements locaux du transfert de chaleur dans le cylindre. Dans les systèmes à combustion interne, la contribution du transfert thermique

conductif à la paroi est plus importante que celle du transfert radiatif (cf. 3. 3.4). C'est pour cela, que nous allons nous intéresser davantage aux modèles de transferts conductifs qu'aux modèles radiatifs.

En termes de simulation numérique, les transferts thermiques fluide-paroi sont décrits, généralement, dans des codes de calcul à l'aide de formulations 0D ou 1D appropriées aux situations d'écoulements inertes ou réactifs. Les modèles des pertes thermiques pariétales sont représentés classiquement par l'hypothèse de convection qui introduit le coefficient de Newton h (cf. Eq.1.31). Cette relation linéaire d'ordre 1 ne peut pas rendre compte de tous les phénomènes rencontrés dans les écoulements réactifs tels que la présence de couches limites thermiques et cinématiques. Ainsi, pour reproduire l'effet de ces phénomènes, il faut généralement écarter les formulations théoriques et élaborer un modèle d'interaction fluide-paroi donnant directement Q_w , appelé loi de paroi.

Les modèles des pertes thermiques pariétales peuvent être classées en deux familles : corrélations empiriques et loi de paroi.

1.4.2.1 Modèles empiriques des pertes thermiques pariétales

Il s'agit d'une approche globale, thermodynamique, 1 zone ou 0D qui a accompagné le développement des moteurs à combustion interne depuis plusieurs années. Parmi les corrélations les plus connues et les plus anciennes, nous citons la formulation établie par Nusselt [53] à partir des expériences de combustion laminaire. Cette corrélation basée sur la convection naturelle a été établie dans le cas d'une bombe sphérique et généralisée à un cylindre de moteur.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Bombe sphérique : } h = 1,15 \sqrt[3]{P^2 T_g} \end{array} \right. \quad \text{Eq.1.33}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Cylindre moteur : } h = 1,15(1 + 1,24 \langle V_{piston} \rangle)^3 \sqrt[3]{P^2 T_g} \end{array} \right. \quad \text{Eq.1.34}$$

avec P la pression en bar, T_g la température moyenne des gaz dans la chambre et

$\langle V_{piston} \rangle$ la vitesse moyenne du piston.

Cette formulation, bien qu'elle prenne en compte les paramètres thermodynamiques moyens de l'écoulement, sous-estime le flux de chaleur à la paroi à cause de sa validité en régime laminaire couplé à la convection naturelle ce qui ne représente pas la combustion turbulente dans les moteurs. Pour contourner ce problème, plusieurs formulations basées sur la

convection forcée ont été établies afin de prendre en compte les effets des écoulements turbulents sur les transferts thermiques dans les moteurs. Nous citons, à titre d'exemple, les corrélations semi-empiriques basées sur l'analogie avec les plaques planes et les conduites et qui font intervenir le nombre de Nusselt, Nu , défini par le quotient entre le transfert de chaleur total et la conductivité thermique λ :

$$Nu = \frac{h \cdot D}{\lambda} = \frac{D \cdot Q_w}{T_g - T_w} \quad \text{Eq.1.35}$$

où D est une longueur caractéristique, h le coefficient d'échange thermique et T_w la température de la paroi.

Le nombre de Nusselt peut être évalué par une corrélation expérimentale largement utilisée dans la littérature en régime quasi-isotherme [54], et s'exprimant en fonction du nombre de Reynolds hydraulique Re_D ($Re_D = 2Re$) et du nombre de Prandtl Pr :

$$Nu = 0,023 Re_D^{4/5} Pr^{1/3} \text{ où } Re = \frac{\rho \cdot V \cdot D}{\mu} \text{ et } Pr = \frac{\vartheta}{\alpha} \quad \text{Eq.1.36}$$

avec ρ la masse volumique, V la vitesse de l'écoulement, D une dimension caractéristique, μ la viscosité dynamique, ϑ la viscosité cinématique et α la diffusivité thermique.

Dans le même contexte, Lawton [55] a proposé des corrélations pour le nombre de Nusselt en adéquation avec les résultats expérimentaux pour évaluer les pertes thermiques pariétales dans les deux phases de compression et d'expansion du cycle moteur à pistons. Sa formulation inclut un terme non stationnaire et le flux de chaleur local peut alors être écrit comme :

$$Q_w'' = h(t)(T(t) - T_w) = (k(t)/d)Nu(t)(T(t) - T_w) \quad \text{Eq.1.37}$$

avec

$$Nu(t) = A Re(t)^B - \frac{CL(t)T_w}{T(t) - T_w} \quad \text{Eq.1.38}$$

et

$$Re(t) = \frac{\rho(t)\bar{V}_p d}{\mu(t)} \text{ et } L(t) = (\gamma - 1) \frac{V(t)}{V(t)} \sqrt{\frac{d^3}{\alpha_0 \bar{V}_p}} \quad \text{Eq.1.39}$$

où d est le diamètre du piston, k , ρ , μ et γ , respectivement, la conductivité thermique, la densité, la viscosité absolue et le rapport des chaleurs spécifiques (C_p/C_v), α_0 une diffusivité de référence, \bar{V}_p la vitesse moyenne du piston tout au long d'un cycle, $L(t)$ le facteur de compressibilité basé sur le volume instantané du cylindre $V(t)$ et sur la dérivée temporelle du volume de cylindre $\dot{V}(t)$. A , B et C sont des constantes empiriques.

D'autres formulations basées sur la convection forcée ont été établies. Nous citons la formulation de Woschni [56] qui inclut un terme de vitesse caractéristique w , l'alésage D et le volume V_{cyl} du cylindre, la vitesse moyenne du piston $\langle V_{piston} \rangle$ et la température moyenne des gaz dans la chambre de combustion T_{moy} :

$$\begin{cases} h = 130D^{-0.2}P^{0.8}T_{moy}^{-0.53}w^{0.8} \\ w = 2,28 \langle V_{piston} \rangle + 0,00324 \frac{V_{cyl}T_1}{P_1V_1} (P - P_0) \end{cases} \quad \text{Eq.1.40}$$

avec P en bar et l'indice 0 correspond aux essais moteur en régime entraîné et l'indice 1 aux conditions du PMB.

Ce modèle a été amélioré par plusieurs auteurs. Citons, par exemple, Chiodi et Bargende [57] qui ont pris en compte l'augmentation de la vitesse caractéristique, w , sous l'effet de la turbulence et de la propagation de la flamme. Il distingue ainsi deux zones durant la combustion, gaz frais et gaz brûlés, en incorporant dans la vitesse caractéristique, w , des gaz brûlés la vitesse de propagation de la flamme turbulente U_F . La formule correspondante est :

$$h = 253V_{cyl}^{-0,073}P^{0,78}T^{-0,477}w^{0,78}$$

$$\begin{aligned} \text{Gaz frais: } w &= \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{8}{3}k + \langle V_{piston} \rangle^2\right)} \\ \text{Gaz brûlés: } w &= \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{8}{3}k + \langle V_{piston} \rangle^2\right) + U_F^2} \end{aligned} \quad \text{Eq.1.41}$$

avec k qui représente l'énergie cinétique de turbulence.

Ces relations algébriques restent potentiellement applicables à des moteurs à pistons et nécessitent la connaissance de la vitesse moyenne du piston. Il s'agit d'une approche qui prend en compte l'aérodynamique globale et qui étudie la convection comme un phénomène global alors qu'elle représente une combinaison entre la conduction et l'advection.

En conclusion, les corrélations empiriques bien qu'elles donnent un résultat à moindre coût, dépendent des coefficients empiriques caractéristiques du type du moteur considéré. De plus, elles ne prennent pas en compte l'influence de l'écoulement local sur le flux thermique pariétal. Ces limitations rendent leur utilisation restreinte et inadéquate à la simulation numérique 3D, qui requiert en tout point une adéquation du flux thermique local avec l'écoulement.

1.4.2.2 Lois de paroi

Les lois de paroi sont des modèles physiques capables de prédire le flux thermique pariétal à partir d'une description fine des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques en proche paroi. Leur utilisation avec la généralisation du calcul 3D requiert l'utilisation de certaines hypothèses pour simplifier le calcul qui est basé dans la majorité des modèles sur l'intégration de l'équation 1D de l'énergie en proche paroi. Ces formulations locales peuvent prendre en compte la présence de couches limites cinématiques et thermiques, mais ne reproduisent pas dans tous les cas certains phénomènes caractéristiques de la combustion dans les chambres à volume constant tel que le coincement de flamme.

Certains modèles sont établis sur la base d'une couche limite cinématique qui prend en compte l'effet de l'aérodynamique turbulente en proche paroi sur les pertes thermiques pariétales. En intégrant l'équation 1-D de l'énergie dans le temps et l'espace, et en négligeant les gradients spatiaux de pression, les transferts radiatifs et la dissipation visqueuse, le dégagement de chaleur exprimé pour un écoulement parallèle à la paroi est exprimé comme suit :

$$-\frac{\partial q}{\partial y} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + Q''' \quad \text{Eq.1.42}$$

avec y la distance à la paroi, Q''' la production volumique de chaleur, ρ la masse volumique et C_p la capacité calorifique des gaz.

Parmi les modèles stationnaires qui prennent en compte le caractère compressible de l'écoulement, nous citons le modèle établi par Han et Reitz [58] qui considère une valeur moyenne de la production volumique de chaleur Q''' ce qui contredit le caractère local de la formulation et occulte l'inhomogénéité spatiale de la combustion en proche paroi. Cette formulation est décrite selon l'équation suivante :

$$Q_w = \frac{\rho C_p u^* T \ln(T/T_w) - (2,1y^+ + 33,4) \langle Q''' \rangle \nu / u^*}{2,1 \ln(y^+) + 2,5} \quad \text{Eq.1.43}$$

avec ν la viscosité cinématique du gaz et y^+ la coordonnée spatiale réduite normale à la paroi. Elle est égale à :

$$y^+ = \frac{y \cdot u^*}{\nu} \quad \text{Eq.1.44}$$

Et u^* la vitesse de frottement définie à partir de la contrainte pariétale de cisaillement τ_w , telle que :

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad \text{Eq.1.45}$$

u^* peut représenter les fluctuations locales de vitesse engendrées par le cisaillement pariétal dans la couche limite. Son estimation peut se faire à partir de l'énergie cinétique turbulente k ou de l'intensité de turbulence q' , ce qui fait intervenir la constante $C_\mu = 0,09$, comme suit :

$$u^* = C_\mu^{1/4} \sqrt{k} = C_\mu^{1/4} q' \quad \text{Eq.1.46}$$

Dans d'autres études, d'autres formulations qui considèrent le caractère instationnaire de l'écoulement et du transfert thermique turbulent ont été présentées. Parmi lesquels, nous citons le modèle de Yang et Martin [59] validé dans des moteurs à piston. Le flux de chaleur pariétal est dépendant de trois paramètres a , b et c qui représentent, respectivement, la dépendance aux pertes thermiques dans la couche limite, à la variation de pression et au dégagement de chaleur, tel que :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_w = \lambda T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{2\gamma-1}{\gamma}} \frac{\kappa \rho_0 u^*}{\mu_w} (a + b + c) \\ a = - \left(\frac{1}{\sqrt{\pi(\tau + \tau_0)}} + 0,082 \left(1 - \exp \left(-\frac{\sqrt{(\tau + \tau_0)}}{3} \right) \right) \right) f_0 \\ b = \int_{\theta=0}^{\tau} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi(\tau - \theta)}} + 0,082 \left(1 - \exp \left(-\frac{\sqrt{(\tau - \theta)}}{3} \right) \right) \right) \frac{df}{d\theta} d\theta \\ c = \int_{\theta=0}^{\tau} (\sqrt{(\tau - \theta)} + 0,084(\tau - \theta)) \exp \left(-\frac{1,1d^{0,79}}{\sqrt{(\tau - \theta)} + 0,084(\tau - \theta)} \right) \frac{dQ'}{d\theta} d\theta \end{array} \right. \quad \text{Eq.1.47}$$

avec λ , μ_w , P_0 , ρ_0 et γ qui représentent, respectivement, la conductivité thermique, la viscosité dynamique du gaz, la pression initiale, la masse volumique initiale du gaz et le coefficient isentropique du gaz.

d et τ sont la distance de coincement et le temps adimensionnés, Q' le taux de dégagement de chaleur. Les conditions aux limites thermiques à la paroi sont reportées sur la fonction f . L'indice 0 correspond à l'instant initial.

La comparaison avec les formulations empiriques montre que les lois de paroi basées sur la couche limite cinématique contiennent des constantes universelles qui proviennent du profil de vitesse dans la couche limite en proche paroi. Leur développement ne requiert pas l'expérience et elles fournissent des informations localement résolues en proche paroi. En fait, ces formulations résultent de la résolution approximative de l'équation 1D de l'énergie pour des écoulements parallèles à la paroi. Cependant, cette dernière condition est plutôt restrictive étant donné que des écoulements frontaux à la paroi existent dans les moteurs à pistons. En outre, la majorité des modèles est basée sur une couche limite stationnaire et ne prend pas en compte la présence de points d'arrêt de l'écoulement sur les parois du cylindre. Sur cette base, une étude basée sur la couche limite thermique introduit l'effet de la direction de l'écoulement sur les pertes thermiques pariétales en régimes laminares et turbulents.

Ce modèle établi par Rivère [60] fait appel à des notions de théorie cinétique des gaz. En effet, le flux thermique pariétal est considéré comme le résultat statistique des collisions entre les molécules de gaz et la paroi. Le coefficient h de convection est alors établi comme suit (cf. Annexe 1) :

$$h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{2/\pi} \left(\frac{R}{M}\right)^{3/2} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w}\right) \quad \text{Eq.1.48}$$

où T_g représente la température locale des gaz frais au-delà de la couche limite thermique et qui est égale à la température moyenne des gaz frais, M la masse molaire des gaz, ρ_g la densité des gaz frais, λ et κ des coefficients empiriques qui dépendent des propriétés de la paroi et η qui dépend de l'écoulement. L'évolution de η est déterminée à partir d'essais sur moteur dont la vitesse du piston est entre 2 à 10 m.s⁻¹. Elle est égale à :

$$\eta = 7e^{-4} + 7e^{-5} \langle V_{piston} \rangle \quad \text{Eq.1.49}$$

Le modèle prend en compte la couche-limite thermique via κ et λ , et l'épaississement de la couche-limite thermique par l'aérodynamique via η . Les valeurs de ces paramètres sont calées sur les résultats expérimentaux.

L'analyse statistique des données expérimentales donne une estimation stable des coefficients λ et κ . Pour des cylindres en aluminium, λ et κ sont des constantes égales à $\kappa = 0,0318 \text{ K}^{1/2}$ et $\lambda = 0,37 \text{ K}$. Ces valeurs dépendent de la nature du matériau de la paroi et une faible différence peut apparaître pour des parois en inox. Cependant, les pertes thermiques pariétales sont dominées par les effets de l'écoulement ce qui rend la différence quantitative dans l'estimation du flux de chaleur pariétal minime. Dans ce cas, les valeurs de λ et κ ne dépendent, d'une manière significative, que de la température de la paroi.

Cette formulation, basée sur la couche limite thermique couplée à la théorie cinétique des gaz, a l'avantage de ne faire intervenir que des paramètres simples de l'écoulement hors couche-limite. Les résultats numériques montrent que ce modèle est capable de prévoir le flux thermique cédé à une paroi dans plusieurs conditions de moteurs à pistons. De ce fait, il est applicable à toute interaction de type fluide-paroi pour un fluide au repos ou en écoulement en régime laminaire ou turbulent, alors que les lois de paroi citées plus haut donnent des pertes nulles en l'absence d'écoulement. Cette approche, bien que constituant une avancée dans la compréhension des phénomènes de proche paroi, reste une formulation semi-empirique qui requiert l'expérience pour ajuster ses paramètres. Pour contourner ce problème, une nouvelle approche basée sur la théorie cinétique des gaz et qui utilise une formulation théorique du flux thermique conductif en régime balistique est abordée.

1.4.2.3 Flux thermique conductif en régime raréfié

La théorie cinétique permet, en prenant en compte le comportement microscopique des particules d'un gaz, de déterminer ses propriétés thermiques, à l'échelle macroscopique. Les molécules constituant un gaz sont animées à tout instant de mouvements désordonnés en raison de l'agitation thermique. La théorie cinétique suppose que les particules (porteurs de chaleur) peuvent interagir entre elles et/ou avec la paroi du milieu où elles se trouvent. Ces interactions provoquent des changements de direction et de trajectoire. Elles sont binaires et élastiques dans le cas où le milieu est plus dilué et d'agitation thermique moyenne plus faible. Entre chaque collision, les particules effectuent un trajet dont la distance est appelée libre parcours moyen l durant un intervalle de temps moyen τ appelé temps de collision. Ces paramètres sont des valeurs moyennes calculées par le mouvement des particules entre chaque

collision.

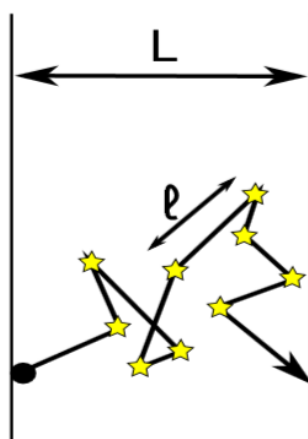


Figure 1.14 : configuration d'un régime diffusif à l'échelle microscopique

La description fine d'un gaz doit donc tenir compte de cet état microscopique. Cependant, un petit volume de gaz contient en pratique un très grand nombre de molécules ; c'est pourquoi, le calcul des quantités macroscopiques se fait de manière statistique en calculant des valeurs moyennes (énergie, quantités de matière et de mouvement ...) à l'aide des fonctions de distribution des vitesses et qui sont les grandeurs de base de la théorie cinétique des gaz.

Fonction de distribution de vitesse

À un instant donné, le mouvement d'une molécule de gaz peut être caractérisé par son vecteur position \vec{r} et son vecteur vitesse \vec{v} . Pour toutes les particules, l'ensemble des vecteurs vitesses et positions constitue l'espace des phases. Pour chaque particule, la position est représentée par un point dans l'espace ordinaire et le vecteur vitesse par un point dans l'espace des vitesses. Dans chacun de ces deux espaces, on considère deux petits éléments de volume $dr = dx dy dz$ et $dv = dv_x dv_y dv_z$ centrés respectivement autour des valeurs moyennes r et v de la position ou de la vitesse. On désigne par $\langle dN \rangle$ le nombre probable de molécules du gaz dont, à un instant t quelconque, la position est \vec{r} à $d\vec{r}$ près et la vitesse \vec{v} à $d\vec{v}$ près, sous la forme :

$$\langle dN \rangle = f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3r d^3v \quad \text{Eq.1.50}$$

où N est le nombre de molécules de masse m et contenues dans un volume V .

$f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ est appelée fonction de distribution de vitesse. Celle-ci peut être utilisée pour définir des grandeurs macroscopiques telle que la densité simple des molécules définie au point \vec{r} et à l'instant t comme suit :

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad \text{Eq.1.51}$$

À l'équilibre thermodynamique, les grandeurs macroscopiques sont homogènes et stationnaires.

La fonction de distribution est alors calculée à la température T et appelée la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$f^0 = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp(-mv^2/2k_B T) \quad \text{Eq.1.52}$$

Où $n = N/V$ est le nombre de particules par unité de volume et k_B la constante de Boltzmann égale à $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$. Cette fonction est homogène et stationnaire et ne dépend que du module de la vitesse $v = |\vec{v}|$.

Lorsque l'on calcul des flux macroscopiques (énergie, quantité de mouvement ou de matière) à l'aide de la fonction de distribution à l'équilibre, ces flux sont nuls conformément à une situation d'équilibre. Par exemple, il n'y a pas de flux de chaleur dans un milieu en équilibre isotherme. Pour calculer ces flux dans des situations hors équilibres, comme par exemple un milieu présentant une distribution de température hétérogène, il est nécessaire de calculer la fonction de distribution dans cette situation.

Equation d'évolution de la fonction de distribution

La variation totale de la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ dans l'espace des phases, pour des particules sans interaction est définie par :

$$\frac{df}{dt}(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0 \quad \text{Eq.1.53}$$

avec \vec{F} la force extérieure exercée sur chaque particule.

En présence de collisions entre les particules (et éventuellement avec les parois), la variation totale de la fonction de distribution est exprimée comme suit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} \quad \text{Eq.1.54}$$

avec $(\partial f / \partial t)_{coll}$ qui traduit la variation par unité de temps de la fonction de distribution due aux collisions. Ce terme est assez difficile à calculer. Une approximation grossière de l'intégrale de collision est alors introduite ; elle est égale à :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} = - \frac{f - f^{(0)}}{\tau(\vec{v})} \quad \text{Eq.1.55}$$

où $\tau(\vec{v})$ est un temps de relaxation (collision) qui pilote le retour à l'équilibre. La fonction $f^{(0)}$ est une distribution d'équilibre, appelée distribution d'équilibre local. Il est à noter que cette approximation est valable lorsque la fonction de distribution est proche de la distribution

d'équilibre. C'est notamment le cas lorsque les collisions sont importantes, par exemple, lorsque les dimensions du système sont plus grandes que le libre parcours moyen des molécules.

Les échelles caractéristiques de variation de la fonction de distribution sont la longueur caractéristique de variation spatiale L , le temps caractéristique θ qui est le temps macroscopique d'évolution du système et l'échelle caractéristique U de variation de la vitesse d'une molécule sur l'échelle spatiale L sous l'action d'une force extérieure \vec{F} . U peut être définie comme :

$$U = FL/mv.$$

A partir de ces variables, un nombre sans dimension qui pilote les variations de f est défini. Il est appelé nombre de Knudsen K_n et est défini comme :

$$K_n = \frac{v\tau}{L} = \frac{l}{L} = \frac{\tau}{\theta} \quad \text{Eq.1.56}$$

avec v l'ordre de grandeur de la vitesse des particules qui peut être assimilée à la vitesse quadratique moyenne et l le libre parcours moyen. Pour un gaz dans des conditions ordinaires, le libre parcours moyen est donné par :

$$l = \frac{1}{n\sigma} \quad \text{Eq.1.57}$$

où n est la densité et σ la section efficace de diffusion.

Pour un gaz à température ambiante et à pression atmosphérique, $l = 40$ nm et $\tau = 10^{-9}$ s.

Selon la valeur du nombre de Knudsen, trois régimes sont distingués :

- si $K_n \ll 1$, le régime est dit collisionnel : les lois macroscopiques sont valables.
- si $K_n \gg 1$, le régime est dit raréfié : les collisions n'ont pas d'importance,
- si $K_n \sim 1$, le régime est dit intermédiaire : la résolution complète de l'équation de Boltzmann est difficile.

Les deux derniers régimes sont importants en micro et nanothermique. Ils peuvent caractériser des cavités de dimensions inférieure ou égale au libre parcours moyen et contenant des particules effectuant un vol balistique d'une paroi à l'autre. Le calcul du flux conductif dans un gaz en régime raréfié est basé sur la structure géométrique présentée dans la figure 1.15. Il s'agit de deux murs plans séparés d'une distance d , et maintenus à des températures T_1 et T_2 légèrement différentes [61].

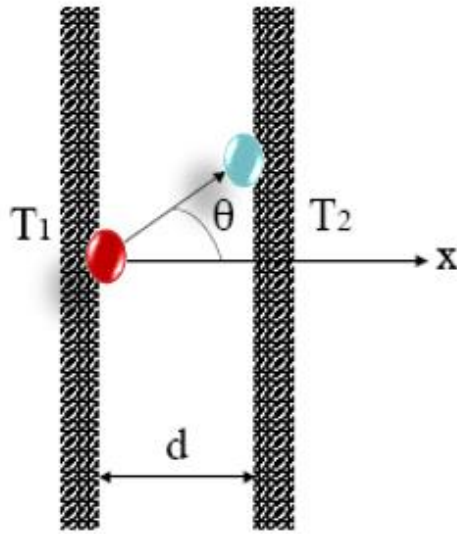


Figure 1.15 : Configuration du régime balistique d'après Carminati [61]

Dans ce cas, les hypothèses suivantes sont considérées :

- les particules qui se déplacent vers les $x > 0$ ont effectué leur dernière collision avec la paroi à la température T_1 . En supposant qu'une seule collision suffise à mettre la molécule en équilibre avec la paroi, ces molécules sont caractérisées par une fonction de distribution f^+ qui est une distribution d'équilibre égale à :

$$f^+ = A \exp(-mv^2/2k_B T_1) \text{ avec } A \text{ une constante à déterminer,}$$

- les particules qui se déplacent vers les $x < 0$ ont effectué leur dernière collision avec la paroi à la température T_2 et sont caractérisées par une fonction de distribution

$$f^+ = B \exp(-mv^2/2k_B T_2) \text{ avec } B \text{ une constante à déterminer.}$$

Le flux conductif selon la direction Ox s'écrit alors :

$$Q_{cd} = \frac{n\sqrt{T_1 T_2} (2k_B)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\pi m} (\sqrt{T_1} + \sqrt{T_2})} (T_1 - T_2) \quad \text{Eq.1.58}$$

Une simplification peut être prise en compte en considérant que $T_1 \sim T_2 = T$. Dans ce cas, un coefficient d'échange équivalent h_{eq} peut être défini comme suit :

$$h_{eq} = \frac{nT(2k_B)^{\frac{3}{2}}}{2\sqrt{\pi m T}} \quad \text{Eq.1.59}$$

Pour l'azote ou l'air maintenu à température ambiante et à pression atmosphérique,

$$h_{eq} \cong 1,3 \cdot 10^5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.$$

Ce modèle basé sur la théorie cinétique des gaz et établi en régime raréfié représente la nouveauté de ce travail. Il sera utilisé par la suite afin d'estimer les pertes thermiques pariétales dans une chambre de combustion à volume constant.

1.4.3 Synthèse sur la modélisation des pertes thermiques

Dans cette partie, une revue des modèles de pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion et dans les moteurs à combustion interne a été présentée. Il s'agit des modèles empiriques basés sur une approche thermodynamique globale et des formulations locales appelées lois de paroi. Pour ces dernières, des développements basés sur la présence de couches limites cinématiques et thermiques ont été présentés. Parmi ces modèles, le modèle de Rivère [60] reste fiable étant donné qu'il prédit bien les pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion à volume constant. Néanmoins, il reste un modèle semi-empirique qui requiert l'expérience pour l'ajustement de ses paramètres qui dépendent autrement du type du moteur utilisé.

Finalement, en se basant sur ces modèles déjà présentés, nous allons comparer les résultats des simulations numériques du modèle balistique des pertes thermiques pariétales aux résultats des autres modèles présents dans la littérature, à savoir les modèles de Nusselt [53], de Woschni [56] et de Rivère [60], et aux résultats expérimentaux dans des chambres de combustion à volume constant.

En conclusion, plusieurs études théoriques et expérimentales des transferts thermiques pariétaux dans les systèmes thermiques de type moteur ont été présentées étant donné l'importance qu'elles représentent dans l'amélioration des rendements de ces systèmes thermiques. Cependant, plusieurs questions scientifiques sont encore posées à savoir la simulation du profil de température en proche paroi qui influence, de premier ordre, les pertes thermiques pariétales. Une étude bibliographique portant sur le profil de température en proche paroi sera alors requise.

1.5 Profil de température en proche paroi

Depuis plusieurs années, plusieurs études numériques et expérimentales ont été établies afin de prédire l'évolution spatio-temporelle de la température lors de l'interaction flamme-paroi. En effet, Popp et Baum [62] ont montré que l'interaction flamme-paroi est fortement liée

à l'évolution spatio-temporelle de la température. Ils ont déduit que l'interaction flamme-paroi à différentes températures suit les mêmes schémas :

1. la flamme se propage de façon stationnaire pendant un certain temps avant qu'elle ne rencontre la paroi (ceci correspond à environ 2,5 fois le temps caractéristique de flamme). Toutes les caractéristiques de la flamme sont constantes et identiques à celles de la flamme laminaire non étirée. Le passage de la flamme dans les gaz frais accélère leur vitesse à cause du dégagement de chaleur.
2. la présence de la paroi commence à avoir un effet sur la flamme une fois que la flamme pénètre dans la zone d'influence de la paroi qui a une largeur d'environ deux fois l'épaisseur de la flamme ($P_{e,Tw=300K} \simeq 1,8$, $P_{e,Tw=600K} \simeq 2,3$). Bruneaux [26] a remarqué que l'effet de la paroi commence à apparaître sous forme de pertes thermiques à une distance égale à environ cinq fois l'épaisseur de flamme. La légère augmentation du taux de réaction maximal suivie d'une légère diminution de l'épaisseur de la flamme est le premier indice de la présence de la paroi. La hausse des taux de réaction dure pendant un temps supérieur au temps caractéristique de la flamme, jusqu'à ce que le gradient maximal de température de la flamme atteigne la paroi ($P_{e,Tw=300K} = 0,7$, $P_{e,Tw=600K} = 0,62$). Le flux de chaleur de la paroi atteint une valeur d'environ un quart de sa valeur maximale, et le taux de réaction maximal est encore plus élevé d'environ 1% que sa valeur dans la flamme laminaire non étirée.
3. une fois que le gradient maximal de température a atteint la paroi, l'interaction se produit rapidement. Le flux de chaleur pariétal monte à sa valeur maximale en seulement 0,2 fois le temps de la flamme ($t_f = 200 \mu s$ pour 300 K et en un temps 10 fois plus petit pour 600 K) et l'épaisseur de la flamme diminue à 25% de sa valeur pour une flamme laminaire non étirée. φ_Q se produit lorsque l'épaisseur de la flamme est minimale. Considérant que, dans le cas de la paroi à 300 K le taux de réaction totale a diminué en ce moment à 50%, il est encore de 70% dans le cas de 600 K.
4. après τ_Q , le flux de chaleur pariétal et les taux de réaction diminuent, ce qui donne un maximum de taux de réaction qui se produit à la paroi. Dans le cas de température de paroi plus élevée, la réaction totale après τ_Q est beaucoup plus élevée que dans le cas de 300 K et elle diminue beaucoup moins rapidement.

La détermination du profil de température dans la zone de coincement est difficile. En effet, les mesures de la distribution de la température en proche paroi sont peu nombreuses étant donné

que le phénomène d'interaction flamme-paroi est très rapide et qu'il se produit sur une distance très petite.

Dans d'autres études bibliographiques, le profil de température est tracé suivant la propagation de la flamme [63]. Dans cette étude, les auteurs supposent que la température des gaz frais (iso-octane-air) est la même que celle de la paroi. Le domaine de calcul est de 1cm (cf. Figure 1.16).

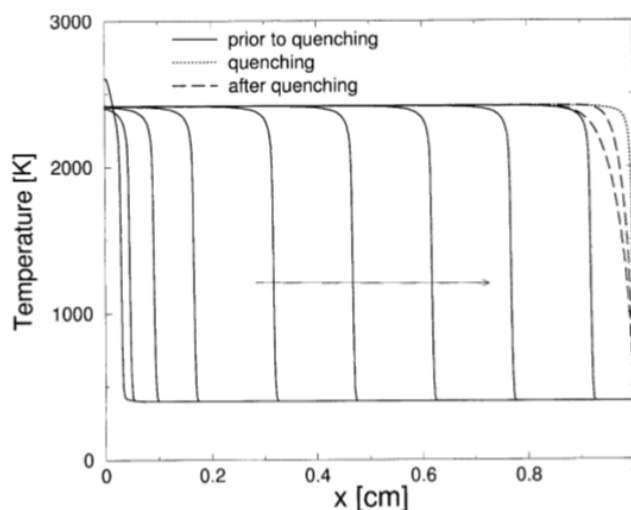


Figure 1.16 : Evolution de la température selon la propagation de la flamme. L'allumage est à la limite gauche, le coincement est à la limite droite représentant la paroi et la diffusion de la température après le coincement d'après Hasse et al. [63]

La flamme se propage vers la paroi en maintenant la température des gaz brûlés constante. Après le coincement, le profil de température diminue au cours du temps. Cette étude ne détaille pas l'évolution spatio-temporelle de la température en proche paroi. Pour cela, d'autres études telles que celles de Boust [20] et de Sotton [64] ont montré que la température des gaz frais augmente quand la flamme se propage vers la paroi pour une combustion de prémélange dans une chambre à volume constant. Cette augmentation est principalement due à la compression adiabatique des gaz frais avant l'extinction de la flamme. Cependant, la difficulté de mesurer la température dans la zone de coincement (inférieure à 100 μm) représente une limite pour obtenir le profil de température dans cette zone.

Suzuki et al. [65] ont mesuré les températures en proche paroi dans une chambre de combustion à volume constant d'un prémélange propane-air à différentes richesses. Les mesures expérimentales ont été réalisées par interférométrie holographique à temps réel. Les

techniques optiques de mesure ne peuvent pas accéder à une distance inférieure à 0,1 mm de la paroi à cause du manque de précision de résolution du système optique dans une telle zone.

Les résultats montrent que la distribution de la température des gaz frais varie en fonction de la richesse du mélange. La figure 1.17 montre le profil de température dans la couche limite thermique, dans la zone de gaz frais et dans la zone de préchauffage à un temps donné.

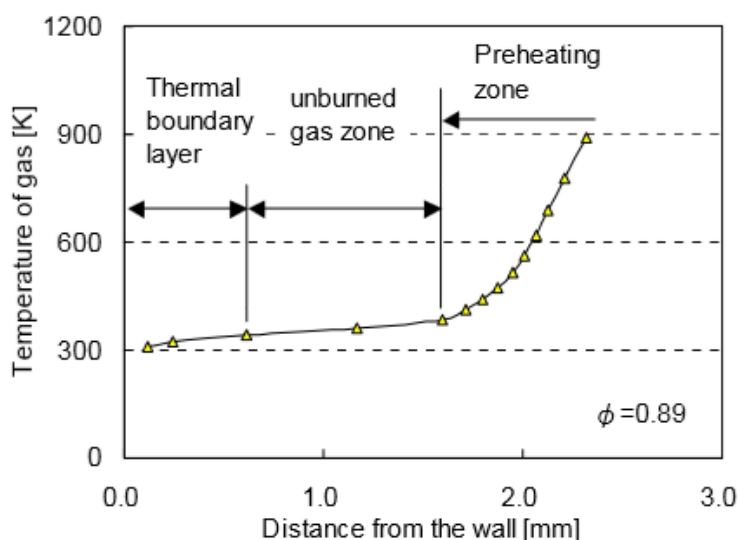


Figure 1.17 : Profil de température mesuré dans les gaz frais à $t=44,6$ ms après l'allumage (richesse=0,99) d'après Suzuki et al. [65]

Cette figure illustre que la température n'est pas mesurée très près de la paroi et que la température en proche paroi possède un profil linéaire. La température maximale atteinte dans la zone de préchauffage est de 900 K (proche de la valeur d'auto-inflammation dans de telles conditions). Pour différentes richesses, les auteurs ont remarqué que l'évolution spatio-temporelle de la température des gaz frais possède le même profil. Par exemple, pour un mélange de richesse égal à 0,89, la couche limite thermique, la zone des gaz frais et la zone de préchauffage peuvent être distinguées dans la distribution de la température de 44,44 ms à 44,81 ms. Au-delà de ce temps, la zone des gaz frais ne peut plus se distinguer des deux autres zones qui semblent être confondues (cf. Figure 1.18).

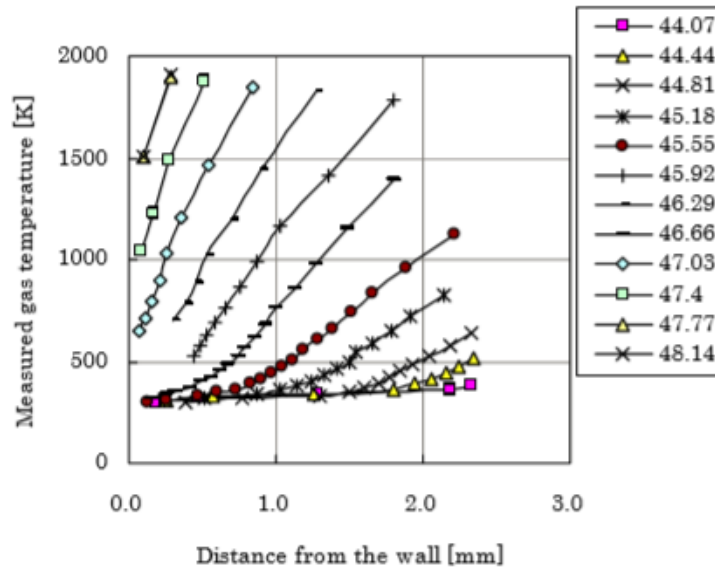


Figure 1.18 : Distribution de la température des gaz quand la flamme s'approche de la paroi (richesse=0,89) d'après Suzuki et al. [65]

L'évolution temporelle de la température de la paroi a été à son tour enregistrée. La figure 1.19 montre que l'augmentation de la température de la paroi est de 8 K. La température de la paroi pour un mélange stœchiométrique montre un pic antérieur à celui des autres richesses. Ce pic de température de la paroi est atteint avant le pic de la pression de 15 ms.

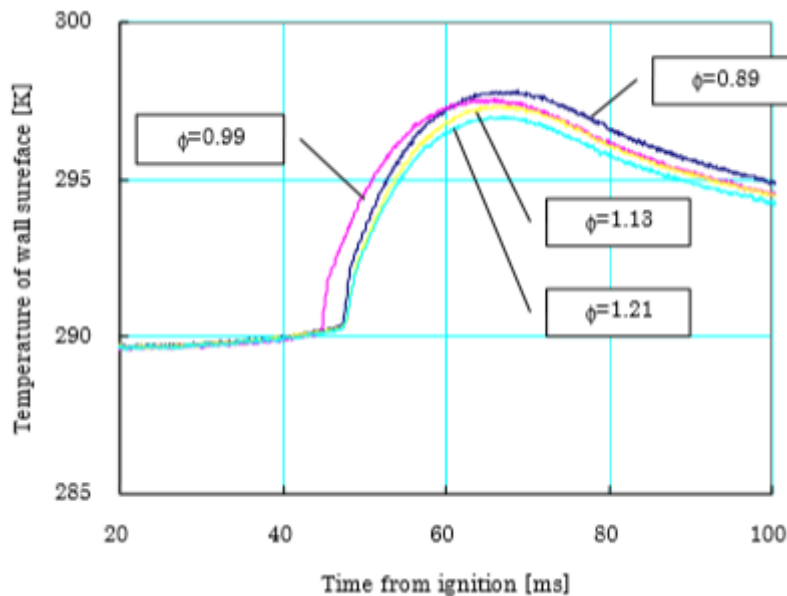


Figure 1.19 : Evolution temporelle de la température de la paroi mesurée à partir du temps d'allumage d'après Suzuki et al. [64]

Selon Wentworth [66], la température de la paroi connaît en pratique une augmentation de 10 K durant le coincement et dépend fortement des conditions expérimentales comme la

pression et la richesse du mélange. En effet, les résultats de la simulation numérique montrent qu'en raison de la très faible concentration de radicaux à la paroi maintenue à faible température ($300\text{ K} < T_w < 400\text{ K}$), la paroi peut être modélisée comme une paroi inerte chimiquement et les processus de diffusion thermiques jouent un rôle négligeable pendant le coincement. Cependant, ce n'est pas le cas pour les températures de paroi plus élevées. En outre, ces concentrations élevées de radicaux à la paroi indiquent dans ce cas que les incertitudes réelles des flux de chaleur pariétaux mesurés à haute température de la paroi peuvent être sous-estimées.

1.6 Conclusion

Cet état de l'art a permis de faire le point sur la physique de la combustion et ses différentes approches de modélisation, sur la modélisation de la vitesse de combustion et des pertes thermiques dans les chambres de combustion et sur l'interaction flamme-paroi et ses modélisations. Les différents modèles présentés sont liés à des conditions opératoires bien déterminées. Ils représentent des avantages et des inconvénients en vue de leur utilisation. Parmi les formulations de vitesses de combustion, des pertes thermiques pariétales et de l'interaction flamme-paroi, certaines (les plus pertinentes et les plus adéquates à notre cadre d'étude) sont analysées et vont être utilisées ultérieurement (chapitre 3) et implémentées dans un code de calcul afin de simuler l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire.

Chapitre 2

**Simulation numérique de l'interaction
flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en
régime laminaire dans une chambre
sphérique à volume constant**

2.1 Introduction

Le code de calcul de base est un programme Fortran 77 qui a été développé par Boust [20]. Il a pour but de simuler les interactions flamme-paroi et gaz brûlés-paroi séparées par le phénomène de coincement. Pour la combustion dans une chambre à volume constant, plusieurs phénomènes parasites peuvent intervenir et altérer la propagation symétrique de la flamme. Dans cette étude, une modélisation monodimensionnelle de la propagation de la flamme tout en tenant en compte des phénomènes de premier ordre est prise en compte. Il s'agit de la phase de combustion, du coincement, de la phase de refroidissement ainsi que des transferts thermiques mis en jeu. Le profil de température simulé enregistre une discontinuité spatiale entre les gaz brûlés et les gaz frais, alors qu'un gradient thermique existe dans la zone de préchauffage des gaz précédant la zone réactive de la flamme (cf. figure 1.3). L'absence de ce gradient thermique fait défaut au code de base. Une des solutions consiste alors, à modéliser le front de flamme et la zone des gaz frais comprenant plusieurs tranches ce qui produirait un gradient thermique en amont de la flamme.

Dans notre étude, nous nous sommes basés sur ce code de calcul et nous avons apporté de nombreuses modifications à savoir, principalement, la diffusion thermique instationnaire dans les différentes tranches de gaz frais et le calcul du flux thermique conductif pariétal par une nouvelle approche basée sur la théorie cinétique des gaz. Le front de flamme, quant à lui, reste d'épaisseur négligeable et est modélisé comme une barrière fine séparant les gaz brûlés des gaz frais. Le transfert massique entre les différentes tranches n'a pas été pris en compte étant donné que l'objectif de notre étude porte, principalement, sur la thermique.

2.2 Description du code de calcul

La nouvelle version du code de calcul a pour but de simuler, par une approche monodimensionnelle, la propagation spatio-temporelle d'une flamme dans une chambre sphérique à volume constant. Elle prend ainsi en compte l'interaction flamme-paroi, puis l'interaction gaz brûlés-paroi en régime laminaire. La diffusion thermique instationnaire est modélisée par tranches en faisant appel aux différents modèles de transfert thermique convectif issus de la littérature et implémentés par Boust [20] dans le code de base. Il s'agit principalement du modèle de Nusselt [53], du modèle de Woschni [56] et du modèle de Rivère [60]. Notre modèle balistique de transfert thermique [61] est, ensuite, implémenté afin d'estimer le flux thermique conductif cédé à la paroi et de comparer ses résultats à ceux issus des modèles thermiques convectifs cités précédemment.

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

Quant au rayonnement, sa modélisation fait appel uniquement à la loi de Stefan qui a été implémentée dans le code de Boust [20]. Un seul et simple modèle de rayonnement a été utilisé étant donné que les pertes thermiques radiatives ne présentent pas un intérêt majeur dans notre étude comparativement aux pertes thermiques conductives.

Certains phénomènes secondaires ne sont pas simulés directement dans le code. Notons, par exemple, le plissement de la flamme qui est tout de même pris en compte dans l'expression de la vitesse de flamme tout en gardant la simulation 1D de la propagation de flamme laminaire instationnaire.

2.2.1 Déroulement général du code de calcul

La modélisation de l'interaction flamme-paroi et gaz-brûlés-paroi est décrite d'une manière simplifiée (cf. Figure 2.1). En effet, la combustion instationnaire d'un prémélange homogène gazeux est ici simulée par tranches. A chaque pas de temps, la flamme à symétrie sphérique se propage et brûle une tranche de prémélange de façon isobare. Elle génère ainsi une tranche de gaz brûlés. Quant aux gaz frais, ils sont divisés en N_{GF} tranches. La dernière tranche, maintenue à côté de la paroi, est définie de manière à avoir une épaisseur égale au libre parcours moyen afin d'appliquer le modèle du transfert thermique en régime balistique.

A chaque pas de temps et après allumage par une étincelle au centre de la chambre, le calcul se déroule en trois étapes principales : une combustion isobare d'une seule tranche de gaz frais suivie de la prise en compte des transferts thermiques par conduction et par rayonnement à travers toutes les tranches de gaz et évaluation des pertes thermiques pariétales, une dilatation isobare et enfin, une compression isentropique. Une fois que la combustion est terminée selon la valeur de la distance de coïncement, le refroidissement est modélisé de la même manière (à l'exception, bien évidemment, de l'étape de combustion). La vérification du bilan énergétique au cours du temps est assurée pendant la combustion.

Durant les deux phases de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi, la modélisation des transferts thermiques conductifs fait appel, toujours, au même modèle des pertes thermiques choisi (dans notre étude, il s'agit du modèle balistique en proche paroi) en passant par la résolution de l'équation de chaleur instationnaire 1D en coordonnées sphériques dans les différentes tranches de gaz brûlés et de gaz frais. La présence ou l'absence de la flamme durant les deux phases n'affecte pas, alors, directement les transferts thermiques pariétaux qui sont modélisés de la même manière.

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

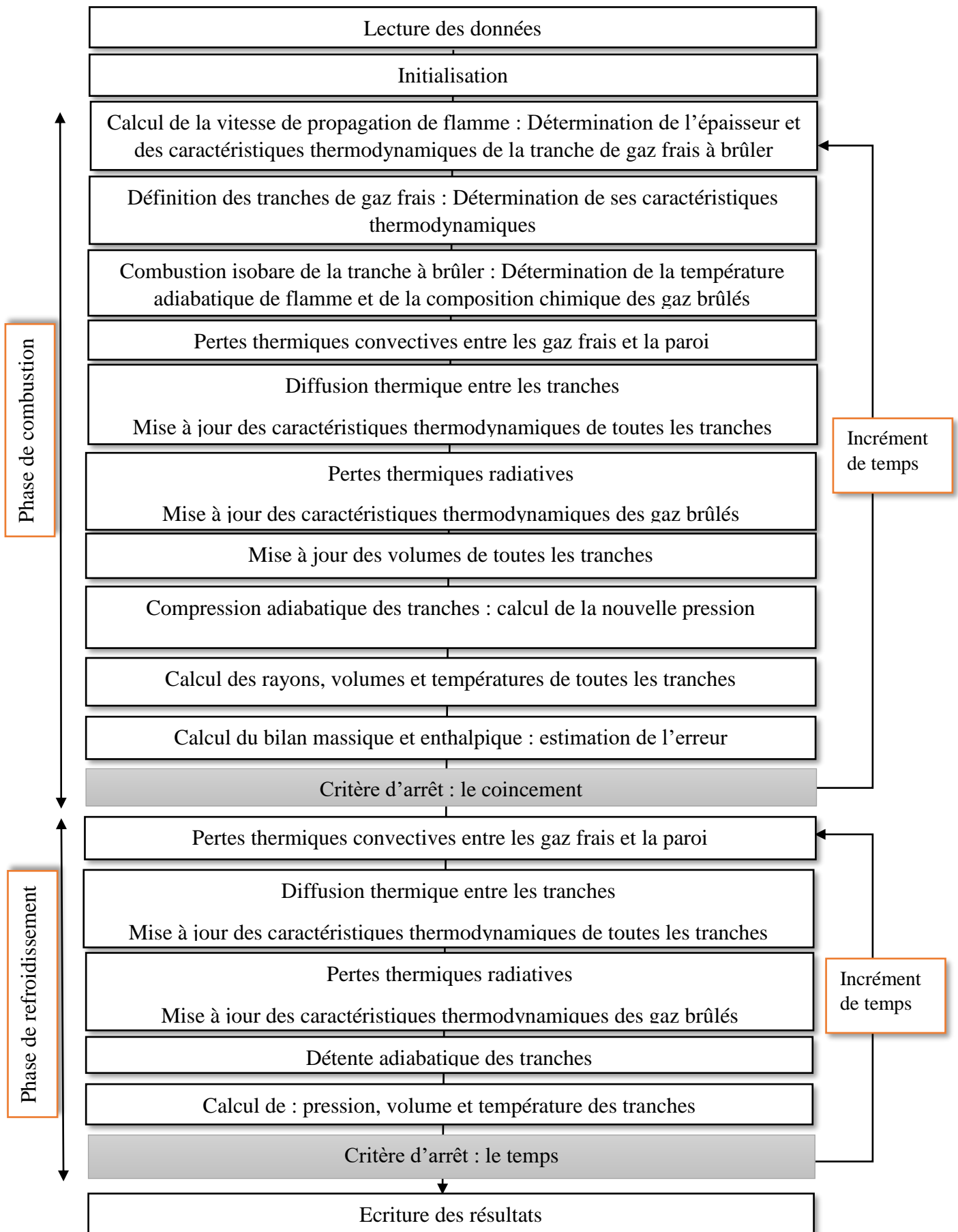


Figure 2.1 : Structure du programme

2.2.2 Lecture des données et initialisation

Avant de lancer le calcul, le programme fait appel à un fichier qui permet de définir les paramètres initiaux recueillis à l'issue du protocole expérimental. Il s'agit ainsi de définir la nature du carburant (méthane, propane ou hydrogène) ainsi que la richesse du mélange air-carburant. Il fixe aussi la nature du métal qui compose la paroi et le diamètre de la chambre. La température de la paroi est maintenue constante et égale à la température initiale du gaz (300 K). Il définit l'instant initial et final du calcul, le pas de temps ainsi que le facteur de relaxation du temps pendant la phase du refroidissement. Ce facteur sera fixé en fonction des besoins numériques de convergence (cf. chapitre 4 : résultats pendant le refroidissement). Concernant la distance de coincement, elle est préalablement fixée selon les données expérimentales et elle est inférieure à 100 μm dans les conditions opératoires choisies [27].

Avant de lancer le calcul, l'initialisation de certains paramètres est indispensable. En effet, avant la combustion, le nombre de moles des gaz brûlés (y compris celui du CO_2 et du H_2O) est égal à 0. Les conditions initiales dans la chambre sont définies telles que la pression est égale à P_0 (valeur égale à 1 bar, 2 bar, 4 bar ou 6 bar selon le cas étudié) et que la température des gaz frais est égale à 300 K. La vitesse de propagation de flamme ainsi que le rayon et le volume des tranches brûlées sont à leurs tours mises à zéro. Enfin, l'énergie thermique perdue à la paroi par convection et par rayonnement est définie nulle.

2.2.3 Propagation de la flamme

Au cours du temps, la flamme se propage dans les gaz frais et produit donc une tranche de gaz brûlés. Elle est supposée d'épaisseur nulle et représente donc une frontière séparant les gaz frais des gaz brûlés.

Initialement, la flamme est supposée laminaire non étirée. Sa vitesse fondamentale de propagation (S_u) est exprimée selon la corrélation expérimentale établie par Metghalchi et Keck [12]. Ainsi, pour les mélanges hydrocarbures-air considérés, et pour des températures T et des pressions P respectivement supérieures à $T_0=298$ K et $P_0=1$ atm, les coefficients sont bien établis.

$$S_u = s_{u0} \left(\frac{T}{T_0}\right)^\alpha \left(\frac{P}{P_0}\right)^\beta \quad \text{Eq.2.1}$$

avec S_{u0} est la vitesse de propagation de flamme aux conditions de références T_0 et P_0 .

Cette corrélation reste valable pour des pressions supérieures à la pression atmosphérique.

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

Pour les mélanges méthane-air et propane-air à richesse 0,6 - 1, les valeurs numériques de S_{u0} , α et β sont données par Maroteaux [67]. Elles sont mesurées pour des pressions inférieures à 8,2 MPa et à 1,7 MPa pour des mélanges méthane-air à richesse égale, respectivement, à 1 et à 0,7. Des extrapolations sont alors requises afin de déduire leurs valeurs numériques à hautes pressions et donc pouvoir simuler la propagation de la flamme en proche paroi. Après l'allumage au centre de la chambre, et en s'approchant de la paroi, la flamme laminaire peut être affectée par plusieurs phénomènes parasites. Ainsi, même en absence de turbulences, l'étirement peut apparaître à haute pression. Il se manifeste alors, au cours du temps, sous forme d'instabilités qui entraînent un plissement du front de flamme. Cet étirement κ peut être dû à la courbure locale de la flamme sphérique κ_c et au gradient de vitesse tangentielle imposée par l'écoulement κ_s .

$$\kappa = \kappa_c + \kappa_s = 2 \frac{S_s}{R_c} + \frac{\partial(\vec{v}_g \cdot \vec{l})}{\partial l} \quad \text{Eq.2.2}$$

avec S_s la vitesse de flamme étirée, R_c le rayon de la courbure de la flamme et l l'abscisse curviligne du front de flamme.

Pour l'ensemble des simulations qui nous concernent, l'étirement de courbure κ_c est négligeable devant l'étirement pouvant être responsable du phénomène de coincement et dont la valeur est estimée entre 1000 et 2000 s^{-1} selon Bradley et al. [19].

La théorie asymptotique des flammes laminaires montre l'influence de l'étirement κ sur sa vitesse [17]. En effet, la vitesse fondamentale de la propagation de la flamme sphérique sera atténuée en présence de l'étirement. Il s'agit d'une relation linéaire faisant intervenir une longueur caractéristique appelée longueur de Markstein \mathcal{L} qui dépend seulement du mélange réactif. La vitesse de flamme étirée S_s est exprimée comme suit :

$$\begin{cases} S_s = S_u - \mathcal{L} \cdot \kappa \\ \kappa = 2 \frac{S_s}{r} \end{cases} \quad \text{Eq.3.3}$$

La longueur de Markstein est une longueur critique qui caractérise l'effet de la diffusion thermique sur la stabilité de la courbure de la flamme. Dans la littérature, plusieurs mesures permettent de déduire les valeurs du nombre de Markstein Ma défini tel que :

$$\mathcal{L} = Ma * \delta_f \quad \text{Eq.2.4}$$

avec δ_f l'épaisseur de flamme laminaire caractéristique.

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

Cependant, selon Poinso et Veynante [18], ces mesures manquent de précision, ce qui fait qu'un recours aux valeurs numériques données par Bradley et al. [19] est indispensable.

Une formulation liant la longueur de Markstein à la richesse des mélanges de méthane et de propane permet ainsi de déterminer sa valeur (en exprimant \mathcal{L} en mm) :

$$\mathcal{L} = 0,79 * \text{richesse} + 0,059 \quad \text{Eq.2.5}$$

Pour le mélange du dihydrogène, $\mathcal{L} = -0,059$ mm d'après Verhelst et al. [68].

Dans le code de calcul, l'effet de l'étirement est pris en compte lorsque le rayon de la flamme est supérieur à $4*\mathcal{L}$. Dans ce cas, la vitesse de la propagation de la flamme est égale à S_s , sinon elle reste égale à S_u . Connaissant la valeur de la vitesse, nous pouvons ainsi calculer l'épaisseur de la tranche à brûler pendant le pas de temps considéré.

$$\text{épaisseur}(i) = S_s * dt \quad \text{Eq. 3.6}$$

Pour les trois carburants étudiés, les valeurs numériques des coefficients sont représentées dans le tableau suivant :

Table 2.1: Valeurs numériques des coefficients caractéristiques de la vitesse de flamme

Fuel	CH ₄	C ₃ H ₈	H ₂
S_{uo} [m.s ⁻¹]	= - 0,4318* φ^2 + 1,5514* φ - 0,696 D'après [128]	= 0,8333* φ^2 + 1,5514* φ + 0,5867 D'après [128]	= 3,409 - 0,173*(φ -1,6) - 2,125*((φ -1,6) ²) D'après [128]
α	= 6,7045* φ^2 -15,766* φ + 10,73 D'après [128]	=8,8333* φ^2 -16,850* φ + 9,4967 D'après [128]	=0,773+0,011*(φ -1,4) + 1,164*((φ -1,4) ²) D'après [128]
β	= -1,5909* φ^2 + 3,2082* φ - 1,966 D'après [128]	=-5,5 * φ^2 +10,350* φ - 5 D'après [128]	= 0,213-0,065*(φ -1,4) - 0,162*((φ -1,4) ²) D'après [128]
\mathcal{L} [m]	=(0,79* φ +0,059)/ 10 ³ D'après [14]	=(0,79* φ +0,059)/ 10 ³ D'après [14]	= -0,059/10 ³ D'après [129]

2.2.4 Définition des tranches de gaz brûlés et de gaz frais

2.2.4.1 Tranches des gaz brûlés

La propagation de la flamme est imposée par sa vitesse déjà calculée (cf. 2.2.3). A chaque pas de temps, la flamme avance vers les gaz frais. Elle brûle ainsi une tranche d'épaisseur égale à sa vitesse multipliée par le pas de temps considéré (cf. Eq.2.6).

Avant la combustion : Pour la nouvelle tranche à brûler, nous calculons son volume, son épaisseur ainsi que le rayon de la flamme qui sépare les gaz frais des gaz brûlés. Le nombre de moles du mélange réactif contenu dans cette tranche est calculé selon la loi des gaz parfait (cf. Eq.2.7). Pour ce faire, nous considérons qu'à l'instant j , la pression est constante et homogène dans toute la chambre et la température est égale à la température des gaz frais en proche paroi.

$$N_{moles(i,j)} = \frac{P_j * V_{i,j}}{R * T_{i,j}} \quad \text{Eq.2.7}$$

avec $N_{moles(i,j)}$ le nombre de moles du mélange réactif avant la combustion contenu dans la tranche i et calculé au temps j , P_j la pression dans la chambre au temps j , $V_{i,j}$ et $T_{i,j}$ le volume et la température, respectivement, de la tranche i à brûler au temps j .

Nous notons que selon la théorie de la propagation libre de la flamme connue sous le nom de la théorie de Mallard et le Chatelier, la température T_i est prise égale à la température des gaz en proche paroi. Nous avons décidé, alors, de prendre la température de la tranche de gaz frais n° $N-2$ étant donné que cette tranche vérifie le régime diffusif et que son volume ne varie pas une fois calculé après la compression (cf. chapitre 1 : théorie de Mallard et le Chatelier). Nous notons que N représente le nombre total des tranches de gaz frais et de gaz brûlés à chaque pas de temps.

Une fois que le nombre de moles du mélange réactif dans la tranche à brûler est calculé, nous déduisons la masse de cette tranche et le nombre de moles des principaux éléments chimiques de la réaction (Carbone, Hydrogène, Oxygène et Azote). L'enthalpie absolue de la tranche considérée est, désormais, calculée. Elle est égale à la somme de toutes les enthalpies molaires des composants principaux des gaz frais présents dans cette tranche multipliées par leurs nombres de moles. Elle est donc calculée selon l'équation suivante :

$$H_{ini(i)} = N_{moles(i,j)} * (X_{fuel} * H(fuel, T_{i,j}) + X_{O_2} * H(O_2, T_{i,j}) + X_{N_2} * H(N_2, T_{i,j})) \quad \text{Eq.2.8}$$

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

avec $N_{moles(i,j)}$ le nombre de moles défini selon l'équation 3.7, $X_{fuel}, X_{O_2}, X_{N_2}$ les fractions molaires du carburant, de l'oxygène et de l'azote, respectivement. Ils sont définis comme suit :

$$X_{fuel} = \frac{rich}{(rich + \frac{Z}{0,21})} \quad \text{Eq. 3.9}$$

$$X_{O_2} = \frac{Z}{(rich + \frac{Z}{0,21})} \quad \text{Eq. 3.10}$$

$$X_{N_2} = \frac{Z * 3,76}{(rich + \frac{Z}{0,21})} \quad \text{Eq. 3.11}$$

avec $rich$ la richesse du mélange et Z est appelé « z stœchiométrique ». Ce dernier représente le nombre de moles d'air présent dans les conditions stœchiométriques. Il est égal à :

$$Z = n_C + \frac{n_H}{4} \quad \text{Eq. 3.12}$$

avec n_C le nombre de moles de Carbone dans le carburant et n_H le nombre de moles d'hydrogène dans le carburant.

$H(fuel, T_{i,j}), H(O_2, T_{i,j}), H(N_2, T_{i,j})$ les enthalpies molaires du carburant, de l'oxygène et de l'azote, respectivement, calculées à la température de la tranche à brûler $T_{i,j}$. Elles sont calculées selon une loi polynomiale définie $f(T)$ tel que :

$$H(T) = R * f(T) \quad \text{Eq.2.13}$$

avec R la constante des gaz parfait, $R = 8,314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ et $f(T)$ une fonction polynomiale de la température, égale à :

$$f(T) = \sum_{i=1}^5 \frac{A(i)}{i} * T^i + C \quad \text{Eq.2.14}$$

avec $A(i) [i=1,5]$ et C sont des constantes prédéfinies qui dépendent de la nature du composant chimique et de la température.

Après la combustion : Une fois que la tranche définie précédemment est brûlée, sa composition ainsi que sa température varient. Concernant la température de la tranche brûlée, son calcul est basé sur une méthode itérative qui converge quand l'écart de température entre deux itérations successives est inférieur au critère de convergence $epsT$ pris égal à 0,01 K (cf. Figure 3.2).

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

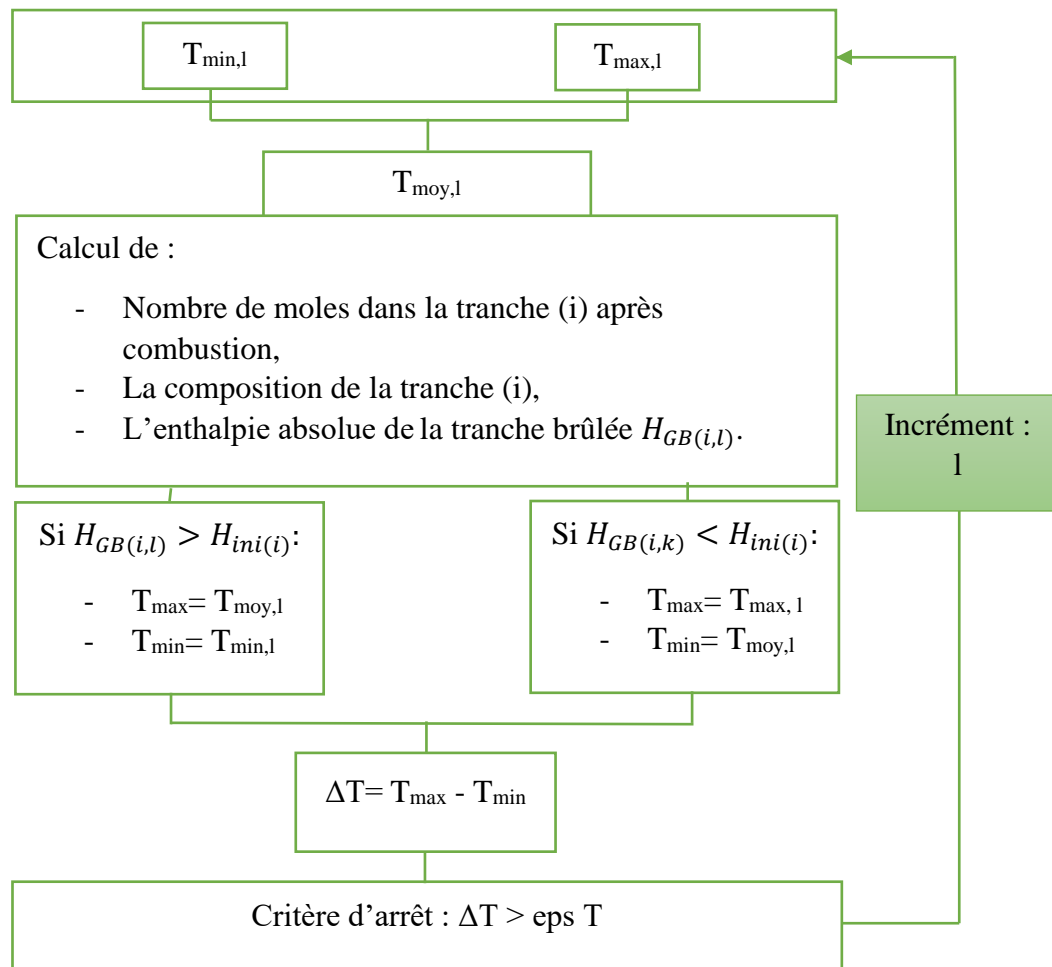


Figure 2.2 : Méthode itérative du calcul de la température adiabatique de flamme

Au début de chaque itération, nous prenons T_{min} égale à la température de la tranche $N-2$ au temps (j) et $T_{max}=5000$ K. A chaque itération (l) et pour chaque température moyenne calculée $T_{moy,l}$, le nombre de moles dans la tranche brûlée ainsi que la composition de la tranche brûlée est déterminée. Il s'agit plus particulièrement de calculer le nombre de moles des espèces chimiques issues de la combustion des hydrocarbures : CO_2 , H_2O , O_2 , N_2 , CO , H_2 , OH , NO . A la même température $T_{moy,l}$, l'enthalpie absolue de la tranche brûlée $H_{GB(i,l)}$ est déduite. Elle est égale à la somme de toutes les enthalpies des produits de la combustion présents dans la tranche brûlée multipliées par leurs nombres de moles. Elle est définie comme suit :

$$H_{GB(i,l)} = \sum_{k=1}^8 (X_{k,i,l} * H(k, T_{moy,l})) \quad \text{Eq. 3.15}$$

avec $X_{k,i,l}$ le nombre de moles du composant k contenu dans la tranche de gaz brûlés i à l'itération l , $H(k, T_{imoy,l})$ l'enthalpie molaire du composant k calculée à la température $T_{imoy,l}$ (cf. Eq.2.13). k varie de 1 à 8 et regroupe l'ensemble des composés de la combustion.

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

La valeur de la température tend asymptotiquement vers une valeur limite qui représente la valeur de la température adiabatique de la flamme. Elle doit respecter le bilan enthalpique de la réaction exothermique de la combustion qui exige d'avoir une enthalpie du mélange après combustion qui soit supérieure à l'enthalpie absolue du mélange réactif contenu initialement dans la tranche à brûler.

Une fois que la valeur de la température adiabatique est trouvée, nous calculons le nombre de moles total contenu dans la tranche brûlée après la combustion, sa masse molaire ainsi que sa capacité calorifique qui suit la même loi que celle définie pour les gaz frais (cf. Eq.2.19).

Au cours du temps, une nouvelle tranche de gaz brûlés se crée. Pour des besoins de calcul, nous définissons les valeurs moyennes de la capacité calorifique ainsi que le nombre de moles total de toutes les tranches de gaz brûlés.

Remarque : Nous supposons que la composition des tranches de gaz brûlés ne varie pas au cours du temps.

2.2.4.2 Tranches des gaz frais

Parallèlement aux tranches de gaz brûlés, nous allons définir les tranches de gaz frais qui représentent le siège de la diffusion thermique vers la paroi. Pour y procéder, nous allons tenir compte de plusieurs critères. Le choix a été porté sur la définition de tranches à volume constant afin d'assurer la même inertie thermique pour chacune d'entre elles étant donné que la configuration géométrique étudiée est sphérique. Le nombre de tranches de gaz frais N_{GF} est défini constant et égal à 7 étant donné que ce nombre permet d'avoir une bonne discrétisation spatiale. Dans ce cas et afin de pouvoir appliquer le modèle balistique des pertes thermiques pariétales, seules les 6 premières tranches placées du côté de la flamme sont définies à volume constant. La dernière tranche est définie de manière à avoir son épaisseur égale au libre parcours moyen afin d'assurer la modélisation du régime raréfié.

A chaque pas de temps, nous calculons l'épaisseur de la dernière tranche selon la théorie cinétique des gaz. En effet, le libre parcours moyen lpm est défini comme suit :

$$lpm = k_B * T / (P * \sigma) \quad \text{Eq.2.16}$$

avec k_B la constante de Boltzmann, $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{J.K}^{-1}$, T la température de la dernière tranche calculée au pas de temps précédent, P la pression et σ la section efficace moyenne de collision élastique, $\sigma = 45 \cdot 10^{-20} \text{m}^2$.

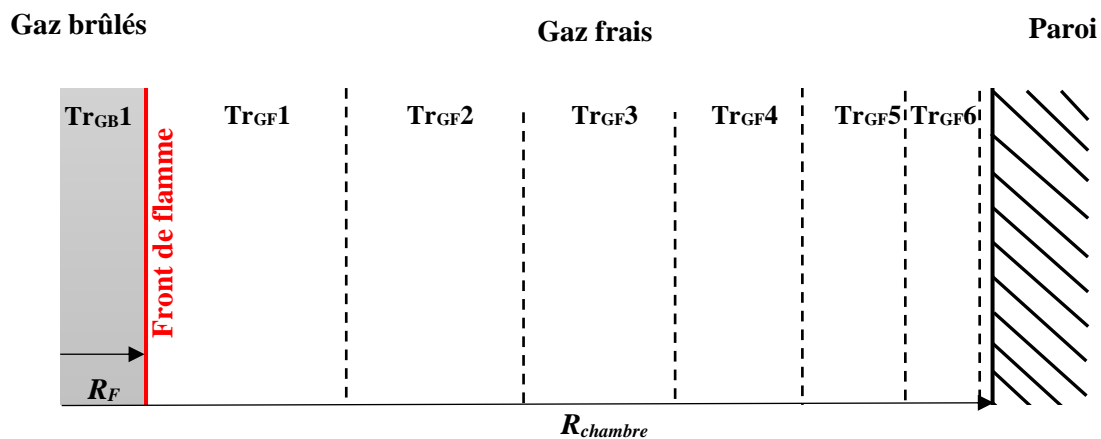
Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

Dans le programme, nous procédons tout d'abord au calcul du volume de la dernière tranche d'épaisseur égale au l_{pm} . Connaissant le volume des gaz brûlés, les volumes des tranches de gaz frais seront alors déduits. A partir du volume de chaque tranche, les épaisseurs ainsi que les rayons de toutes les tranches de gaz frais seront alors calculés.

Remarque : Dans le calcul, nous veillons à ce que les épaisseurs des six premières tranches de gaz frais restent supérieures au l_{pm} afin d'assurer la validité du régime diffusif.

Pour deux instants successifs, le volume total des gaz frais diminue suite à l'apparition d'une nouvelle tranche de gaz brûlés. La figure 2.3 présente la définition des différentes tranches en fonction de la propagation de la flamme au cours du temps.

A $t = t_1 = t_0 + dt$



A $t = t_2 = t_1 + dt$

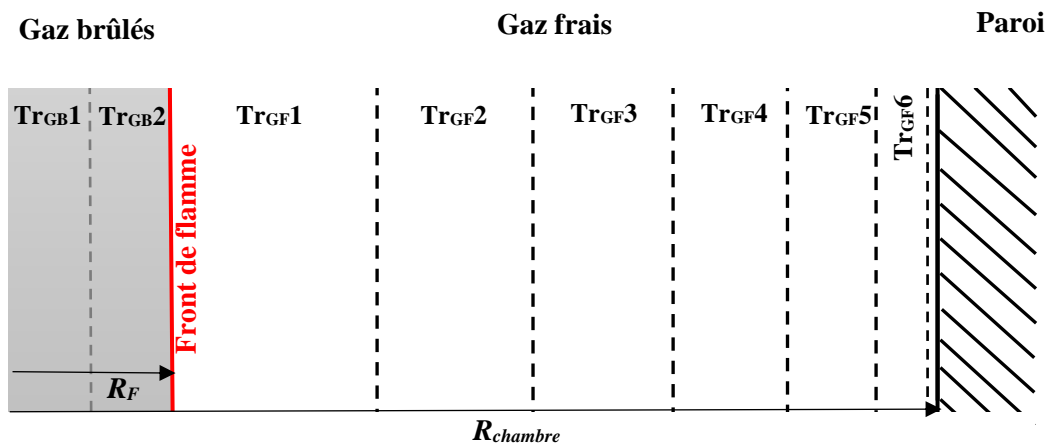


Figure 2.3 : Définition des tranches de gaz frais

avec R_F le rayon de la flamme, Tr_{GBi} la tranche de gaz brûlés i , Tr_{GF_i} la tranche de gaz frais i , $i = [1, 7]$.

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

Concernant les températures des tranches de gaz frais, elles sont définies au début des simulations à la température de la paroi. Au cours du temps, la flamme se propage vers la paroi et consomme alors une partie des gaz frais. La diminution du volume total des gaz frais entre deux itérations successives permet de modifier les volumes des tranches et donc les rayons limitant leurs bornes supérieures et inférieures. La position des nouvelles tranches par rapport à celles définies à l'itération précédente permet de calculer leurs températures. En effet, la température de chaque nouvelle tranche de gaz frais est calculée selon une moyenne pondérée par les volumes.

Le principe de calcul se base sur la projection des rayons des tranches et donc leurs bornes inférieures et supérieures et sur la comparaison avec les rayons des autres tranches définies à l'itération précédente. Un exemple de calcul de la température de la première tranche de gaz frais se base sur la définition des différents volumes contenus dans cette tranche (cf. Figure 2.4).

En comparant les rayons de la première tranche de gaz frais R_1 et de la deuxième tranche de gaz frais R_2 à l'instant t_2 par rapport à leurs valeurs au temps t_1 , le volume de la première tranche de gaz frais $V_{GF_1}^2$ est égal à la somme de deux volumes V_1 et V_2 .

$$V_{GF_1}^2 = V_1 + V_2 \quad \text{Eq.2.17}$$

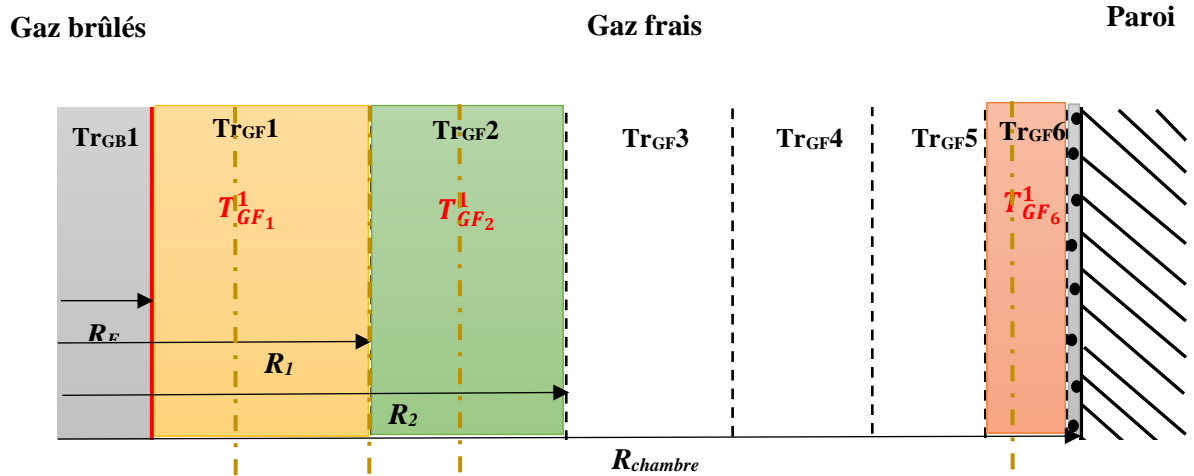
V_1 et V_2 représentent, respectivement, les volumes issus de la première tranche et de la deuxième tranche de gaz frais à t_1 . V_1 est maintenu à la température $T_{GF_1}^1$ et V_2 est maintenu à la température $T_{GF_2}^1$.

La température de la première tranche de gaz frais au temps t_2 , $T_{GF_1}^2$ est alors calculée comme suit :

$$T_{GF_1}^2 = \frac{(T_{GF_1}^1 * V_1 + T_{GF_2}^1 * V_2)}{V_{GF_1}^2} \quad \text{Eq.2.18}$$

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

A $t = t_1 = t_0 + dt$



A $t = t_2 = t_1 + dt$

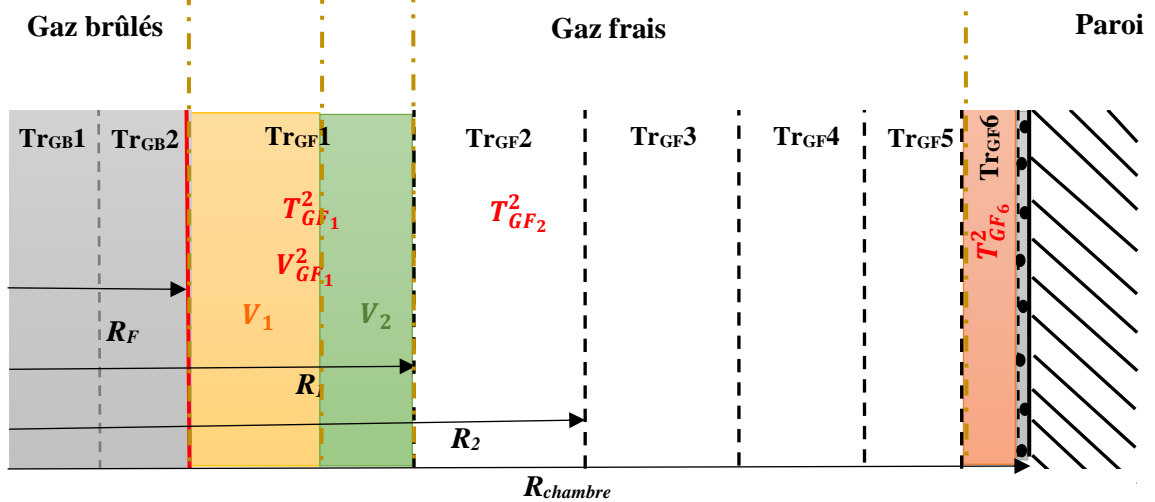


Figure 2.4 : Définition des températures des tranches de gaz frais entre deux itérations

Mentionnons aussi le cas de l'avant dernière tranche des gaz frais Tr_{GF6} . En effet, étant donné que la variation du volume de la dernière tranche d'épaisseur égale au lpm reste négligeable devant celle des autres tranches, la température de l'avant dernière tranche à l'instant t_2 , T_{GF6}^2 reste généralement égale à sa valeur à l'itération précédente T_{GF6}^1 . De même, la température de la dernière tranche de gaz frais d'épaisseur égale au lpm est aussi égale à sa valeur à l'itération précédente.

Finalement, et après avoir défini les volumes, les rayons, les épaisseurs ainsi que les températures de toutes les tranches de gaz frais, nous déduisons le nombre de moles ainsi que la capacité calorifique de chaque tranche. Pour ce faire, le nombre de moles de chaque tranche est calculé selon la loi des gaz parfaits et nous supposons que la capacité calorifique est une

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

fonction polynomiale de la température. Pour le mélange gazeux, la capacité calorifique est égale à la somme de la capacité calorifique de tous ses composants y compris le carburant, le dioxygène et le diazote multipliés par leurs fractions molaires contenues dans chaque tranche.

La capacité calorifique de chaque composant, exprimée en $J.mol^{-1}.K^{-1}$, est définie comme suit :

$$C_p(T) = R * g(T) \quad \text{Eq.2.19}$$

avec R la constante des gaz parfait et $g(T)$ une fonction polynomiale de la température, égale à :

$$g(T) = \sum_{i=1}^5 A(i) * T^{i-1} \quad \text{Eq.2.20}$$

avec $A(i)$ qui sont des constantes prédéfinies dépendant de la nature du composant chimique et de la température.

Une fois que toutes les tranches de gaz frais sont définies, la température moyenne ainsi que le nombre de moles total et la capacité calorifique moyenne des gaz frais sont alors calculés.

2.2.5 Pertes thermiques pariétales

Les pertes thermiques dans les chambres de combustion sont conditionnées par les différents modes de transfert de chaleur. En effet, la diffusion est présente dans la couche de gaz brûlés et dans les gaz frais. Le mode de transfert par convection est présent en proche paroi afin d'estimer par l'intermédiaire d'un coefficient de chaleur convectif une partie des pertes de chaleur pariétales. L'autre partie est assurée par le rayonnement des gaz brûlés et de certaines particules tel le cas des moteurs Diesel. Certains modèles dans la littérature prennent en compte la présence des trois modes de transfert de chaleur, alors que la majorité d'entre eux ne considèrent que la conduction comme mode principal pour estimer les pertes de chaleur pariétales. Citons par exemple le modèle établi par Yang et Martin [59], qui, en plus de l'aspect thermique étudié, intègre l'aspect compressible et instationnaire de l'écoulement et prend en compte l'existence d'une distance de coincement.

D'une manière générale, dans notre étude, nous considérons que le flux thermique pariétal est égal à la somme du flux conductif et du flux par rayonnement :

$$Q_w = Q_{cond} + Q_{ray} \quad \text{Eq. 2.21}$$

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

2.2.5.1 Conduction-convection

La majorité des modèles proposés ne considère que la conduction dans une couche limite pariétale comme mode principal. En effet, les gaz frais sont plus chauds que la paroi qui lui font céder de la chaleur par diffusion. Ces modèles constituent un développement limité du flux à l'ordre 1 par rapport à l'écart de température et font intervenir le coefficient h de Newton selon l'expression suivante :

$$Q_w = h (T_g - T_w) \quad \text{Eq.2.22}$$

avec T_g la température des gaz frais et T_w la température de la paroi.

Pour déterminer T_g , plusieurs approches ont été adoptées étant donné que les gaz frais sont présents entre les gaz brûlés maintenus à haute température et la paroi maintenue à la température ambiante. Le gradient de température existant dans la couche de gaz frais en proche paroi permet de prendre la température des gaz frais égale à leur température moyenne. Il s'agit de l'approche dite globale. Dans l'approche locale, on considère que T_g est égale à la température des gaz frais en proche paroi. T_w est maintenue constante et égale à la température ambiante étant donné que sa valeur varie de moins de 10 K pendant l'expérience Boust [20].

Dans cette étude, nous allons nous intéresser au calcul du coefficient de transfert convectif afin de prédire le flux thermique cédé à la paroi au cours du temps. Pour ce faire, plusieurs modèles ont été proposés. Nous citons ainsi les modèles existants dans la littérature et le modèle balistique établi en régime raréfié et déjà présenté précédemment.

Parmi les modèles de la littérature, nous présentons le modèle classique de transfert par convection naturelle de Nusselt [53]. Il établit une corrélation empirique dans une chambre de combustion laminaire sphérique et prend en compte la température moyenne des gaz. Le coefficient convectif est exprimé comme suit :

$$h = 1,15 \sqrt[3]{P^2 T_g} \quad \text{Eq. 2.23}$$

avec P en bar, T_g la température moyenne des gaz dans la chambre pondérée entre les gaz frais et les gaz brûlés.

D'autres modèles basés sur l'hypothèse de convection forcée, prennent en compte l'aérodynamique globale dans la chambre. Il s'agit, par exemple, du modèle de Woschni [56] qui fait appel à une vitesse caractéristique, w , dans un cylindre de moteur à pistons :

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

$$\begin{cases} h = 130D^{-0.2}P^{0.8}T_{moy}^{-0.53}W^{0.8} \\ w = 2,28C_m + 0,00324 \frac{V_{cyl}T_1}{P_1V_1} (P - P_0) \end{cases} \quad \text{Eq.2.24}$$

avec P , la pression en bar, V_{cyl} volume instantané du cylindre, D son alésage ; l'indice 0 correspond aux essais moteur en régime entraîné et l'indice 1 aux conditions du PMB (Point Mort Bas). Dans notre cas, nous négligeons les effets de l'advection et nous prendrons ainsi C_m égale à zéro. T_{moy} est égale à la température moyenne des gaz frais et brûlés dans la chambre. La température T_g considérée dans l'équation (Eq.2.22) est égale à la température moyenne des gaz frais.

Un autre modèle qui fait partie des lois de paroi et développé par Rivère [60] est présenté. Il tient compte de la présence de la couche limite thermique en proche paroi et traite le phénomène de conduction à l'échelle microscopique. Le flux thermique à la paroi est considéré comme le résultat statistique des collisions entre les molécules de gaz et la paroi. Le coefficient h de convection est alors établi comme suit :

$$h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{2/\pi} \left(\frac{R}{M}\right)^{3/2} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w}\right) \quad \text{Eq.2.25}$$

avec T_g la température locale des gaz frais au-delà de la couche limite thermique et qui est égale à la température moyenne des gaz frais, M la masse molaire des gaz, ρ_g la densité des gaz frais, λ et κ des coefficients empiriques se référant aux propriétés de la paroi et η dépendant de l'écoulement.

Finalement, nous allons citer notre modèle, déjà présenté en détails dans le premier chapitre, qui permet d'estimer le flux de chaleur pariétal par choc entre les particules de gaz et la paroi en régime balistique. Ce modèle est basé principalement sur la notion de fonction de distribution et sur l'équation de Boltzmann [61]. Le flux conductif est décrit selon l'équation suivante :

$$Q_{cond} = h * \Delta T \quad , \quad h = \frac{nT_w(2kb)^{3/2}}{2\sqrt{\pi m T_w}} \quad \text{Eq.2.26}$$

avec n la densité du gaz en proche paroi (en m^{-3}), kb la constante de Boltzmann et m la masse d'une molécule de gaz frais en kg. ΔT est l'écart de température enregistré entre la dernière tranche de gaz frais et la paroi.

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

2.2.5.2 Rayonnement

Les pertes thermiques par rayonnement des gaz chauds vers la paroi froide représentent une part importante du flux total pariétal surtout au début de la phase de combustion [69]. Le rayonnement thermique est dû principalement à la présence de molécules ayant un moment dipolaire non nul. Pour un mélange méthane-air, nous prenons le rayonnement des molécules prédominantes dans la chambre telles que le CO_2 , H_2O et CH_4 et nous considérons que le rayonnement des gaz frais est négligeable devant celui des gaz brûlés maintenus à une température 6 à 7 fois supérieure à celle des gaz frais Boust [20]. Ainsi, seuls les rayonnements de CO_2 et de H_2O sont pris en compte. De même, nous supposons que le rayonnement des suies est négligeable pour des mélanges ayant une richesse inférieure ou égale à 1.

Dans cette étude, le rayonnement est modélisé d'une manière simple basée sur la loi de Stefan entre corps gris. Nous considérons les gaz brûlés comme un corps gris de température uniforme T_{gb} et d'émissivité ε calculée comme suit :

$$\varepsilon = \varepsilon_{CO_2} + \varepsilon_{H_2O} - \Delta\varepsilon \quad \text{Eq.2.27}$$

avec ε_{CO_2} et ε_{H_2O} les émissivités respectives de CO_2 et de H_2O . $\Delta\varepsilon$ est un terme de recouvrement. Ces derniers sont calculés à l'aide de la corrélation de Leckner [70], qui reproduit l'influence de la température moyenne des gaz brûlés, de la pression partielle de chaque espèce et de la longueur du rayon de la flamme.

La paroi, quant à elle, est supposée se comporter comme un corps noir d'absorptivité $\alpha \simeq 1$, même si la détermination de son absorptivité réelle reste difficile à quantifier étant donné que la surface de la chambre noircit en cours d'usage.

Pour une position donnée du front de flamme r tel que $r < R$ (rayon de la chambre), le flux surfacique radiatif reçu par la paroi est calculé comme suit :

$$Q_{ray}(r) = \frac{4\pi r^2}{4\pi R^2} \alpha \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T_{gb}^4 - T_w^4) \quad \text{Eq.2.28}$$

avec σ est la constant de Stefan.

Remarque : T_{gb} est égale à la température moyenne des gaz brûlés pondérée par les capacités calorifiques des différentes tranches de gaz brûlés.

Le rayonnement des gaz brûlés permet de modifier leurs températures. En effet, la quantité de chaleur perdue à la paroi par rayonnement à chaque pas de temps dt est égale à :

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

$$Q_{GB} = Q_{ray}(r) * S * dt \quad \text{Eq.2.29}$$

avec S la surface de la chambre en m^2 , $Q_{ray}(r)$ exprimé en $W.m^{-2}$, dt en (s) et Q_{GB} en J.

Pour chaque tranche i de gaz brûlés, sa température après le rayonnement $T_{GBray}(i)$ est égale à :

$$T_{GBray}(i) = T_{GB}(i) - \frac{Q_{GB}(i)}{c_p(i)} \quad \text{Eq.2.30}$$

avec $T_{GB}(i)$ la température de la tranche i de gaz brûlés avant les pertes thermiques radiatives, $Q_{GB}(i)$ la quantité de chaleur perdue par rayonnement de la tranche i de gaz brûlés. Elle est égale à la quantité de chaleur perdue par rayonnement de toutes les tranches de gaz brûlés multipliée par le rapport du nombre de moles contenu dans la tranche i sur le nombre de moles total des gaz brûlés. c_p est la capacité calorifique de la tranche i des gaz brûlés en $J.K^{-1}$.

2.2.6 Diffusion thermique dans les gaz

2.2.6.1 Résolution de l'équation de chaleur 1D en coordonnées sphériques

Le transfert conductif est modélisé en régime instationnaire en intégrant l'équation de la chaleur 1D en coordonnées sphériques dans toutes les tranches de gaz. Pour le modèle balistique des pertes thermiques pariétales, le coefficient d'échange convectif est introduit afin d'évaluer la température de la dernière tranche de gaz frais par égalité des flux. En effet, à chaque pas de temps et à la dernière tranche de gaz frais, le flux conductif entre les deux dernières tranches de gaz frais est égal au flux convectif cédé à la paroi.

La présence d'un gradient thermique entre les différentes tranches de gaz dans la chambre est alors prise en compte à l'aide d'un modèle approprié. Le modèle instationnaire 1D se base sur une approche nodale analogue à un circuit électrique (cf. Figure.2.5). Les nœuds du circuit sont les températures $T_{i=[1, N]}$ des tranches de gaz, qui sont l'analogie du potentiel électrique. La température de chaque tranche i est définie à sa limite géométrique inférieure dans le sens de la propagation de la flamme, c.-à-d. au rayon de la tranche $i-1$. L'espace est discrétisé en N tranches selon des vecteurs de rayon $r_{i, i=[1, N]}$ avec $r_N = R_{chambre}$. Les conductances thermiques, qui représentent les résistances par analogie avec le circuit (R, C) sont définies comme suit :

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

$$\left\{ \begin{array}{l} G_i = \frac{4.\pi.\lambda_i}{\frac{1}{r_{i-1}} - \frac{1}{r_i}}, \quad i = [2, N - 1] \\ G_1 = \frac{4.\pi.\lambda_1}{\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{r_1}}, \quad \varepsilon = 10^{-4}m \\ G_N = h.S_{chambre} \end{array} \right. \quad \text{Eq.2.31}$$

avec $\lambda_{i, i=[1, N]}$ la conductivité thermique de la tranche i en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. Elle est exprimée selon Morley [71] de la façon suivante :

- pour les gaz frais : $\lambda_i = lgf_1 * T_i^{lgf2}$ Eq.2.32

- pour les gaz brûlés : $\lambda_i = lgb_1 * T_i + lgb_2$ Eq.2.33

Les valeurs de lgf_1 , lgf_2 , lgb_1 et lgb_2 sont présentées dans le tableau suivant :

Table 2.2: Valeurs des constantes définissant la conductivité thermique des tranches de gaz frais et de gaz brûlés d'après Morley [71]

Fuel	CH ₄	C ₃ H ₈	H ₂
lgf_1	2,2 e-4	2,2 e-4	6,6 e-4
lgf_2	8,2 e-1	8,2 e-1	7,6 e-1
lgb_1	5,2 e-5	5,2 e-5	6,4 e-5
lgb_2	1,2 e-2	1,2 e-2	1,0 e-2

La conductance G_N de diffusion vers la paroi de surface S est égale à la surface multipliée par le coefficient de transfert convectif défini précédemment selon le modèle des pertes thermiques pariétales utilisé.

Les capacités calorifiques $c_{pi, i=[1, N]}$ des tranches de gaz pondérées par leurs masses $m_{i, i=[1, N]}$ jouent le rôle des capacités du circuit (R, C). La résolution temporelle et spatiale de l'équation de chaleur fait appel à la méthode des différences finies avec le schéma progressif qui calcule les nouvelles valeurs de températures à chaque nœud en connaissant leurs valeurs au temps précédent. Le système d'équation obtenu est le suivant :

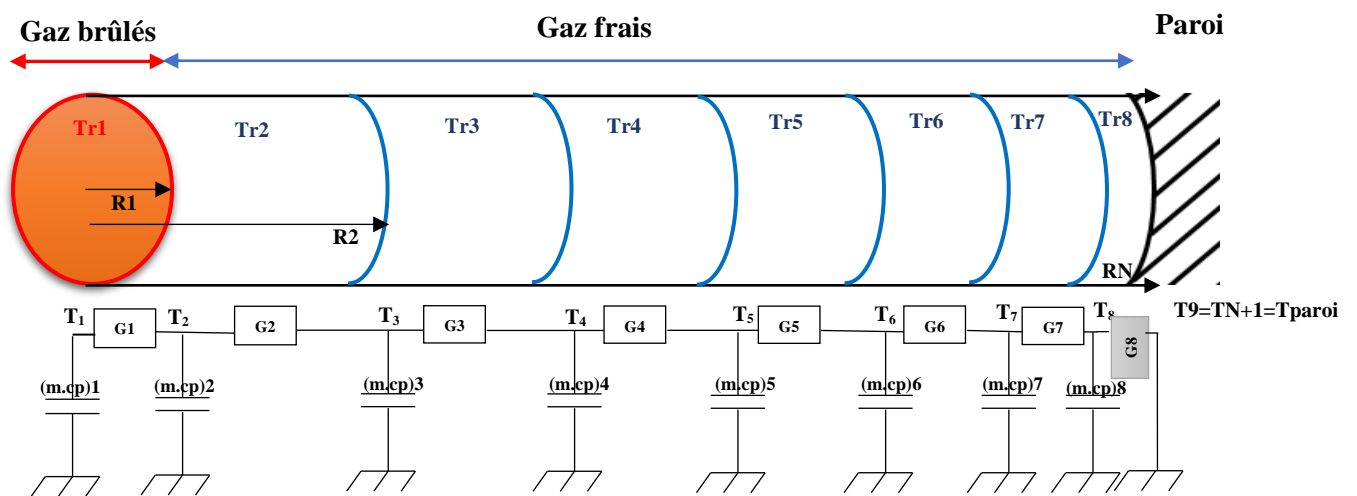
$$\left\{ \begin{array}{l} (m.C_p)_1 \frac{T_{1,t+\Delta t} - T_{1,t}}{\Delta t} = G_1(T_{2,t} - T_{1,t}) \\ (m.C_p)_i \frac{T_{i,t+\Delta t} - T_{i,t}}{\Delta t} = G_i(T_{i+1,t} - T_{i,t}) + G_{i-1}(T_{i-1,t} - T_{i,t}), \quad i \in [2, N - 1] \\ T_{N,t+\Delta t} = \frac{(T_{N-1,t+\Delta t} + \frac{G_N * T_w}{G_{N-1}})}{(1 + \frac{G_N}{G_{N-1}})}, \quad i=N \end{array} \right. \quad \text{Eq.2.34}$$

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

Au dernier nœud, la température de la dernière tranche d'épaisseur égale au libre parcours moyen est calculée sur la base de l'égalité de flux conductif entre les tranches $N-1$ et N des gaz frais et de flux convectif entre la tranche N de gaz frais et la paroi à chaque pas de temps.

Pour deux itérations successives, la variation de la température des tranches est présentée dans la figure 2.5 comme suit :

Pour $t=t_1=t_0+dt$, le nombre total de tranches de gaz $N=8$.



Pour $t=t_2=t_1+dt$, le nombre total de tranches de gaz $N=9$.

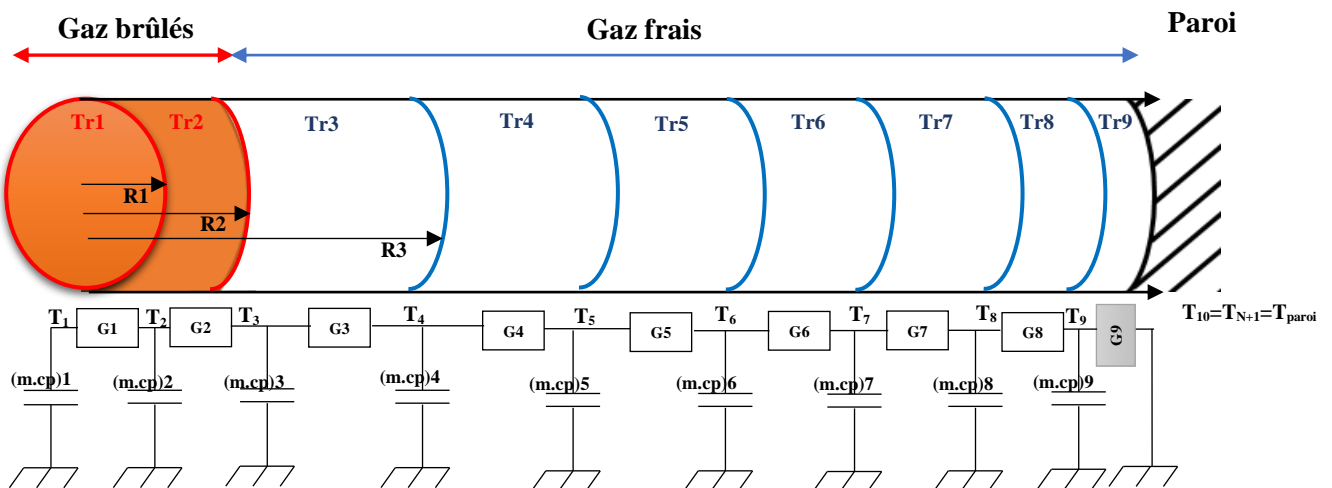


Figure 2.5 : modèle nodal de diffusion thermique

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

2.2.6.2 Stabilité du schéma des différences finies

Pour résoudre l'équation de chaleur avec la méthode des différences finies, le choix du pas de temps numérique ne peut pas être indépendant du pas d'espace. En effet, pour toute résolution numérique, un problème d'instabilité de calcul peut apparaître. Il s'agit de l'erreur d'approximation dans des calculs numériques, grandissant rapidement au fur et à mesure des calculs. Le but est de savoir choisir le pas de temps et le pas d'espace numériques afin d'assurer la stabilité du schéma.

Une condition nécessaire à la convergence de la méthode des différences finies consiste à la prise en compte de la condition de Friedrichs-Lewy (CFL) qui impose d'avoir un domaine physique contenu dans le domaine numérique, c'est-à-dire que la vitesse physique ($\Delta x/\Delta t$) soit inférieure ou égale à la vitesse numérique (u).

$$CFL = \frac{|u|\Delta t}{\Delta x} \leq 1 \quad \text{Eq.2.35}$$

Cette condition est nécessaire mais pas suffisante pour obtenir une solution stable. Sur la base d'une généralisation classique du schéma de Crank-Nicolson, un choix de la constante θ détermine la nature du schéma choisi. Ainsi, un tel schéma est dit :

- stable si : $0 \leq \alpha \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2-4\theta}$ pour $0 \leq \theta \leq \frac{1}{2}$ Eq.2.36

- Inconditionnellement stable si : $\frac{1}{2} \leq \theta \leq 1$ Eq.2.37

avec α la diffusivité thermique des gaz (en $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$).

Dans notre cas, θ est pris égal à 0 pour avoir le schéma explicite. La condition de stabilité devient alors :

$$0 \leq \alpha \frac{\Delta t}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2} \quad \text{Eq.2.38}$$

Dans le code de calcul, la condition de stabilité est appliquée aux tranches de gaz frais ainsi qu'à celles des gaz brûlés. Ainsi, pour chaque tranche i de gaz, nous calculons la diffusivité thermique α_i selon l'équation suivante :

$$\alpha_i = \frac{\lambda_i V_i}{c p_i} \quad \text{Eq.2.39}$$

avec λ_i la conductivité thermique définie selon les équations (Eq.2.32) et (Eq.2.33), V_i le volume de la tranche i en m^3 et Cp_i est la capacité calorifique de la tranche i en J.K^{-1} .

Le pas de temps numérique dt qui vérifie la CFL est calculé selon l'équation suivante :

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

$$dt = \frac{dr_i^2}{\alpha_i} \quad \text{Eq.2.40}$$

avec dr_i le pas d'espace de la tranche i .

Pour assurer la stabilité du calcul, la CFL doit être vérifiée pour toutes les tranches. Ainsi, un pas de temps numérique obéissant à la CFL doit être calculé pour chaque tranche de gaz frais et de gaz brûlés. Finalement, le minimum de tous les pas de temps calculés est alors choisi pour effectuer le calcul.

Remarques : Après la résolution de l'équation de chaleur, une condition sur les valeurs finales des températures est établie. Elle permet d'assurer un écart de température entre deux itérations successives, pour chaque tranche de gaz, de moins de 100 K.

Une autre condition veille à ce que les températures des tranches de gaz ne soient pas inférieures à la température initiale de la chambre. Les capacités calorifiques ainsi que les coefficients isentropiques de toutes les tranches de gaz sont mis à jour en fonction des nouvelles valeurs de températures après diffusion (cf. Eq.2.19).

2.2.6.3 Égalité de flux de chaleur à chaque pas de temps

A chaque pas de temps, un calcul qui permet de vérifier l'égalité de flux de chaleur entre les différentes tranches de gaz est établi. En effet, la diffusion de chaleur entre les tranches des gaz brûlés et celles des gaz frais est maintenue suite à la présence d'un gradient de température entre les différentes tranches. En régime instationnaire, le flux de chaleur n'est pas conservé. Néanmoins, à chaque pas de temps, la quantité de chaleur diffusée entre deux tranches successives doit être constante. Or cette condition ne semble pas être fortement respectée puisqu'il s'agit d'un milieu hétérogène composé de deux milieux de caractéristiques thermodynamiques différentes : les gaz frais et les gaz brûlés.

A chaque pas de temps, le flux de chaleur entre deux tranches adjacentes est calculé selon les expressions suivantes :

- Pour $i=1, N-1$:
$$flux(i) = 4\pi\lambda_i \left(\frac{T_i - T_{i+1}}{\frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_{i+1}}} \right) \quad \text{Eq.2.41}$$

- Pour $i=N$:
$$flux(N) = G(N)(T_N - T_{paroi}) \quad \text{Eq.2.42}$$

avec $flux(i)$ le flux de chaleur calculé entre les tranches i et $i+1$, λ_i la conductivité thermique de la tranche i , T_i , T_{i+1} et T_N les températures des tranches i , $i+1$ et N avant la diffusion,

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

respectivement, R_i et R_{i+1} les rayons des tranches i et $i+1$, respectivement, G_N défini selon l'équation (Eq.2.31).

2.2.7 Calcul de la pression

Après la diffusion de chaleur, les températures des tranches changent au cours du temps. La combustion d'une nouvelle tranche de gaz frais à chaque pas de temps fait augmenter la température moyenne dans la chambre pendant la phase de combustion. Etant donné que le volume de la chambre est constant, la pression tend à varier au cours du temps. Sa valeur peut être calculée sur la base des valeurs des variables thermodynamiques qui changent dans le temps.

2.2.7.1 Dilatation isobare

Sous l'effet de la diffusion de chaleur, nous supposons qu'à pression constante, les volumes des tranches changent au cours du temps. L'augmentation du volume total des gaz est liée à l'augmentation de la température moyenne de la chambre lorsque la pression reste constante.

Pour les tranches de gaz déjà brûlés ainsi que les $N-1$ tranches de gaz frais, nous supposons que leurs compositions restent constantes au cours du temps (pendant la dilatation). En se basant sur la loi des gaz parfait, nous considérons que la pression ainsi que le nombre de moles restent invariables. Le nouveau volume de chaque tranche de gaz est calculé selon l'équation suivante :

$$V'_i = V_i \frac{T'_i}{T_i} \quad \text{Eq.2.43}$$

avec V'_i et T'_i le volume et la température respectives de la tranche i après la diffusion de chaleur, V_i et T_i le volume et la température respectives de la tranche i avant la diffusion de chaleur.

Concernant la tranche qui brûle pendant le pas de temps considéré, sa composition ainsi que sa température varient après la combustion. En effet, avant la combustion, la tranche à brûler est caractérisée par une température égale à la température des gaz frais en proche paroi (cf. 2.2.4) et un nombre de moles calculé selon l'équation (cf. Eq.2.7).

Après la combustion, la température est égale à la température adiabatique de la flamme minorée par les effets de la diffusion et du rayonnement thermiques. Le nouveau volume de la tranche brûlée (i) est alors calculé selon l'équation suivante :

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

$$V_i' = \frac{V_i N_{molesi}' T_i'}{N_{molesi} T_i} \quad \text{Eq.2.44}$$

avec V_i' , T_i' et N_{molesi}' le volume, la température et le nombre de moles de la tranche i , respectivement, après la diffusion de chaleur, V_i , T_i et N_{molesi} le volume, la température et le nombre de moles de la tranche i (respectivement) avant la diffusion de chaleur.

Remarque : La dernière tranche de gaz frais N ne subit pas la dilatation isobare même si sa température varie au cours du temps suite à la diffusion de chaleur à travers les tranches de gaz frais et aux pertes thermiques pariétales. Son volume reste invariable à pression constante étant donné qu'il s'agit d'un régime raréfié.

2.2.7.2 Compression isentropique

Pour toutes les tranches de gaz brûlés et de gaz frais, le volume total dilaté est calculé à chaque pas de temps. Il dépasse le volume total de la chambre étant donné que la température moyenne de la chambre augmente pendant la phase de combustion. Sachant que la combustion est maintenue dans une chambre à volume constant, toutes les tranches doivent être comprimées afin d'avoir un volume total des tranches égal au volume de la chambre. Pour calculer la nouvelle valeur de la pression à chaque pas de temps, un calcul similaire à celui de la température adiabatique de la flamme est développé. En effet, la nouvelle valeur de la pression est obtenue suite à l'application d'une méthode itérative : en partant d'une valeur minimale et d'une valeur maximale de la pression, une valeur moyenne est calculée. Pour cette nouvelle valeur de pression, toutes les tranches de gaz (à l'exception de la dernière tranche de gaz frais) seront comprimées d'une manière isentropique et les nouveaux volumes sont calculés en appliquant la loi de Laplace :

$$PV^\gamma = \text{constante} \quad \text{Eq.2.45}$$

Le volume comprimé de la tranche i est calculé selon l'équation suivante :

$$V_i'' = V_i' \left(\frac{P}{P_{moy}} \right)^{\left(\frac{1}{\gamma_i} \right)} \quad \text{Eq.2.46}$$

avec V_i'' le volume comprimé de la tranche i , V_i' le volume dilaté de la tranche i , P la pression au pas de temps précédent, P_{moy} la pression moyenne calculée dans la méthode itérative et γ_i le coefficient isentropique de la tranche i .

Après avoir calculé le volume total des tranches de gaz après compression, auquel nous ajoutons le volume de la dernière tranche de gaz frais, le calcul itératif s'arrête quand l'écart de

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

pression entre deux itérations successives est inférieur au critère de convergence pris égal à 0,001Pa.

2.2.8 Mise à jour des variables thermodynamiques en fin de combustion

A la nouvelle valeur de la pression P' , les variables thermodynamiques des tranches doivent être mises à jour. En effet, après avoir calculé le volume comprimé de chaque tranche de gaz brûlés, le rayon ainsi que l'épaisseur de chaque tranche sont déduits. Le rayon de la flamme est recalculé en fonction du volume cumulé des gaz brûlés après la compression.

La température est calculée à partir de la loi des gaz parfait selon l'équation suivante :

$$T_i'' = \frac{P'V_i''}{R*Nmoles_i} \quad \text{Eq.2.47}$$

avec V_i'' le volume comprimé de la tranche (i), $Nmoles_i$ le nombre de moles de la tranche (i).

La température moyenne des gaz brûlés est déduite à partir d'une valeur moyenne des températures des tranches de gaz brûlés pondérées par leurs volumes.

Pour chaque tranche de gaz brûlés, la capacité calorifique ainsi que le coefficient isentropique sont recalculés en fonction de la nouvelle valeur de température T_i'' .

Concernant les tranches de gaz frais, le calcul des volumes des tranches après compression doit être vérifié afin d'assurer l'existence de la dernière tranche de gaz à épaisseur égale au libre parcours moyen. Cette partie de la modélisation représente une nouvelle contribution par rapport au code de base. En effet, étant donné le faible volume de la $N^{\text{ème}}$ tranche de gaz frais, une faible erreur sur le calcul du volume total des tranches comprimées peut exister. Pour contourner ce problème, une redéfinition des tranches de gaz frais a été envisagée. Pour ce faire, l'épaisseur de la dernière tranche de gaz frais lpm' est recalculée sur la base des nouvelles valeurs de la pression et de la température de la dernière tranche après la diffusion (cf. Eq.2.16).

Les $N-2$ premières tranches de gaz frais vont garder leurs volumes après compression alors que nous allons modifier le volume de la tranche $N-1$ afin d'assurer l'existence de la dernière tranche d'épaisseur égale au lpm' . Nous procédons alors à la redéfinition du rayon de la tranche $N-1$ de gaz frais défini comme suit :

$$R_{N-1} = R_{chambre} - lpm' \quad \text{Eq.2.48}$$

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

A partir de cette valeur, nous calculons le volume de la dernière tranche V_N qui est égal à :

$$V_N = V_{chambre} - V_{R,N-1} \quad \text{Eq.2.49}$$

avec $V_{chambre}$ le volume de la chambre et $V_{R,N-1}$ le volume de la sphère de rayon égal au rayon R_{N-1} défini précédemment.

Le volume de la tranche de gaz frais $N-1$ est alors recalculé selon l'équation suivante :

$$V_{N-1} = V_{chambre} - V_N - V_{GB} - V_{GF,N-2} \quad \text{Eq.2.50}$$

avec V_{GB} le volume des gaz brûlés après compression, $V_{GF,N-2}$ le volume total des $N-2$ tranches de gaz frais après compression.

Pour les $N-1$ tranches de gaz frais, le rayon ainsi que l'épaisseur de chaque tranche sont déduits. La température est calculée à partir de la loi des gaz parfait et la température moyenne des gaz frais est déduite à partir d'une valeur moyenne pondérée par leurs volumes. Comme les gaz brûlés, les capacités calorifiques ainsi que les coefficients isentropiques des tranches de gaz frais sont recalculés en fonction de la nouvelle valeur de température.

Concernant le pas de temps, sa valeur peut être modifiée en fonction des valeurs calculées de la pression et de flux de chaleur pariétal. En effet, si l'écart de pression ou de flux de chaleur pariétal entre deux itérations successives dépassent des valeurs fixées au préalable, le pas de temps sera multiplié par un facteur d'actualisation qui est en général inférieur à 1. Cette valeur est fixée selon l'étude numérique et les résultats de simulation obtenus.

Remarque : Une condition qui veille à vérifier le régime diffusif des tranches de gaz brûlés et de gaz frais est établie. Elle consiste à s'assurer que l'épaisseur de chaque tranche ne doit pas être inférieure à la valeur du *lpm* calculée à chaque pas de temps.

2.2.9 Calcul des bilans de masse et d'enthalpie

2.2.9.1 Bilan de masse

Afin d'estimer l'erreur sur le bilan massique à chaque pas de temps, nous devons calculer la masse totale avant et après la combustion à chaque pas de temps. Ainsi, avant la combustion, la masse totale m_{GFini} dans la chambre est calculée selon l'équation suivante :

$$m_{GFini} = N_{molestot} * M_{molGF} \quad \text{Eq.2.51}$$

avec $N_{molestot}$ le nombre de moles total dans la chambre calculé selon la loi des gaz parfait :

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

$$N_{molestot} = \frac{P_0 V_{chambre}}{R * T_0} \quad \text{Eq.2.52}$$

avec P_0 et T_0 qui représentent, respectivement, la pression et la température initialement définis dans la chambre. M_{molGF} représentant la masse molaire du mélange réactif en kg.mol^{-1} .

Après la combustion, la chambre comporte des gaz frais et des gaz brûlés. La masse totale dans la chambre m_{tot} est donc égale à :

$$m_{tot} = m_{GB} + m_{GF} \quad \text{Eq.2.53}$$

avec m_{GB} représente la masse des gaz brûlés obtenue à chaque pas de temps. Elle est égale à :

$$m_{Gb} = \sum_i N_{molesi} * M_{molesi} \quad \text{Eq.2.54}$$

avec N_{molesi} et M_{molesi} qui représentent, respectivement, le nombre de moles et la masse molaire de la tranche i des gaz brûlés.

Quant à m_{GF} , elle représente la masse des gaz frais présents dans la chambre après la combustion. Sa valeur est calculée comme suit :

$$m_{Gf} = N_{GF} * M_{molGF} \quad \text{Eq.2.55}$$

avec N_{GF} représente le nombre de moles de toutes les tranches de gaz frais avant la diffusion. Il est égal à :

$$N_{GF} = \frac{P * V_{GF}}{R * T_{GF}} \quad \text{Eq.2.56}$$

avec P la pression dans la chambre avant la diffusion, V_{GF} et T_{GF} le volume et la température moyenne de toutes les tranches de gaz frais avant la diffusion.

L'erreur relative sur le bilan massique est alors calculée comme suit :

$$Erreur_m = \frac{(m_{tot} - m_{GFini})}{m_{GFini}} \quad \text{Eq.2.57}$$

2.2.9.2 Bilan d'enthalpie

Comme le bilan massique, nous estimons l'erreur sur le bilan de l'enthalpie avant et après la combustion. En effet, avant la combustion, l'enthalpie absolue du mélange réactif H_{ini} dans toute la chambre est déjà définie par l'équation (Eq.2.8).

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

Concernant l'enthalpie absolue des gaz après la combustion, sa valeur est calculée sur la même base de calcul de l'enthalpie avant la combustion. Sauf que dans ce cas, il s'agit de la somme des enthalpies absolues des gaz brûlés et des gaz frais présents dans la chambre.

L'enthalpie absolue des gaz brûlés est égale à la somme des enthalpies molaires des produits de la combustion présents dans les gaz brûlés multipliées par leur nombre de moles. Elle est donc définie comme suit :

$$H_{GB} = \sum_{i=1}^{ntr_{GB}} \sum_{k=1}^8 (X_{k,i} * H(k, T_i)) \quad \text{Eq.2.58}$$

avec $X_{k,i}$ le nombre de moles du composant k contenu dans la tranche de gaz brûlés i , $H(k, T_i)$ l'enthalpie molaire du composant k calculée à la température de la tranche de gaz brûlés (i) après la compression (cf. Eq.2.13). k varie de 1 à 8 et regroupe l'ensemble des composés de la combustion. Il s'agit de CO_2 , H_2O , O_2 , N_2 , CO , H_2 , OH et NO .

ntr_{GB} le nombre total des tranches de gaz brûlés au pas de temps considéré.

Concernant l'enthalpie des gaz frais, elle est calculée sur la base de la température moyenne de toutes les tranches de gaz frais après la compression T_{GF} . Elle est exprimée comme suit :

$$H_{GF} = N_{GF} * (X_{fuel} * H(fuel, T_{GF}) + X_{O_2} * H(O_2, T_{GF}) + X_{N_2} * H(N_2, T_{GF})) \quad \text{Eq.2.59}$$

avec N_{GF} qui représente le nombre de moles de toutes les tranches de gaz frais avant la diffusion (cf. Eq.2.56).

Finalement, l'enthalpie totale après la combustion de la tranche de gaz frais est égale à :

$$H_{fin} = H_{GF} + H_{GB} \quad \text{Eq.2.60}$$

La variation de l'enthalpie de réaction avant et après la combustion est égale à :

$$\delta H_{Réac} = H_{fin} - H_{ini} \quad \text{Eq.2.61}$$

Pour estimer l'erreur relative sur le bilan d'enthalpie, nous calculons la variation d'enthalpie du système. Pour ce faire, nous allons appliquer le premier principe de la thermodynamique en systèmes fermés. Ainsi, la variation d'enthalpie dans la chambre de combustion à volume constant est égale à :

$$\delta H_{sys} = -E_w + VdP \quad \text{Eq.2.62}$$

E_w et VdP sont définis comme suit :

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

$$E_w = \sum_{j=t_0}^{t_{fin}} (Q_{w,j} * S * dt_j) \quad \text{Eq.2.63}$$

$$VdP = V_{chambre} * (P_j - P_0) \quad \text{Eq.2.64}$$

avec $Q_{w,j}$ le flux de chaleur pariétal calculé selon l'équation (cf. Eq.2.21) au temps j , S la surface de la chambre en m^2 , dt_j le pas de temps pris à l'instant j , $V_{chambre}$ le volume de la chambre, P_j la pression au temps j et P_0 la pression initiale.

Finalement, l'erreur relative sur le bilan d'enthalpie est calculée selon l'équation suivante :

$$Erreur_{dH} = \frac{(\delta H_{Réac} - \delta H_{sys})}{\delta H_{Réac}} \quad \text{Eq.2.65}$$

2.2.10 Critère d'arrêt de la phase de combustion : Le coincement

Dans cette étude, nous considérons que le coincement instationnaire d'une flamme laminaire intervient sous l'effet des pertes thermiques pariétales uniquement, *i.e.* en négligeant l'effet de l'étirement. En effet, au moment du coincement, la paroi prend une quantité importante de chaleur aux gaz frais par conduction. Cette quantité de chaleur Q_w dépasse la puissance Q_u cédée par la flamme à la zone de préchauffage et qui aide à la propagation de la flamme au cours du temps.

En se basant sur le modèle de l'interaction flamme-paroi établi par Boust [20] et qui met en évidence la relation analytique entre les nombres adimensionnels caractéristiques du coincement : le nombre de Peclet Pe et le flux adimensionné φ (cf. chapitre 1), le moment du coincement peut être déduit numériquement en vérifiant l'inégalité suivante :

$$\frac{1}{\varphi} - (Pe + 1) < 0 \quad \text{Eq.2.66}$$

Nous devons alors calculer φ , Pe et $d\varphi$.

Pour calculer φ , nous calculons la puissance thermique Q_l produite par unité de surface de la flamme, car φ représente le rapport entre les pertes thermiques pariétales et la puissance de la flamme. Q_l est défini comme suit :

$$Q_l = \frac{S_u C_{pGF} (T_{flamme} - T_{GF})}{V_{GF}} \quad \text{Eq.2.67}$$

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

avec S_u la vitesse laminaire de la flamme définie selon l'équation (Eq.2.1), C_{pGF} la capacité calorifique moyenne des gaz frais (en $J.K^{-1}$), T_{flamme} la température de la tranche brûlée après sa compression et V_{GF} le volume final des gaz frais au pas de temps considéré.

Pour calculer T_{GF} , deux hypothèses ont été proposées. La première consiste à prendre la température moyenne de toutes les tranches de gaz frais après la compression et la deuxième consiste à attribuer aux gaz frais situés dans la couche de coincement la température de la tranche (N-2) après sa compression.

Concernant le nombre de Peclet relatif au coincement Pe , il est égal à la distance de coincement adimensionnée par l'épaisseur de flamme laminaire non étirée. Il est défini selon l'équation suivante :

$$Pe = \frac{dfp}{\delta_l} \quad \text{Eq.2.68}$$

avec dfp la distance qui sépare la flamme de la paroi, définie égale à :

$$dfp = R_{chambre} - R_{flamme} \quad \text{Eq.2.69}$$

$R_{chambre}$ le rayon de la chambre et R_{flamme} le rayon de la flamme qui sépare les gaz frais des gaz brûlés.

δ_l l'épaisseur de flamme laminaire non étirée, prise égale à :

$$\delta_l = \frac{\lambda_{GF} V_{GF}}{(S_u C_{pGF})} \quad \text{Eq.2.70}$$

avec λ_{GF} la conductivité thermique des gaz frais, C_{pGF} la capacité calorifique moyenne des gaz frais (en $J.K^{-1}$) et V_{GF} le volume final des gaz frais au pas de temps considéré.

Comme le flux adimensionné, il faut évaluer certains paramètres comme la conductivité thermique qui dépend de la température des gaz frais situés dans la couche de coincement. δ_l est alors calculée selon deux valeurs de conductivité thermique. En effet, λ_{GF} est initialement calculée à la moyenne des températures de la paroi et de la flamme. Ensuite, elle est calculée à la température moyenne de toutes les tranches de gaz frais.

Concernant la capacité calorifique, nous supposons que sa sensibilité vis-à-vis de la température n'exige pas une grande précision sur sa valeur.

A l'équation (Eq.2.66) s'ajoute une deuxième condition qui assure la convergence de la phase de combustion et permet d'estimer la distance de coincement. Il s'agit d'assurer une dfp

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

inférieure à 100 μm étant donné que la distance de coincement est d'environ 10–100 μm dans les conditions initiales étudiées [27].

Remarque : La combustion peut aussi converger selon un critère basé sur la distance dfp séparant la flamme de la paroi. En effet, si cette distance est inférieure ou égale à une certaine distance fixée au préalable et qui reste inférieure à 100 μm , la phase de combustion s'arrête et le refroidissement prendra place.

2.2.11 La phase du refroidissement

Pendant le refroidissement, la flamme s'éteint suite au phénomène de coincement en proche paroi. Il ne s'agit plus de l'interaction flamme-paroi mais plutôt de l'interaction gaz brûlés-paroi. Dans cette phase, le principe de la modélisation est basé sur les mêmes points évoqués pendant la phase de combustion à l'exception, évidemment, de la partie concernant la flamme et donc la tranche brûlée.

Pour la suite du calcul, nous adoptons un pas de temps égal au pas de temps de la fin de combustion divisé par un facteur de relaxation. La réduction du pas de temps permet d'affiner le calcul pendant le refroidissement et d'assurer donc une meilleure convergence. Le début du calcul fait appel à l'état final issu de la phase de combustion. Ainsi, les tranches de gaz brûlés ainsi que celles des gaz frais sont bien définies. En se basant sur leurs températures et sur le modèle des pertes thermiques choisi, les pertes thermiques pariétales sont déduites.

La diffusion de chaleur est prise en compte dans toute la chambre en résolvant l'équation de chaleur instationnaire 1D en coordonnées sphériques. Il s'agit d'appliquer le même principe de résolution évoqué précédemment et qui respecte la condition de Friedrich-Lewy (cf. 2.2.6). Quant à la pression, elle est calculée par la même méthode itérative détaillée pendant la phase de combustion en suivant une variation des volumes des tranches à pression constante puis une compression isentropique (cf.2.2.7).

Finalement, le calcul s'arrête quand le temps de simulation dépasse le temps final fixé en début du calcul.

2.2.12 Fin du calcul : affichage des résultats

Une fois que le critère d'arrêt de la phase de refroidissement est vérifié, le calcul prend fin et nous procédons à l'affichage des résultats finaux. A chaque pas de temps, nous affichons les caractéristiques thermodynamiques de toutes les tranches dans la chambre : pour chaque

Simulation numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre sphérique à volume constant

tranche de gaz frais et de gaz brûlés, nous affichons le rayon, l'épaisseur, le volume, la température ainsi que la capacité calorifique. Concernant les gaz frais et les gaz brûlés, nous affichons leurs températures moyennes ainsi que le volume cumulé des gaz brûlés et le volume restant des gaz frais.

Les principaux résultats du code de calcul, concernant la pression et le flux de chaleur pariétal, sont alors obtenus. Il s'agit plus particulièrement de tracer la pression, le flux de chaleur pariétal ainsi que la distance flamme-paroi en fonction du temps.

Dans le cadre d'une étude comparative menée dans les chapitres suivants, nous allons nous intéresser aussi à tracer l'évolution temporelle de la température dans différentes positions de la chambre.

2.3 Conclusion

En nous basant sur le code de calcul établi par Boust [20] et qui permet d'étudier les interactions flamme-paroi et gaz brûlés-paroi dans une chambre de combustion à volume constant, nous avons apporté des améliorations permettant de mieux estimer le flux thermique pariétal par rapport aux mesures expérimentales. Il s'agit principalement de prendre en compte la diffusion thermique instationnaire dans les tranches de gaz frais et d'appliquer un modèle des pertes convectives basé sur la théorie cinétique des gaz et ne faisant intervenir aucun paramètre empirique. Cependant, la diffusion massique a été négligée malgré le rôle important qu'elle joue surtout entre les tranches qui ont brûlé et celles des gaz frais après le coincement.

Chapitre 3

Résultats de simulation numérique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire

3.1 Introduction

Pour estimer les pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion à volume constant, une étude numérique a été menée pour simuler les aspects thermiques de l'interaction flamme-paroi. Le choix a été porté sur la simulation d'une flamme laminaire en propagation sphérique en raison de sa configuration simple à mettre en œuvre et de son caractère a priori monodimensionnel. Les résultats numériques doivent être comparés aux résultats expérimentaux afin de valider le programme de calcul.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons, d'abord, au dispositif expérimental qui permet de mesurer le flux thermique pariétal, la pression et la distance de coincement dans une chambre de combustion à volume constant. Les mesures expérimentales obtenues permettent ainsi de décrire, en fonction de leur évolution temporelle, les phénomènes rencontrés lors de la combustion de prémélange dans une enceinte sphérique.

Nous nous intéressons, ensuite, aux résultats numériques du code de calcul simulant les interactions flamme-paroi et gaz brûlés-paroi dans des conditions opératoires fixées. Ces résultats sont ensuite comparés aux mesures expérimentales et aux résultats des autres modèles des pertes thermiques pariétales présents dans la littérature.

3.2 Données expérimentales de référence

Les mesures de flux de chaleur pariétal effectuées dans des chambres de combustion à volume constant présentent un intérêt majeur pour l'estimation des pertes thermiques instationnaires observées dans les cylindres de moteurs à combustion interne. Ces mesures sont, aussi, liées à la distance de coincement qui joue un rôle majeur dans la thermique de l'interaction flamme-paroi dans le cadre des flammes laminaires.

Ces mesures expérimentales, menées par Boust [23], ont été effectuées dans des chambres de combustion présentant des caractéristiques bien précises et s'appuient sur un certain nombre de diagnostics physiques tels que la chimiluminescence, appropriés à la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et à la mesure des paramètres les plus pertinents tels que la distance de coincement.

3.2.1 Chambres de combustion

Contrairement à l'étude en régime turbulent, qui est plus proche des systèmes de combustion complexes comme les moteurs, l'étude en régime laminaire est primordiale pour la

Résultats de simulation numérique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire

compréhension des phénomènes se déroulant lors de l'interaction flamme-paroi dans une situation simplifiée. A cet effet, Boust [20] a considéré trois types de chambres de combustion à volume constant. Deux chambres sphériques sont utilisées afin de mesurer la pression et le flux thermique pariétal et donc évaluer la pertinence d'une simulation numérique 1D de la combustion à volume constant. La troisième chambre est parallélépipédique destinée à la mesure de la distance de coincement.

Concernant les chambres sphériques, la première est faite en acier inox ayant une cavité sphérique de 288 cm^3 et un diamètre égal à 82 mm (cf. figure 3.1). Elle est munie d'un fluxmètre, d'un capteur de pression et des électrodes qui sont positionnés dans le plan horizontal médian de la chambre.

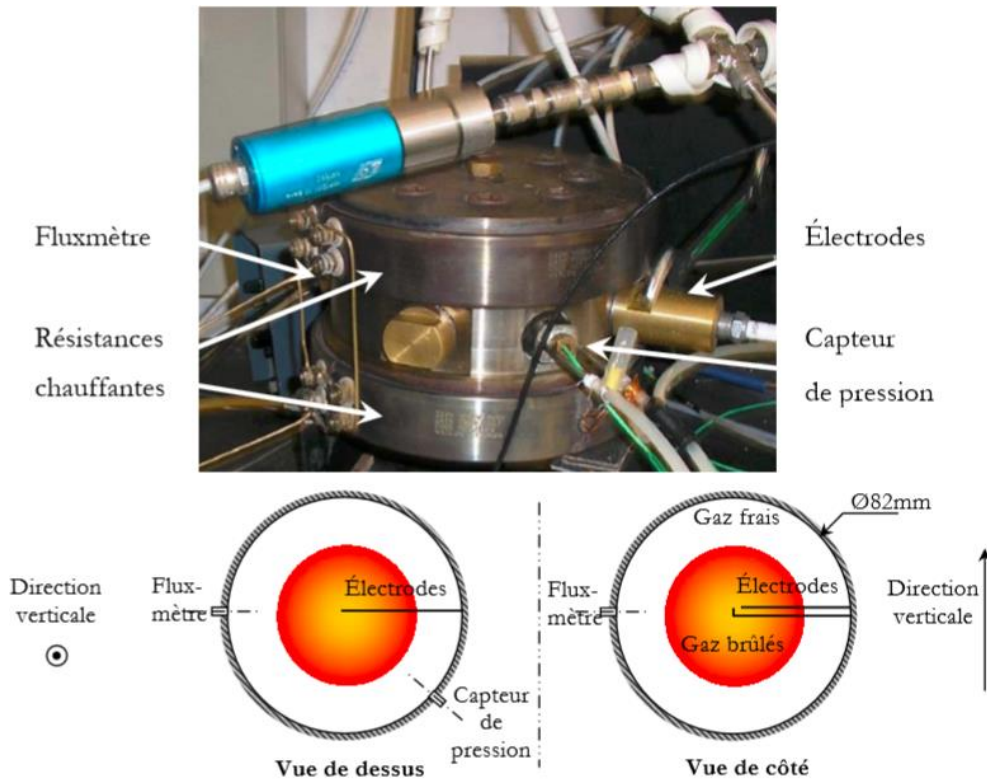


Figure 3.1 : Chambre de combustion sphérique en acier inox, $\phi=82\text{mm}$, d'après Boust [20]

La deuxième chambre est une cavité sphérique en aluminium de 2145 cm^3 et d'un diamètre égal à 160 mm (cf. figure 3.2). Elle est munie de trois fluxmètres positionnés dans le plan horizontal médian, au fond et au sommet de la chambre, d'un capteur de pression et des électrodes.

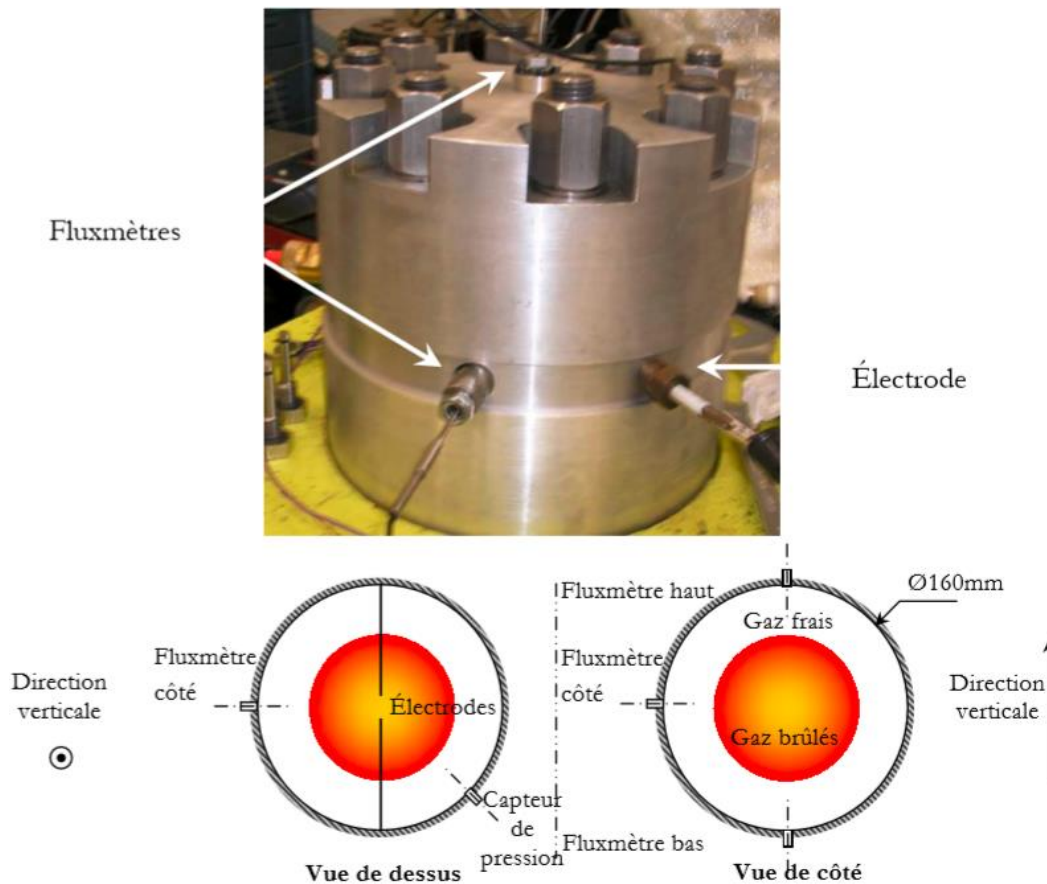


Figure 3.2 : Chambre de combustion sphérique en aluminium AU4G, $\phi=160$ mm, d'après Boust [20]

La troisième chambre, parallélépipédique, est destinée à la mesure de la distance de coïncement par visualisation directe à travers des parois en quartz. Cependant, les données expérimentales ne sont disponibles que pour des pressions inférieures à celles présentant les conditions moteur (jusqu'à 0,35 MPa) ce qui a nécessité le recours à la modélisation ou à la simulation numérique pour accéder à la distance de coïncement à des pressions supérieures.

Pour chaque chambre de combustion, la mesure de la pression a été effectuée par un capteur piézo-électrique (Kistler 601A) qui est monté affleurant à la paroi. Ce choix a été basé sur la bonne capacité du capteur à détecter les variations rapides induites par la combustion à volume constant. Les pas de discrétisation temporelle de l'acquisition sont suffisamment petits pour résoudre le phénomène observé étant donné que le temps de combustion dure plusieurs millisecondes et que la chaîne d'enregistrement de pression a une résolution temporelle de 7 μ s qui est inférieure au temps de résolution temporelle de la carte d'acquisition qui est de 10 μ s.

Concernant la mesure locale de flux thermique, un capteur à thermocouple de surface (CFTM, société CRMT) monté affleurant en paroi de la chambre est utilisé. Ce capteur est muni

de deux thermocouples Fe/constantan de type J, l'un en surface, l'autre en profondeur (cf. figure 3.3).

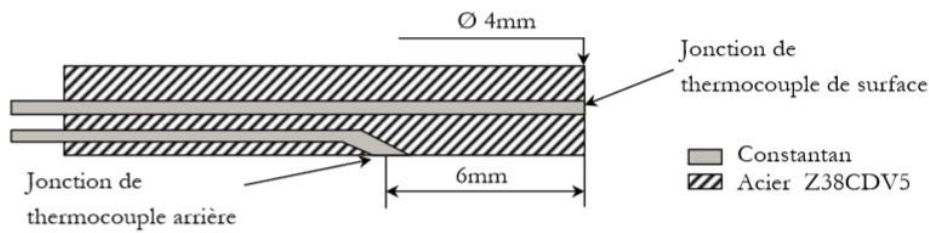


Figure 3.3 : Capteur de flux thermique CFTM, d'après Sotton [64]

Dans notre cas où le flux est de courte durée, la température enregistrée par le thermocouple de la face arrière ne varie pas. Ce dernier est considéré, alors, comme un mur semi infini et le flux peut être calculé à partir de la température de surface T_w par résolution 1D du Problème Inverse de Conduction Thermique (PICT). Concernant le deuxième thermocouple, sa variation de température est nulle en moyenne. En présence de bruit dans les thermocouples, le signal de température de surface peut être filtré et la densité surfacique de flux thermique Q_w est calculée par résolution du PICT à partir de la température de surface T_w . L'intégrale qui en résulte est mise en œuvre à l'aide d'un schéma numérique donné par Reichelt et *al.* [72] :

$$Q_w(t) = \sqrt{\frac{\lambda \rho c_p}{\pi}} \int_0^t \frac{dT_w(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad \text{Eq.3.1}$$

avec λ la conductivité thermique du capteur, ρ sa masse volumique et c_p sa chaleur massique.

Dans la chambre parallélépipédique, la distance de coincement peut être déterminée en utilisant des diagnostics optiques tels que la chimiluminescence et la strioscopie qui permettent de relever la position du front de flamme. La méthode de mesure de la distance de coincement frontale ou latérale par chimiluminescence a été développée par Bellenoue et *al.* [28]. Néanmoins, pour avoir de bons résultats, cette méthode nécessite une haute résolution spatiale étant donné que les distances à résoudre sont inférieures à 1mm.

Concernant la strioscopie rapide, elle constitue un diagnostic optique qualitatif des phénomènes de combustion. En effet, elle permet la visualisation des gradients d'indice optique de réfraction intégrés sur le chemin optique d'un faisceau lumineux traversant le milieu à étudier. Ces gradients dépendent des champs de température et de pression et de la composition du gaz à l'intérieur du milieu étudié. La figure 4.4 montre le front de flamme lors de la

combustion laminaire de prémélange méthane-air à cause du fort gradient de température à l'interface gaz frais – gaz brûlés.

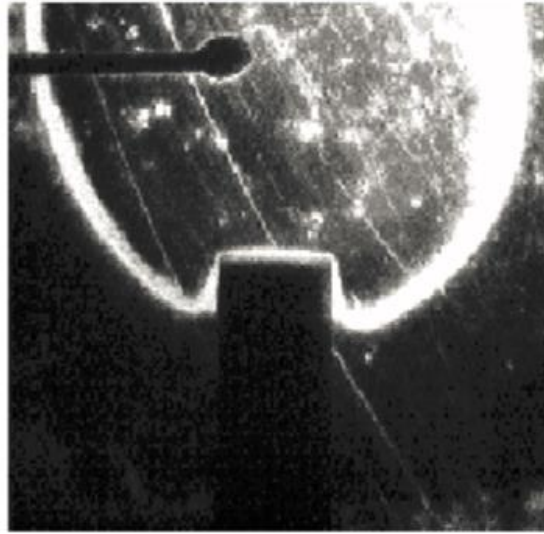


Figure 3.4 : Combustion de méthane-air observée par striescopie rapide, $\Phi=0,7$, d'après Boust [20]

3.2.2 Mise en œuvre du dispositif expérimental

Les mélanges étudiés expérimentalement sont des mélanges méthane-air à richesse 0,7 et 1. Pour le mélange à richesse stœchiométrique, la vitesse fondamentale de flamme est environ le double de celle du mélange à $\Phi = 0,7$. Les prémélanges considérés sont maintenus à une température initiale de 293 K, égale à celle de la paroi, et une pression initiale inférieure à 1 MPa. Les mesures de la pression et du flux thermique durant la combustion et le refroidissement sont effectuées dans la chambre sphérique en inox de diamètre 82 mm (cf. figure 3.1) et la chambre sphérique en Aluminium de diamètre 160 mm (cf. figure 3.2), avec allumage central par étincelle. Les mesures expérimentales obtenues permettent ainsi de mieux évaluer (qualitativement et quantitativement), en fonction de leur évolution temporelle, les transferts thermiques dans une enceinte sphérique de combustion à volume constant.

3.2.2.1 Description de la combustion dans une enceinte sphérique

Afin de fournir une bonne référence expérimentale représentant une base de comparaison aux simulations numériques, Boust [20] a choisi la chambre en inox afin de réaliser 4 tirs dans les mêmes conditions. Pour une pression initiale de 0,4 MPa, l'évolution temporelle de la pression P et du flux thermique Q_w est présentée dans la figure 3.5. En comparant les 4 tirs réalisés pour les deux richesses (0,7 et 1), nous remarquons que la pression ainsi que le flux thermique pariétal présentent deux phases majeures. La première phase, notée

Résultats de simulation numérique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire

(1) (cf. figure 3.5), représente la phase de compression où la pression ainsi que le flux thermique augmentent au fur et à mesure que le front de flamme se propage du centre de la chambre vers la paroi. Ensuite, le flux thermique enregistre un pic au moment du coincement qui intervient autour de $t = 45\text{ms}$ pour $\Phi = 1$ et $t = 120\text{ms}$ pour $\Phi = 0,7$. A cet instant, la flamme s'éteint à une distance finie de la paroi, appelée distance de coincement, qui représente une couche de gaz frais non brûlée. Pour les 4 tirs, l'interaction flamme-paroi s'échelonne graduellement dans l'ensemble de la chambre faisant apparaître un point d'inflexion sur la courbe de pression. En effet, ce phénomène présente la phase (2) qui s'étale entre le point d'inflexion de la courbe de pression et l'instant de pression maximale. Cette phase caractérise l'intervalle de temps où le flux thermique pariétal atteint sa valeur maximale, qui dans certains tirs ne correspond pas au maximum de la pression mettant ainsi en question le caractère strictement sphérique de la combustion dans la chambre. La phase finale, notée (3), apparaît après le pic de pression où le flux de chaleur pariétal ainsi que la pression décroissent.

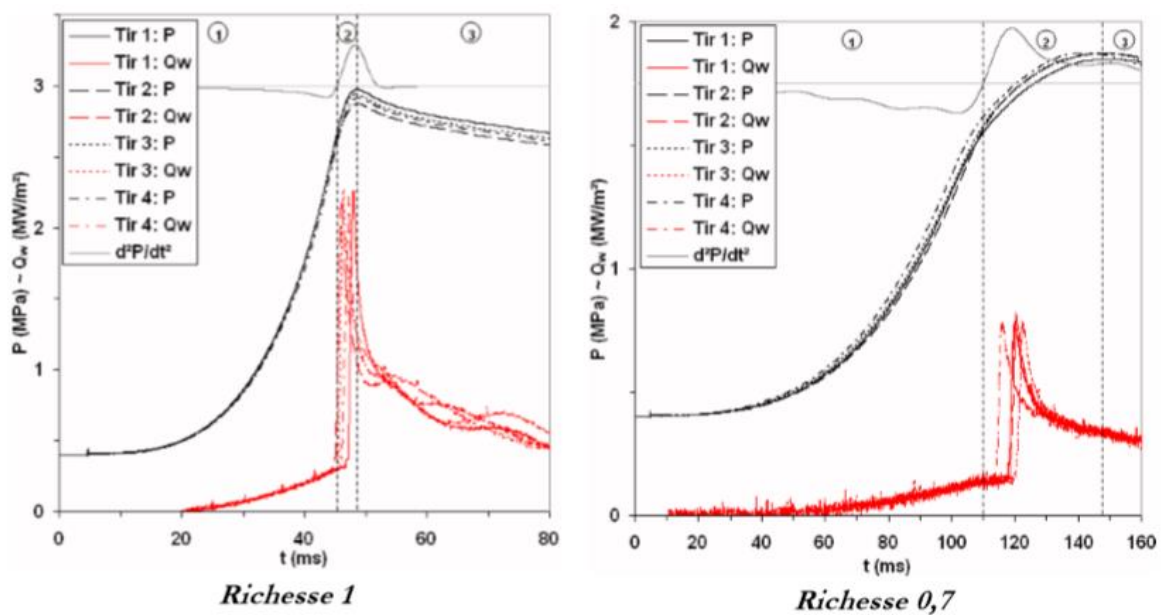


Figure 3.5 : Pression et flux thermique pariétal pour 4 tirs de mêmes conditions initiales- CH_4 -air, $P_0=0,4\text{MPa}$, $\phi = 82\text{ mm}$, d'après Boust [20]

Pour les 4 tirs, l'allure des courbes de pression met en évidence le caractère reproductible de la combustion étant donné que la pression enregistre son maximum approximativement au même instant avec une variation d'amplitude de 3%. Concernant le flux thermique, bien que son maximum enregistre, approximativement, les mêmes valeurs pour les 4 tirs, il intervient parfois avant le maximum de pression. Cet écart peut être expliqué par la présence de certains phénomènes parasites qui nuisent au caractère sphérique de la combustion.

3.2.2.2 Exemple de conditions étudiées

Afin d'étudier le comportement de la pression et de flux thermique, des mesures de pression et de flux ont été effectuées, tout d'abord, dans la chambre en acier inox pour les deux richesses considérées. Les pressions initiales varient de 0,1 MPa à 0,6 MPa (cf. figure 3.6 (a) et (b)).

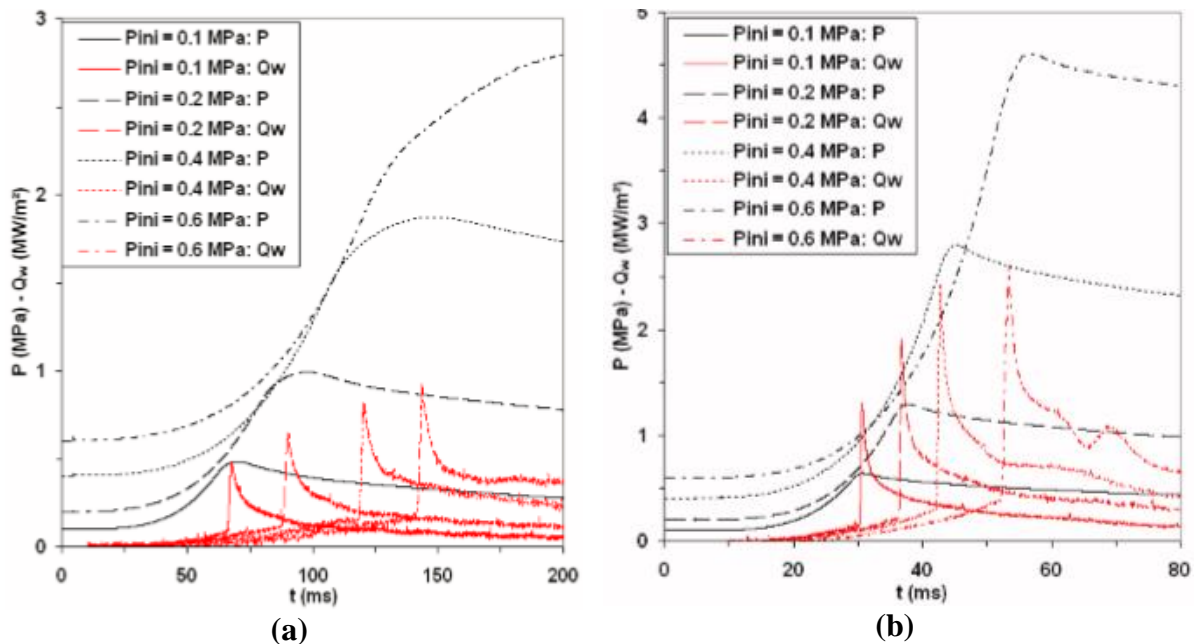


Figure 3.6 : Pression et flux thermique pariétal- CH_4 -air, $\phi = 82$ mm, (a) $\Phi=0,7$, (b) $\Phi=1$, d'après Boust [20]

Les mesures effectuées dans ces conditions permettent de mettre en évidence les effets de la pression et de la richesse sur l'évolution de la pression et des pertes thermiques pariétales pendant la combustion et le refroidissement. En effet, pour les deux richesses, les pics de la pression et de flux thermique pariétal ainsi que le temps de combustion augmentent en fonction de la pression initiale. À pression égale, le flux thermique maximal mesuré pour le mélange stoechiométrique est environ 3 fois celui mesuré pour le mélange pauvre.

En conclusion, ces mesures expérimentales s'appuient sur un ensemble de moyens de diagnostics constituant des moyens pour l'exploration expérimentale des phénomènes en question. Ces mesures expérimentales constituent une bonne référence pour comparer les simulations numériques et donc une bonne base permettant de mener une étude de validation du code de calcul dans différentes conditions opératoires. Ainsi, les mesures expérimentales dans une chambre sphérique en inox de température initiale égale à 300 K pour un mélange stoechiométrique de méthane-air maintenu à une pression initiale de 0,4 MPa ont été retenues afin de valider le code de calcul. Une étude paramétrique a été, ensuite, menée afin de comparer

les résultats de simulation aux résultats expérimentaux dans différentes conditions opératoires (cf. chapitre 4).

3.3 Résultats numériques et validation du programme de calcul

Dans cette partie, nous allons valider numériquement notre programme de calcul qui utilise le modèle des pertes thermiques pariétales en régime raréfié en comparant les résultats simulés aux résultats expérimentaux et aux résultats obtenus par les autres modèles des pertes thermiques pariétales présents dans la littérature. Les simulations sont établies pour un mélange stœchiométrique de méthane-air maintenu à une pression initiale de 0,4 MPa et une température initiale de 300 K dans la chambre sphérique en inox ($\varnothing = 82$ mm). La température de la paroi reste constante et égale à 300 K. Il s'agit du phénomène thermostat où la variation de l'énergie cinétique dans la paroi est faible par rapport à l'énergie totale de la paroi ce qui n'influence pas sa température.

La validation numérique a pris en compte les différentes modifications qu'on a apportées au code de base établi par Boust [20] à savoir la résolution de l'équation de chaleur instationnaire en coordonnées sphériques, la diffusion thermique dans plusieurs tranches de gaz frais et la modélisation des transferts thermiques convectifs pariétaux en régime raréfié. Pour y procéder, nous allons présenter, par étape, les résultats simulés en apportant à chaque fois une modification au code de base. En effet, nous allons présenter, premièrement, les résultats numériques du code de calcul après avoir introduit la résolution instationnaire de l'équation de chaleur dans les coordonnées sphériques (sans la prise en compte de la diffusion thermique dans les gaz frais ni la modélisation des transferts thermiques convectifs en régime raréfié). Cette partie sera suivie par une présentation des résultats de l'influence de la diffusion thermique dans plusieurs tranches de gaz frais (prise en compte de la résolution de l'équation de chaleur instationnaire en présence du modèle convectif établi par Rivère [60]). Finalement, une validation complète du code de calcul après avoir pris en compte toutes les modifications apportées et plus particulièrement le modèle convectif des pertes thermiques pariétales en régime raréfié est présentée.

3.3.1 Influence du modèle de diffusion thermique dans les gaz

Boust [20] a développé un modèle simplifié de diffusion thermique entre les gaz brûlés, les gaz frais et la paroi. Dans ce modèle « stationnaire », la dérivée temporelle de la

température est annulée. Cela revient à négliger les effets d'inertie thermique devant les effets de diffusion. En effet, à chaque pas de temps dt , la diffusion de la chaleur se fait par deux tranches successives en commençant par la première tranche de gaz brûlés jusqu'à la dernière tranche de gaz frais. Pour les deux tranches considérées, la conductance équivalente G_{eq} est déterminée après avoir calculé la conductance de chaque tranche. Cette dernière sert à déduire la quantité de chaleur échangée définie comme suit :

$$Q_{ech} = G_{eq}(T_1 - T_2) * dt \quad \text{Eq.3.2}$$

avec T_1 et T_2 , respectivement, les températures de la première et la deuxième tranche. Ces températures sont, ensuite, modifiées en prenant en compte Q_{ech} .

Pour les échanges pariétaux, ils s'effectuent entre la tranche de gaz frais et la paroi. La quantité de chaleur cédée à la paroi Q_{gf} se calcule suivant :

$$Q_{gf} = Q_{conv} * dt \quad \text{Eq.3.3}$$

avec Q_{conv} le flux de chaleur pariétal calculée en fonction du modèle des pertes thermiques choisi.

La nouvelle température de la tranche de gaz frais est alors déduite en lui retranchant la quantité de chaleur perdue à la paroi.

Ce modèle simplifié a été évalué tout comme le modèle instationnaire décrit précédemment (cf. 2.2.6). Il s'agit ainsi de connaître l'importance du phénomène de diffusion thermique sur la simulation. Dans cette approche, il faut noter que Boust [20] n'a pas pris en compte la diffusion de la chaleur dans les gaz frais qui sont modélisés par une seule tranche séparant les gaz brûlés de la paroi. Les résultats de Boust [20] ont montré que le modèle « stationnaire » reproduit bien les phénomènes observés mieux que le modèle instationnaire. En effet, au début de la combustion, les pertes thermiques calculées par les deux modèles de diffusion sont conformes aux pertes mesurées expérimentalement. Cependant, au moment du coincement et pendant le refroidissement, seul le modèle « stationnaire » reste conforme aux mesures.

La figure 3.7 présente l'évolution du flux de chaleur pariétal en fonction du modèle de diffusion thermique employé pour les différents modèles des pertes thermiques pariétales existants dans la littérature. Il faut noter que le modèle balistique des pertes thermiques pariétales n'est pas simulé dans ce cas étant donné que le régime raréfié n'est pas valable pour une seule tranche de gaz frais d'épaisseur largement supérieure au libre parcours moyen.

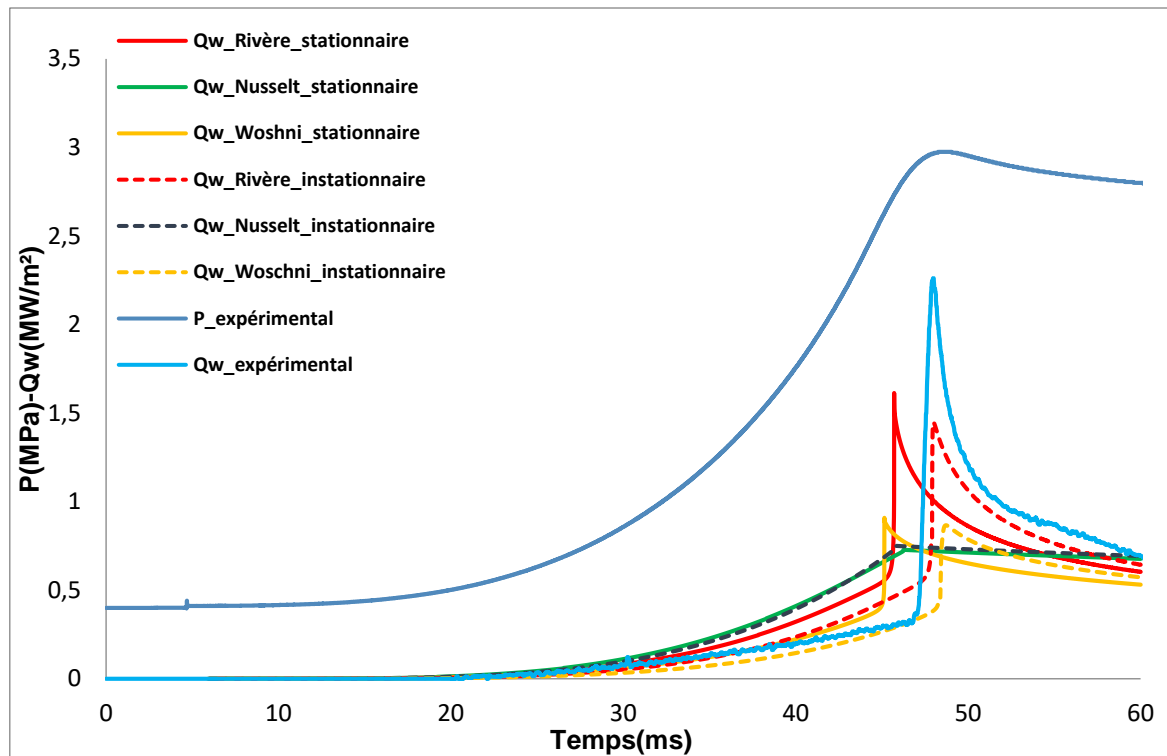


Figure 3.7 : Comparaison entre les différents modèles de diffusion thermique- CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\text{Ø} = 82$ mm

Les résultats montrent que bien que le modèle « stationnaire » reste un modèle simplifié, il simule bien les pertes thermiques, surtout lors du coincement, étant donné qu'il prend en compte la présence d'un gradient de température linéaire qui traduit la conservation du flux thermique dans la zone de gaz frais. Pour ces deux modèles « stationnaire » et instationnaire utilisés avec les modèles des pertes thermiques présents dans la littérature, l'obtention de bons résultats est basée sur une bonne discrétisation spatio-temporelle du schéma numérique de diffusion et sur les valeurs des paramètres empiriques sur lesquels les modèles des pertes thermiques sont calés.

La comparaison des résultats des deux modèles de diffusion thermique met en faveur le modèle instationnaire qui représente bien les mesures expérimentales et qui reste un modèle complet et plus proche de la réalité que le modèle « stationnaire ». Cependant, pour mettre en évidence l'importance du gradient thermique dans la zone des gaz frais, il serait toutefois intéressant d'envisager un modèle instationnaire qui simule également la zone de préchauffage, elle-même influencée par les pertes de chaleur aux parois.

3.3.2 Influence de la diffusion de chaleur dans les gaz frais

Dans cette étude, nous allons comparer les résultats de flux thermique pariétal en présence et en absence de la diffusion de chaleur dans les différentes tranches de gaz frais. A ce propos, pour le modèle sans diffusion de chaleur dans les gaz frais, nous allons nous intéresser au modèle de Rivère [60] des pertes thermiques conductives car le modèle balistique ne peut pas être appliqué dans une seule tranche de gaz frais d'épaisseur supérieure au libre parcours moyen.

La figure 3.8 présente l'évolution du flux de chaleur pariétal modélisé par la formulation établie par Rivère [60] au cours du temps. Le modèle de diffusion thermique utilisé est le modèle instationnaire avec une seule tranche et plusieurs ($N_1=7$) tranches de gaz frais.

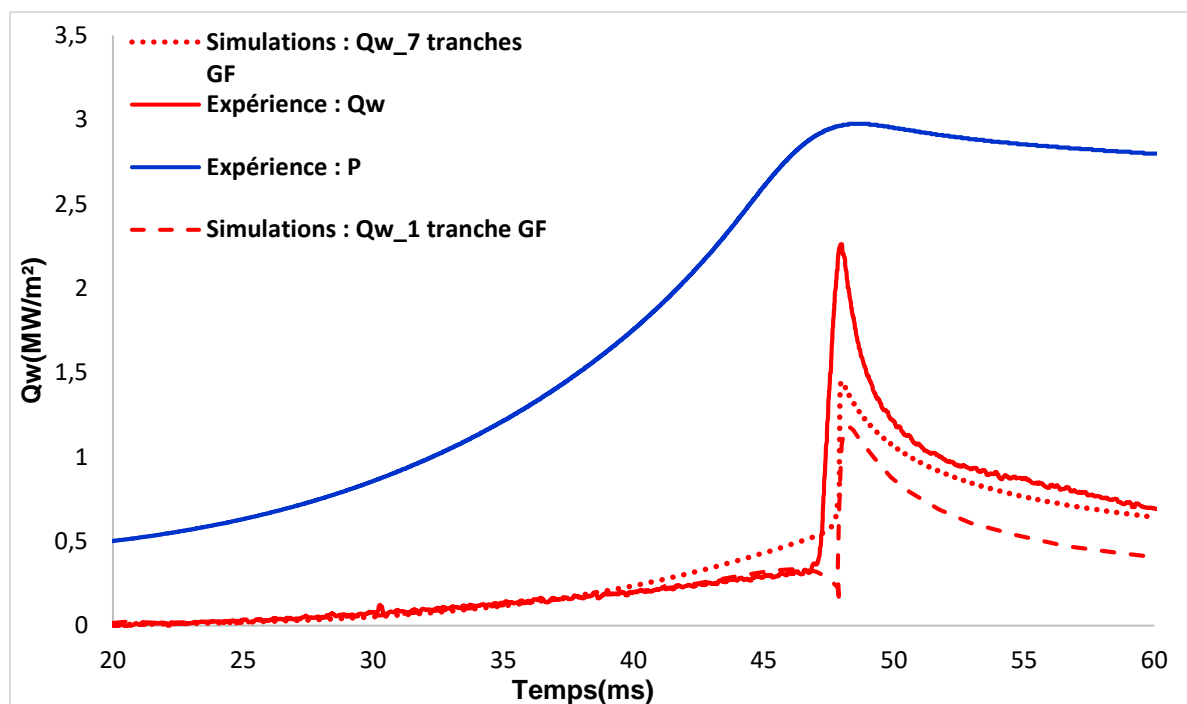


Figure 3.8 : Influence de la diffusion de chaleur dans les gaz frais- CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\varnothing = 82$ mm

Les simulations numériques montrent que les deux modèles reproduisent, d'une manière satisfaisante, l'accroissement du flux thermique au moment du coincement. Cependant, les pics de flux simulés sont inférieurs au pic expérimental. D'une manière générale, les deux modèles reproduisent l'augmentation des pertes thermiques par compression au début de la combustion. Cependant, à la fin de la combustion, les pertes thermiques chutent brutalement pour le modèle présentant une seule tranche de gaz frais. Ceci peut être expliqué par le refroidissement brutal de la fine tranche de gaz frais en contact avec la paroi qui est

probablement dû à une diffusion de chaleur lente entre les gaz brûlés et les gaz frais quand les pertes thermiques s'accroissent brutalement. En effet, le modèle à plusieurs tranches de gaz frais prend en compte la présence de la zone de préchauffage et donc de la présence d'un gradient de température linéaire en amont de la flamme. Par contre, le profil de température simulé par le modèle présentant une seule tranche de gaz frais présente une discontinuité spatiale entre les gaz brûlés et les gaz frais (cf. figure 3.9).

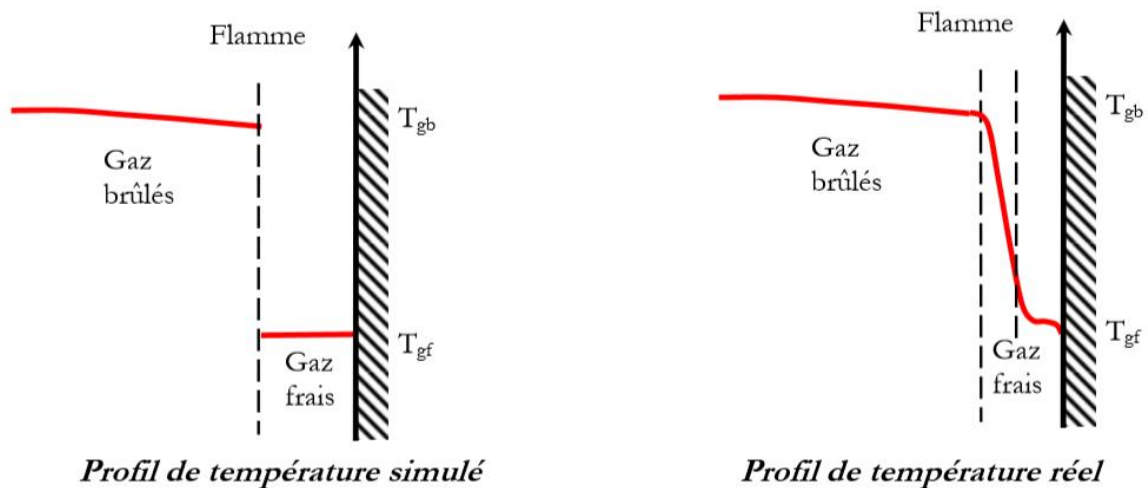


Figure 3.9 : Profils de températures au voisinage de la flamme d'après Boust [20]

En conclusion, la présence du gradient thermique linéaire en amont de la flamme est d'une importance cruciale car il présente la physique de l'interaction flamme-paroi surtout au moment du coincement qui se traduit par une conservation de flux thermique à travers les tranches de gaz frais.

3.3.3. Flux thermique pariétal et pression : comparaison entre les simulations et les expériences

Après avoir apporté toutes les modifications citées précédemment, nous avons implémenté le modèle balistique des pertes thermiques pariétales dans le code de calcul. Les résultats de simulation sont présentés dans la figure 3.10 qui présente l'évolution temporelle du flux thermique pariétal et de la pression. Le flux simulé indique deux phases majeures de transfert thermique : pour $t < t_{pic} \approx 47,55$ ms, le flux simulé est faible et ne dépasse pas $0,4$ MW/m². Cette phase traduit principalement la compression des gaz frais suite à la propagation du front de flamme. Les gaz frais cèdent de la chaleur à la paroi principalement par conduction. Cet apport est négligeable devant le flux thermique simulé au moment du coincement de la flamme dont la valeur atteint $2,2$ MW/m². La combustion s'arrête selon le critère de coincement

Résultats de simulation numérique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire

basé sur le nombre de Peclet (cf. chapitre 2) avec une distance de coincement qui reste inférieure à 100 μm : la valeur limite dans les mêmes conditions expérimentales. Après l'extinction de la flamme, le flux de chaleur décroît brutalement : c'est le refroidissement où les pertes thermiques pariétales évacuent la chaleur des gaz brûlés à travers la couche de gaz frais qui les séparent de la paroi.

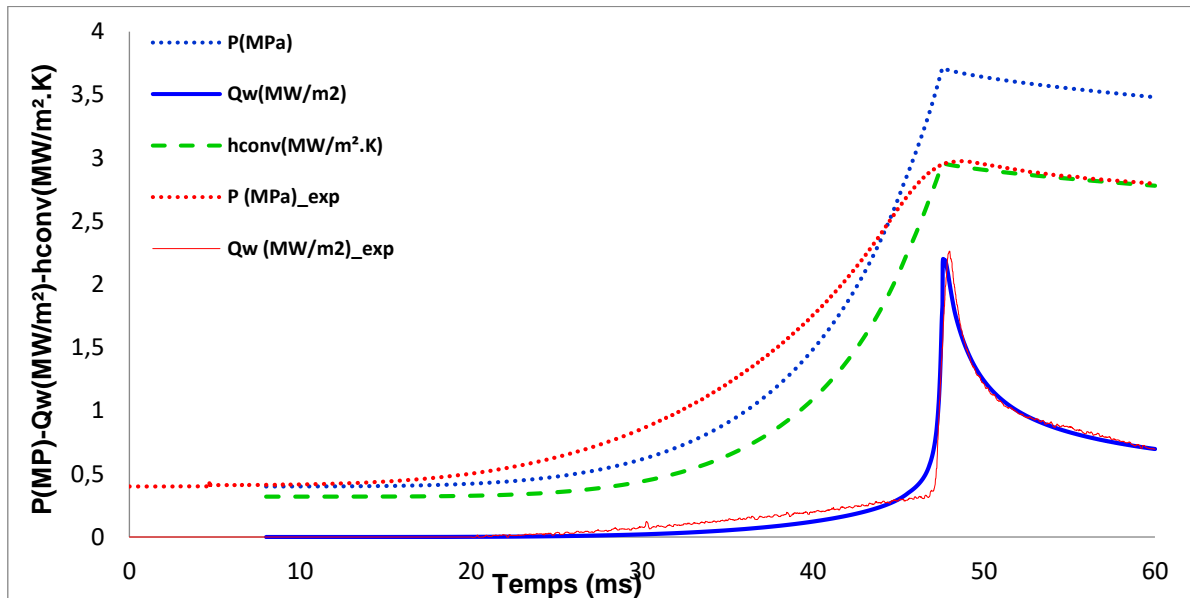


Figure 3.10 : Pression et flux thermique pariétal- $\text{CH}_4\text{-air}$, $\Phi=1$, $P_0=0,4 \text{ MPa}$, $\varnothing = 82\text{mm}$

L'allure générale de la courbe de flux de chaleur pariétal et de la pression met en évidence une bonne simulation numérique qui reproduit bien les mesures expérimentales en termes d'allure. Durant la phase de combustion, l'apparition d'un pic brutal au moment du coincement est expliquée par le fait que toute la chaleur de combustion destinée à la zone de préchauffage passe brutalement à la paroi par conduction à travers les gaz frais. Ceci est dû au transfert thermique très important ayant lieu à la paroi et qui a été déjà finement décrit (cf. chapitre 2). Cet accroissement brutal des pertes thermiques diminue la température des gaz frais plus rapidement que la diffusion de la chaleur des gaz brûlés vers les gaz frais.

En comparant les courbes simulées aux courbes expérimentales, l'évolution temporelle du flux thermique simulé suit la courbe expérimentale en termes d'allure et d'amplitude. Ce comportement se produit pour les deux phases de combustion et de refroidissement. Cependant, la courbe de la pression simulée ne correspond pas parfaitement à la courbe expérimentale. En effet, au début du processus de combustion, la variation de la pression en fonction du temps est négligeable, alors qu'en s'approchant de la paroi, une différence est observée. Ceci s'explique par le fait que l'évolution de ces deux grandeurs n'est

pas identique étant donné que la pression est une grandeur globale qui représente un indicateur de l'état thermodynamique de l'ensemble des gaz contenus dans la chambre alors que le flux thermique est un paramètre local simulé au même endroit lors de l'interaction flamme-paroi dans toute la chambre. En analysant les courbes de la pression, nous constatons que la courbe expérimentale présente un point d'inflexion vers 25 bar : cela montre (d'après le 1er principe) que les gaz présents dans la chambre ont commencé à échanger de la chaleur avec la paroi. Cependant, cette caractéristique n'est pas présente dans la courbe de la pression simulée, ce qui est normal car les simulations considèrent l'hypothèse de coincement simultané dans toute la chambre. La différence entre la pression simulée et la pression expérimentale apparaît au moment de ce point d'inflexion : cette différence est nulle vers $t = 44$ ms puis commence à augmenter car le code ne simule pas les pertes thermiques des portions de flamme sphérique qui commencent à interagir avec la paroi (certainement vers le haut de la chambre).

Concernant la différence observée entre le pic de pression simulé qui est de 3,7 MPa et le pic de pression expérimental qui est de 2,9 MPa (l'écart relatif est estimé à 27%), elle peut être expliquée par les effets de l'expansion thermique dans les gaz frais après la diffusion qui s'accroissent en s'approchant de la paroi. En effet, les températures des tranches des gaz frais ont augmenté suite à la diffusion de la chaleur des gaz brûlés vers la paroi, alors que le fort gradient de température doit, normalement, être présent dans la zone de flamme (cf. figure 1.3) et que la température des gaz frais augmente sous l'effet de la compression. Cette augmentation de température est suivie par une augmentation de la pression afin de conserver le volume total de la chambre. La différence de pression perçue entre le cas expérimental et le cas simulé est due, ainsi, au fort gradient thermique dans les gaz frais présent lors des simulations et absent dans le cas expérimental. En effet, dans les deux cas d'étude, la tranche qui brûle va subir une forte dilatation isobare étant donné que sa température enregistre un saut avant et après sa combustion. Néanmoins, dans le cas expérimental, les températures des tranches de gaz frais ne varient pas énormément étant donné que la diffusion est fortement prépondérante dans la zone de flamme. En revanche, ceci n'est pas le cas pour les simulations où les tranches de gaz frais sont bien dilatées suite à une forte diffusion thermique des gaz brûlés vers la paroi à travers les gaz frais. Ceci nécessite, donc, une pression plus élevée afin de comprimer le volume de la chambre dilaté à son état initial. Cette interprétation s'accorde avec les résultats de Luijten et al [74], pour la combustion de l'isooctane dans une chambre sphérique à volume constant, qui ont mis en évidence l'effet du transfert thermique sur l'évolution de la pression et sur la valeur de la pression maximale.

Dans les deux approches numériques et expérimentales, les pics de flux et de pression se produisent simultanément. Ceci permet de valider l'aspect sphérique de la propagation de la flamme dont la modélisation ne requiert pas la prise en compte de certains phénomènes parasites tels que la poussée d'Archimède ou les instabilités de Darrieus-Landau qui peuvent altérer la combustion sphérique.

La comparaison entre les courbes expérimentales et simulées de flux thermique et de pression met en évidence l'efficacité du modèle de diffusion thermique adopté dans la simulation des pertes thermiques pariétales dans les deux phases de combustion.

3.3.4 Comparaison entre la contribution conductive et radiative

Dans ce travail, les pertes thermiques radiatives et conductives ont été prises en compte dès le début de la combustion : le rayonnement permet d'extraire de la chaleur des gaz brûlés du centre de la chambre tandis que la conduction permet de refroidir les gaz frais en proche paroi (cf. figure 3.11).

Durant les deux phases de combustion et de refroidissement, nous remarquons que les flux thermiques conductifs et radiatifs augmentent simultanément pendant la phase de combustion et diminuent pendant le refroidissement.

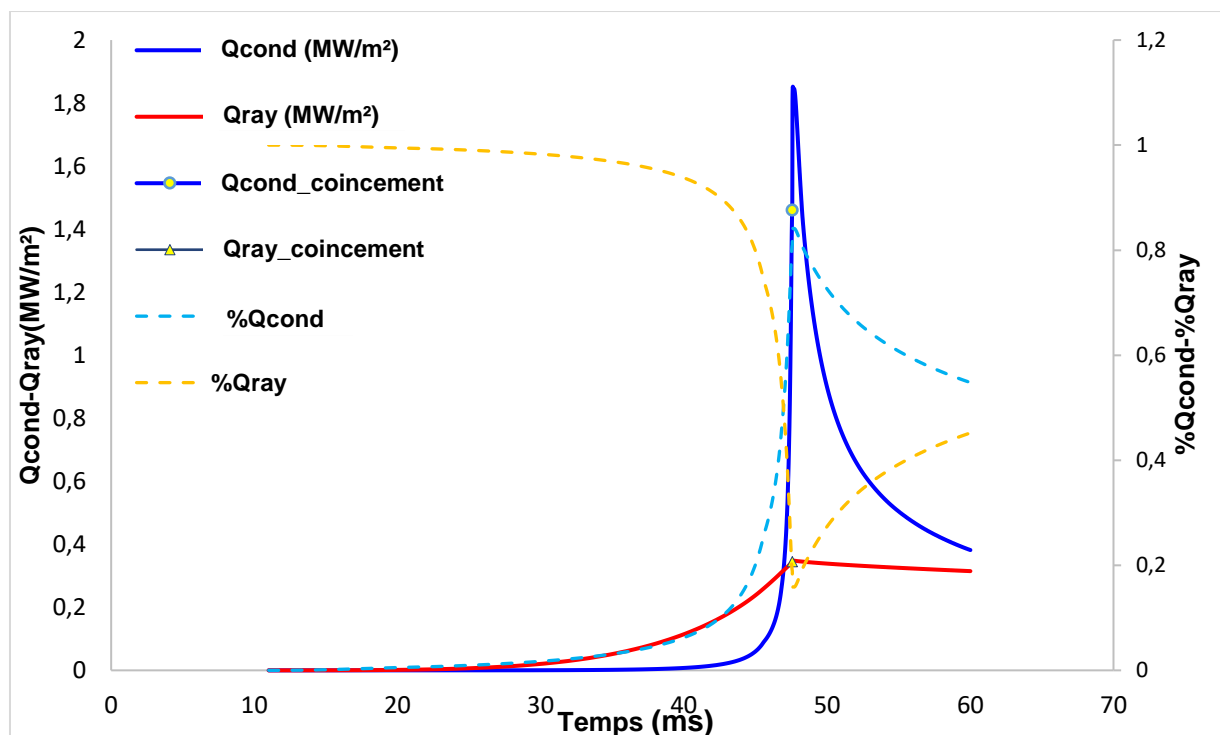


Figure 3.11 : comparaison entre la contribution radiative et conductive dans les pertes thermiques pariétales- CH4-air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\phi = 82$ mm

La courbe de flux thermique conductif présente la même allure que l'évolution temporelle du flux thermique pariétal total (cf. figure 3.10). En effet, au début de la phase de combustion, bien que les valeurs des flux thermiques radiatifs et conductifs soient très faibles, la contribution radiative des gaz brûlés prédomine sur la conduction à travers les gaz frais. Les faibles valeurs de flux thermique pariétal total enregistrées sont dues, d'une part, à la faible émissivité des gaz brûlés maintenus à hautes températures et à basse pression [20, 70] et d'autre part, à la faible diffusion de la chaleur vers la paroi au début de la combustion.

Pendant la combustion, les flux radiatifs et conductifs augmentent simultanément jusqu'au moment du coincement. Ensuite, la courbe de flux thermique conductif enregistre un pic brutal qui atteint $1,83 \text{ MW/m}^2$ ce qui représente environ 80% du flux thermique total suite à l'extinction de la flamme. Cependant, la contribution radiative diminue jusqu'à atteindre 20% du flux thermique total au moment du coincement.

Pendant le refroidissement, les pertes thermiques conductives diminuent plus rapidement que les pertes radiatives ce qui fait que leur contribution diminue jusqu'à atteindre environ 55% alors que la contribution radiative atteint 45% en fin du cycle où le flux rayonné et le flux diffusé sont quasiment de même ordre de grandeur.

Après le coincement ($t = 47,55 \text{ ms}$), le flux conductif continue à augmenter jusqu'au temps qui correspond au pic de flux thermique pariétal ($t = 47,6 \text{ ms}$). Il enregistre un saut de $0,4 \text{ MW/m}^2$ alors que le flux radiatif continue d'augmenter de $0,005 \text{ MW/m}^2$. Après ce temps, les deux flux diminuent caractérisant la phase de refroidissement.

Ces résultats mettent en évidence l'importance des pertes thermiques conductives dans la combustion prémélangée en régime laminaire et peuvent, ainsi, être extrapolés à la combustion en régime turbulent (cas des moteurs à allumage commandé) où l'advection des gaz brûlés sur la paroi accentue le flux diffusé surtout en présence d'aérodynamique intense.

3.3.5 Profil de Température des gaz

Dans cette étude, nous avons tracé l'évolution temporelle de la température pour deux positions différentes dans la chambre ($r = R/5$ et $r = 3R/5$, R étant le rayon de la chambre). Les températures moyennes des gaz frais, des gaz brûlés et dans la chambre sont également tracées au cours du temps ainsi que les températures de la première et de la dernière tranche de gaz frais (cf. figure 3.12).

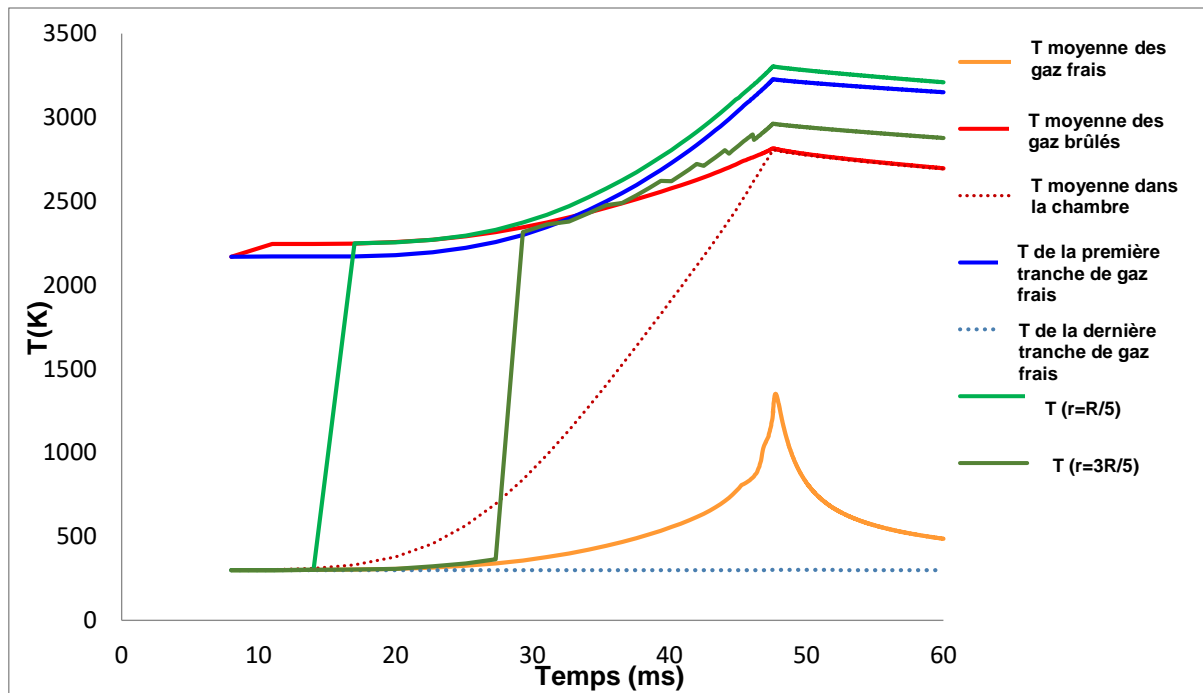


Figure 3.12 : Profil de température dans la chambre de combustion en fonction du temps

Dans la figure 3.12, le profil de température au cours du temps dans les gaz frais et les gaz brûlés suit généralement l'évolution du flux et de la pression. En effet, les températures des gaz frais et des gaz brûlés augmentent pendant la phase de combustion et diminuent pendant le refroidissement. En outre, les courbes montrent que l'évolution de la température pour les deux positions selon r dans la chambre suit la propagation du front de flamme. En effet, les tranches de gaz frais situées à ces deux positions, sont initialement maintenues à la température des gaz frais puis passent brutalement à la température des gaz brûlés au passage de la flamme. Concernant la température de la dernière tranche de gaz frais, elle enregistre une faible variation car cette tranche se trouve très proche de la paroi afin d'assurer le régime raréfié.

Pour les gaz frais, les simulations montrent que l'évolution temporelle de la température pendant la phase de combustion est semblablement linéaire avec la présence de quelques oscillations dues aux problèmes numériques. La valeur moyenne de la température des gaz frais augmente brutalement au moment du coincement jusqu'à atteindre la valeur de 1350 K alors que celle des gaz brûlés est de 2800 K. L'analyse de ces valeurs de température montre que la température des gaz brûlés reste cohérente. Cependant, la température des gaz frais, en s'approchant du moment du coincement, représente un problème étant donné qu'elle se rapproche ou dépasse la température d'auto-inflammation du prémélange dans les conditions opératoires de la simulation. Cet artefact est lié principalement à la non prise en compte dans la modélisation de la zone réactive de la flamme, représentant le fort gradient thermique, ce qui

augmente, suite à la diffusion thermique, la température des premières tranches des gaz frais situées aux côtés des gaz brûlés, maintenus à hautes températures, et par la suite la température moyenne des gaz frais. Ce problème qui représente une limitation à notre modélisation peut être résolu en apportant une modélisation fine de la zone de la flamme. Cette modélisation est difficile à mettre en place étant donné qu'il s'agit d'une modélisation multi-échelle à cause de l'épaisseur négligeable de la zone de flamme.

Dans une deuxième approche, nous avons tracé l'évolution spatio-temporelle de la température pour des positions radiales différentes allant de 0,1 mm à 1,7 mm de la paroi en fonction du temps relatif au temps de coincement (le pas de temps $\Delta t = 0$ correspond au temps de coincement). Le but de cette étude est de comparer les résultats simulés aux résultats expérimentaux établis par Mann et *al.* [74] dans un injecteur assurant une propagation instationnaire d'une flamme de prémélange stœchiométrique méthane-air à pression atmosphérique contre une paroi froide maintenue à 300 K. Les mesures de la température sont fournies selon la direction axiale centrée de l'injecteur assurant une configuration de coincement frontal.

La figure 3.13 présente les profils spatio-temporels de la température pour les positions radiales suivantes : $r = 0,1$ mm ; $r = 0,2$ mm ; $r = 0,3$ mm ; $r = 0,5$ mm ; $r = 0,9$ mm et $r = 1,7$ mm de la paroi. Ces positions sont maintenues à des distances supérieures à la distance de coincement simulée (0,094 mm) ce qui fait que toutes les températures simulées correspondent aux tranches de gaz brûlés au moment du coincement. Les résultats expérimentaux sont relatifs au moment du coincement de l'expérience qu'on a pris égal à celui simulé pour faciliter la comparaison.

D'après cette figure, les résultats montrent que l'évolution spatio-temporelle des températures simulées dans la chambre semble avoir la même allure que les températures mesurées. En effet, pour les positions les plus distantes de la paroi, leurs températures augmentent et atteignent celles des gaz brûlés avant les positions les plus proches de la paroi. Après le moment de coincement, les températures de toutes les positions diminuent rapidement à l'exception des positions les plus distantes de la paroi ($r = 1,7$ mm selon l'expérience et $r = 1,7$ mm et $r = 0,9$ mm selon les simulations). Cependant, l'écart de température des gaz frais simulé est supérieur à 500 K contre 300 K mesuré. Il est de 2600 K contre 2000 K mesuré pour les gaz brûlés. Cette différence est due au fait que les simulations caractérisent une combustion

à volume constant alors que les mesures expérimentales ont été effectuées à pression constante ce qui ne constitue pas un manque de fidélité au modèle ni à la simulation.

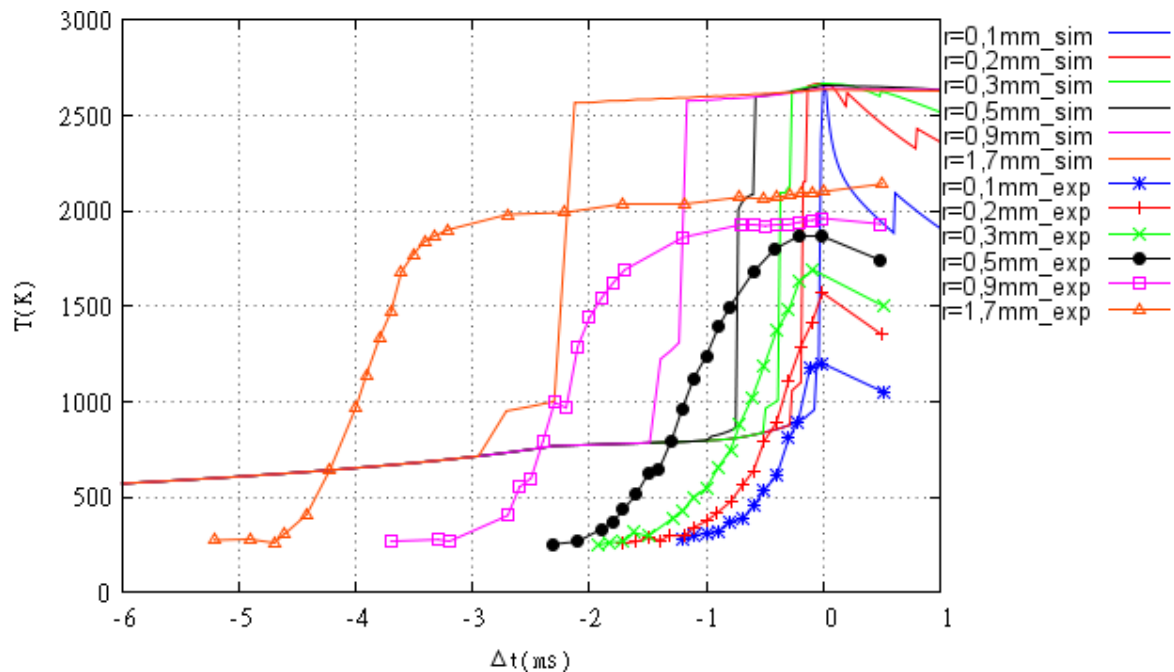


Figure 3.13 : Comparaison des températures simulées à des positions différentes par rapport aux valeurs expérimentales

Concernant les courbes expérimentales, le moment de coincement est déterminé par le pic de la température au point le plus proche de la paroi qui coïncide à la diminution des fluctuations de température. Pour une position loin de la paroi ($r = 1,7$ mm), la flamme et sa zone de post oxydation ne sont pas perturbées et la température reste élevée durant tout le coincement [74]. Ces résultats sont identiques aux résultats simulés ($r = 1,7$ mm et $r = 0,9$ mm) où les températures restent élevées et ne diminuent pas rapidement après le coincement.

En s'approchant de la paroi, les expériences montrent que les pics de la température diminuent par un facteur de 2 entre $r = 1,7$ mm et $r = 0,1$ mm. Cette diminution n'apparaît pas dans les courbes simulées qui gardent le même ordre de grandeur de température avant le coincement et diminuent après le coincement avec l'apparition de quelques oscillations probablement dues à un problème numérique. Il reste à noter que dans les simulations, les effets de diffusion de masse ont été négligés entre les tranches alors qu'ils s'accroissent lorsque les tranches voisines ont des compositions différentes ; par exemple, entre les tranches qui ont brûlé et les tranches de gaz frais après le coincement. Ce phénomène doit être alors pris en compte dans les simulations vu l'importance qu'il représente.

3.3.6 Profil de vitesse de propagation de flamme

La vitesse de propagation de flamme a été calculée sur la base de la corrélation de Metghalchi et Keck [12] dont les coefficients sont bien documentés pour des températures T et des pressions P respectivement supérieures à $T_0 = 298$ K et $P_0 = 1$ atm (cf. Eq.1.10). Pour le mélange méthane-air stœchiométrique, les valeurs des paramètres α , β et S_{u0} introduits dans cette équation ainsi que la longueur de Markstein nécessaire pour la prise en compte de l'effet de l'étirement sont données dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Les valeurs des paramètres de calcul de la vitesse de propagation de flamme laminaire non étirée selon Maroteaux [67]

α	1,69
B	-0,35
S_{u0} (cm/s)	41,66
L_c (m)	$8,4 \cdot 10^{-4}$

Pour les pressions supérieures à 1 atm, cette corrélation prévoit que la vitesse de propagation de flamme est proportionnelle à la température, mais, est inversement proportionnelle à la pression. Les résultats numériques montrent que l'accroissement de la température des gaz frais par rapport à la température de référence (298 K) passe de 1,006 à 3,09 entre le début de la combustion jusqu'au coincement. Cependant, l'augmentation de la pression par rapport à la pression de référence (101325 Pa) passe de 1 à environ 9. Bien que la pression enregistre une augmentation remarquable par rapport à celle de la température, l'évolution temporelle de la vitesse de propagation de flamme suit celle de la température qui représente la puissance la plus élevée (cf. figure 3.14).

En se basant sur la théorie de Mallard et le Chatelier, la température des gaz frais est prise égale à la température de la tranche N-2 étant donné que la température de flamme ainsi que sa vitesse se calculent sur la base de la température des gaz frais présents en dehors de la zone du fort gradient thermique.

Dans la figure 3.14, nous notons que la vitesse de propagation de flamme augmente au cours du temps. Cependant, elle représente une certaine stagnation à environ $t = 46$ ms ce qui peut être dû à des problèmes numériques liés au calcul de la température.

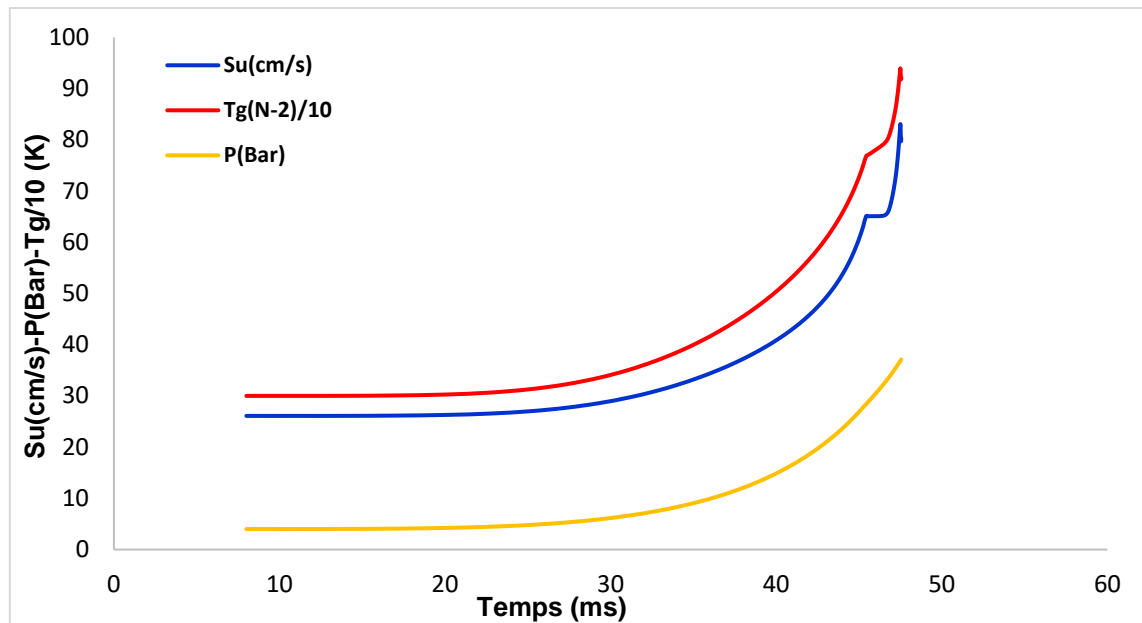


Figure 3.14 : Profil de vitesse de propagation de flamme en fonction du temps

3.3.7 Influence du modèle des pertes thermiques pariétales

Dans cette étude, d'autres modèles des pertes thermiques pariétales présents dans la littérature ont été implémentés afin de comparer leurs résultats avec les résultats du présent modèle. Parmi les formulations disponibles, nous avons choisi les modèles de Nusselt [53], de Woschni [56] et de Rivère [60].

La figure 3.15 présente l'évolution du flux de chaleur pariétal dans les mêmes conditions en fonction du modèle de pertes employé. Les simulations numériques montrent que tous les modèles reproduisent l'augmentation des pertes thermiques par compression au début de la combustion. Cependant, le pic de flux au moment du coincement n'est reproduit avec satisfaction qu'avec les modèles basés sur l'approche microscopique y compris notre modèle et le modèle de Rivère. En effet, le modèle de Woschni [56] est inadapté en l'absence d'un écoulement réactif fort due à l'absence de piston et d'une vitesse correspondante. Quant au modèle de Nusselt [53], il est basé sur une approche globale pour déterminer la température des gaz qui la prend égale à la température moyenne des gaz dans la chambre pondérée entre les gaz frais et les gaz brûlés. Cette approche reste inappropriée à la détermination du flux thermique local. Le modèle de Rivère [60], basé sur une approche locale, reste le plus compétitif en termes de simulation de l'interaction flamme-paroi. Il rend compte du pic de flux qui apparaît après l'extinction de la flamme. Cependant, ce dernier est inférieur à celui simulé par le modèle balistique qui reste le plus proche du pic expérimental.

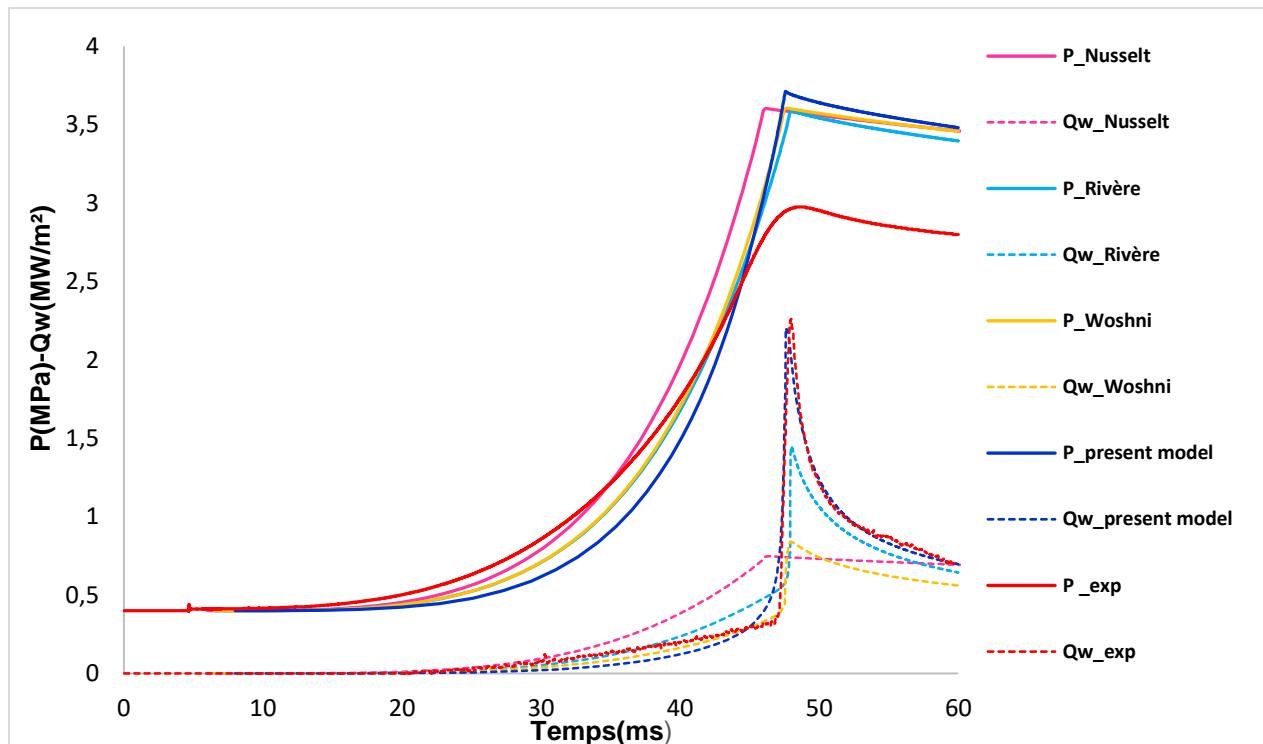


Figure 3.15 : Comparaison entre les différents modèles des pertes thermiques- CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\varnothing = 82$ mm

La reproduction des valeurs expérimentales par le modèle balistique le met en valeur par rapport aux modèles de transfert diffusif ou convectif classiques qui reproduisent moins bien les valeurs expérimentales (surtout en termes de pic de flux de chaleur).

En conclusion, le code de calcul a été validé en comparant les résultats simulés aux résultats expérimentaux pour un prémélange stœchiométrique de méthane-air maintenu à une pression initiale de 0,4 MPa et une température initiale de 300 K dans une chambre sphérique en inox de diamètre égal à 82 mm.

3.3.8 Influence de la distance de coincement

Le coincement est un phénomène important intervenant lors de l'interaction flamme-paroi. Il dépend de plusieurs paramètres (température, pression, géométrie...) et est caractérisé par la distance de coincement (δ_q) qui sépare les gaz brûlés de la paroi au moment de l'extinction de la flamme. Cette dernière peut être considérée comme un critère d'arrêt de la phase de combustion.

Dans cette étude, nous nous intéressons à étudier l'influence de la distance de coincement sur les pertes thermiques pariétales. A cet effet, nous faisons varier la distance de coincement entre 94 μ m et 200 μ m. Les résultats numériques montrent que la distance de

coincement a un effet remarquable sur le flux thermique pariétal mais non pas sur la pression. En effet, plus la distance de coincement diminue, plus le pic de flux thermique augmente alors que l'allure et l'amplitude de la pression reste inchangées (cf. figure 3.16).

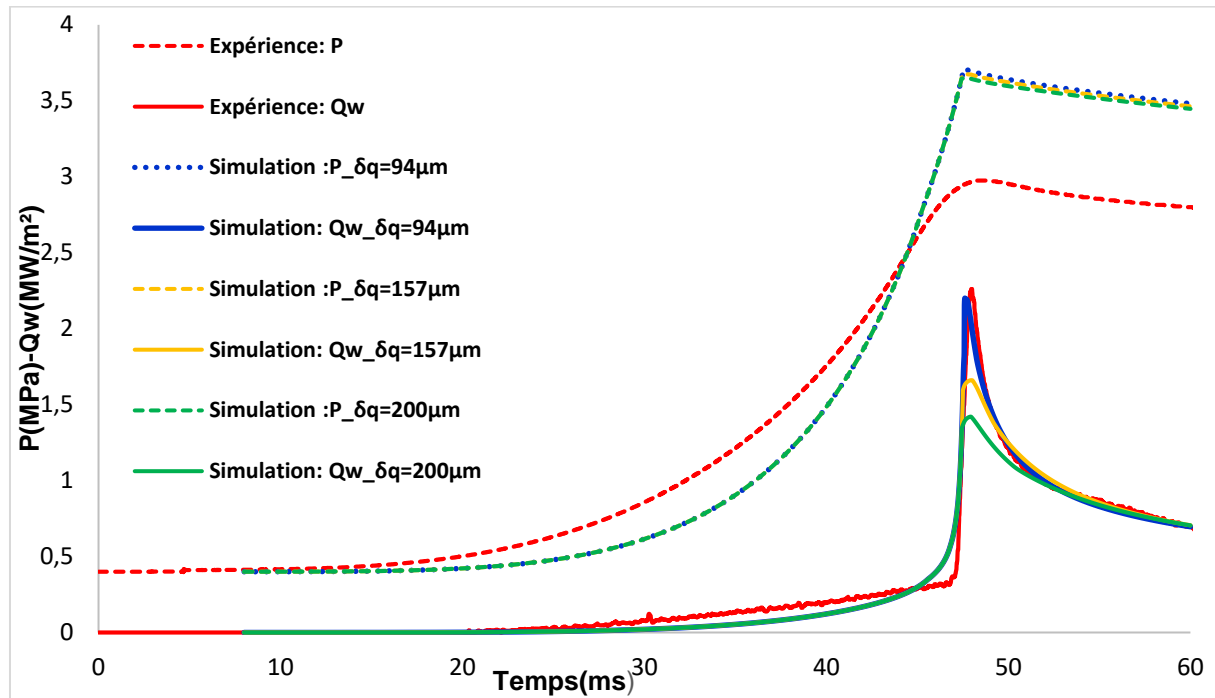


Figure 3. 16 : Influence de la distance de coincement – CH4 -air $\Phi =1$, $P=0.4$ MPa, $\varnothing 82$

Pour $\delta_q = 94 \mu\text{m}$, l'amplitude et l'allure du pic de flux sont conformes au pic expérimental. Mais pour des valeurs supérieures, le pic a tendance à diminuer étant donné que la distance qui sépare les gaz brûlés de la paroi augmente ce qui rend les transferts thermiques plus lents. En effet, plus la flamme s'approche de la paroi, plus les transferts thermiques s'accroissent en générant ainsi un pic de flux thermique plus important au moment du coincement. Ces résultats permettent d'estimer la distance de coincement à $94 \mu\text{m}$ car elle correspond aux meilleurs résultats (en comparaison du flux expérimental) en termes de flux de chaleur pariétal et elle reste en accord avec les données expérimentales qui indiquent que $\delta_q < 100 \mu\text{m}$ dans le cas présent.

La simulation de la valeur de ce critère dépend de la convergence numérique du code de calcul et des valeurs expérimentales. Cependant, cette méthode semble insuffisante étant donné que plusieurs valeurs de distance de coincement peuvent valider les deux conditions numériques et expérimentales. Pour mettre fin à la phase de combustion, nous pourrions donc

utiliser le critère de Westbrook et *al.* [41] issu d'une étude numérique et en accord avec les données expérimentales.

3.3.9 Comparaison entre les coefficients de transfert convectif en approches macroscopique et microscopique

Le but de cette étude est de comparer les coefficients de transfert convectif utilisés dans les deux approches macroscopiques et microscopiques. Il s'agit de comparer le coefficient établi dans le régime balistique (cf. Eq.1.58) et celui de Nusselt (cf. Eq.1.33 et Eq.1.34). Le calcul de transfert thermique convectif à la paroi fait appel à la formulation de Newton (cf. Eq.1.31).

Les résultats de la figure 3.17 montrent que le coefficient de transfert convectif établi en régime raréfié est largement supérieur à celui de Nusselt. Il est de l'ordre de 10^6 W/m².K alors que celui de Nusselt est de l'ordre de 10^2 W/m².K au moment du coincement. Quant à l'écart de température entre la paroi et les gaz, l'ordre de grandeur est inversé (par rapport aux valeurs des coefficients d'échange) pour les deux modèles cités. En effet, il est de l'ordre de 10^3 K pour le modèle de Nusselt qui fait appel à la température moyenne des gaz dans la chambre alors qu'il est de l'ordre de 10^{-1} K dans le cas du modèle balistique qui fait appel à la température des gaz frais en proche paroi.

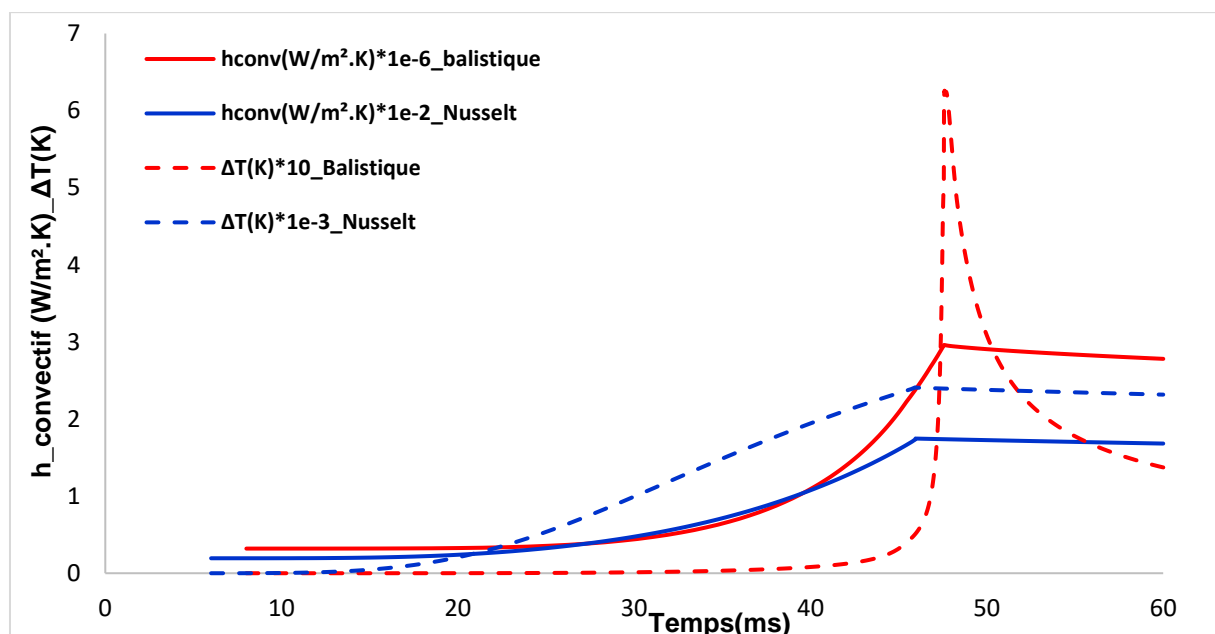


Figure 3.17 : Comparaison entre les coefficients de transfert thermique convectif macroscopiques et microscopiques - CH₄-air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\varnothing = 82$ mm

Ces écarts sont légitimes étant donné que les deux approches traitent le transfert thermique à des échelles spatiales différentes. En effet, l'approche microscopique en régime raréfié traite les transferts thermiques à petites échelles et suppose que les particules, effectuant un vol balistique entre la paroi fictive présente dans les gaz frais et celle de la chambre, repartent avec la même température de la paroi. Le transfert thermique pariétal est supposé, dans ce cas, instantané ce qui justifie l'absence du facteur d'accommodation qui reste un facteur ajustable et pas facile à déterminer.

3.4 Conclusion

Dans cette partie, les résultats de l'étude numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi dans une chambre de combustion à volume constant ont été présentés. Dans la littérature, seul le modèle de Rivère [60] reproduit bien les pertes thermiques pariétales et reste compétitif par rapport au modèle local de conduction thermique basé développé en régime raréfié. Pour reproduire la diffusion de chaleur dans les gaz, le modèle instationnaire est le plus approprié car il est plus complet et plus réaliste que le modèle « stationnaire » qui reste un modèle simplifié bien qu'il reproduise bien les mesures expérimentales pour les modèles des pertes thermiques de la littérature. Les résultats de notre modèle montrent qu'il reproduit bien le comportement de la flamme lors de l'interaction avec la paroi et en refroidissement ; il présente l'avantage d'être moins empirique que celui de Rivère [60] dont certains paramètres sont ajustés en fonction des résultats expérimentaux. Nous notons que la forme du pic de flux dépend de la distance de coincement qui est modélisée dans le code, et que l'amplitude du flux thermique durant le refroidissement dépend autant des pertes conductives que radiatives.

Finalement, le code de calcul, basé sur un modèle instationnaire de diffusion thermique, prédit bien les mesures expérimentales dans les conditions opératoires adoptées. Le flux thermique pariétal est modélisé par l'approche microscopique en régime raréfié. La condition aux limites de la distance de coincement est imposée par le critère basé sur un bilan d'énergie développé par Boust [49]. L'association de ces deux modèles dans le code de calcul semble adaptée au problème posé. Cependant, l'étude numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi présente des défis majeurs en raison des petites échelles caractéristiques de temps (comme le temps de diffusion minimal utilisé pour valider la condition de Friedrich-Lewy et dont l'ordre de grandeur peut atteindre 10^{-9} s surtout dans des tranches de gaz à faibles épaisseurs) et d'espace (comme le libre parcours moyen qui est de l'ordre de 10^{-9} m, par exemple) qui caractérisent le phénomène.

Résultats de simulation numérique de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire

Cette étude a été menée pour un mélange stœchiométrique de méthane-air dans une chambre en inox. Pour mettre en évidence la validité du code et son influence sur les pertes thermiques pariétales pour d'autres conditions opératoires, une étude paramétrique sera menée pour différentes pressions initiales et richesses dans les deux chambres de combustion utilisées dans l'expérience (cf. chapitre 4).

Chapitre 4

Etudes paramétriques et exploitation du code de calcul

4.1 Introduction

Pour tester la robustesse du code de calcul vis à vis des résultats expérimentaux, une étude portant sur les paramètres physiques et numériques influençant la combustion sphérique et l'interaction flamme-paroi au premier ordre est menée.

Dans cette partie, les résultats obtenus par le code de calcul sont comparés aux données expérimentales pour différentes conditions opératoires. Il s'agit, tout d'abord, d'étudier l'effet de la pression sur la combustion sphérique du mélange stœchiométrique méthane-air dans les chambres en dural ($\varnothing 160$ mm) et en inox ($\varnothing 82$ mm). Ensuite, pour le même type de mélange, l'étude des effets de la richesse ainsi que de l'échelle est réalisée. Pour le mélange hydrogène-air, une étude comparative est aussi menée dans la chambre sphérique en dural. Finalement, nous présentons l'effet du nombre de tranches de gaz frais sur la combustion sphérique et sur l'interaction flamme-paroi.

Cette étude a pour objectif de caractériser quantitativement l'interaction flamme-paroi à travers la comparaison de l'énergie thermique pariétale ainsi que de la distance de coincement obtenues lors de la simulation et de l'expérience.

4.2 Effet de la pression : comparaison entre simulations et expériences

La pression joue un rôle important dans la combustion car elle représente un paramètre global qui reflète l'avancement moyen de la réaction et influence les pertes thermiques pariétales. Pour mettre en évidence son effet, nous comparons les résultats simulés aux données expérimentales lors de la combustion sphérique d'un mélange stœchiométrique méthane-air pour des pressions initiales allant de 0,1 MPa à 0,6 MPa dans une chambre en dural (cf. figure 4.1-figure 4.4) et dans une chambre en inox (cf. figure 4.5-figure 4.6).

4.2.1 Effet de la pression dans la chambre en dural ($\varnothing 160$ mm)

Nous présentons ci-après l'évolution temporelle du flux de chaleur pariétal ainsi que de la pression dans une chambre en dural pour quatre pressions initiales $P_0 = 0,1$ MPa, $P_0 = 0,2$ MPa, $P_0 = 0,4$ MPa et $P_0 = 0,6$ MPa.

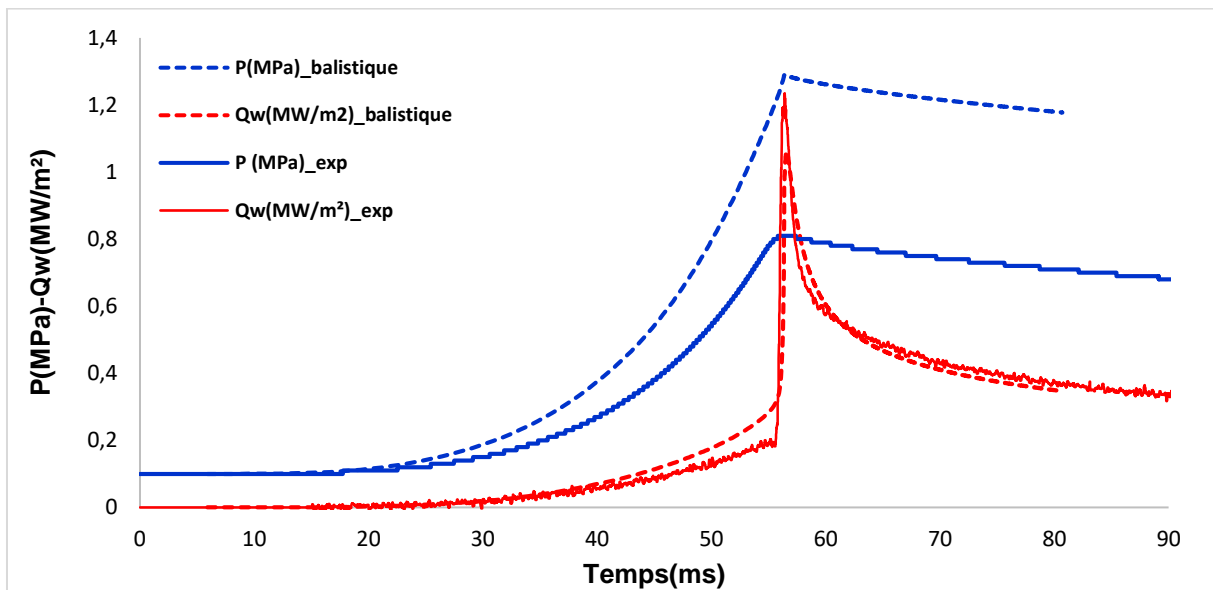


Figure 4.1 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,1$ MPa, $\Phi = 160$ mm

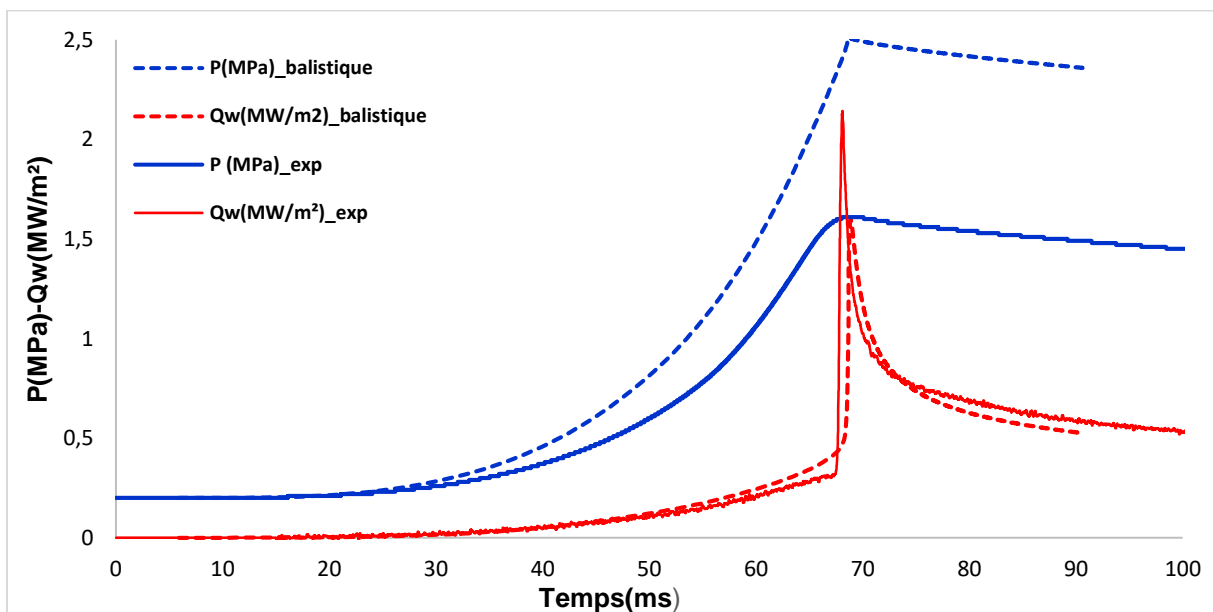


Figure 4.2 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,2$ MPa, $\Phi = 160$ mm

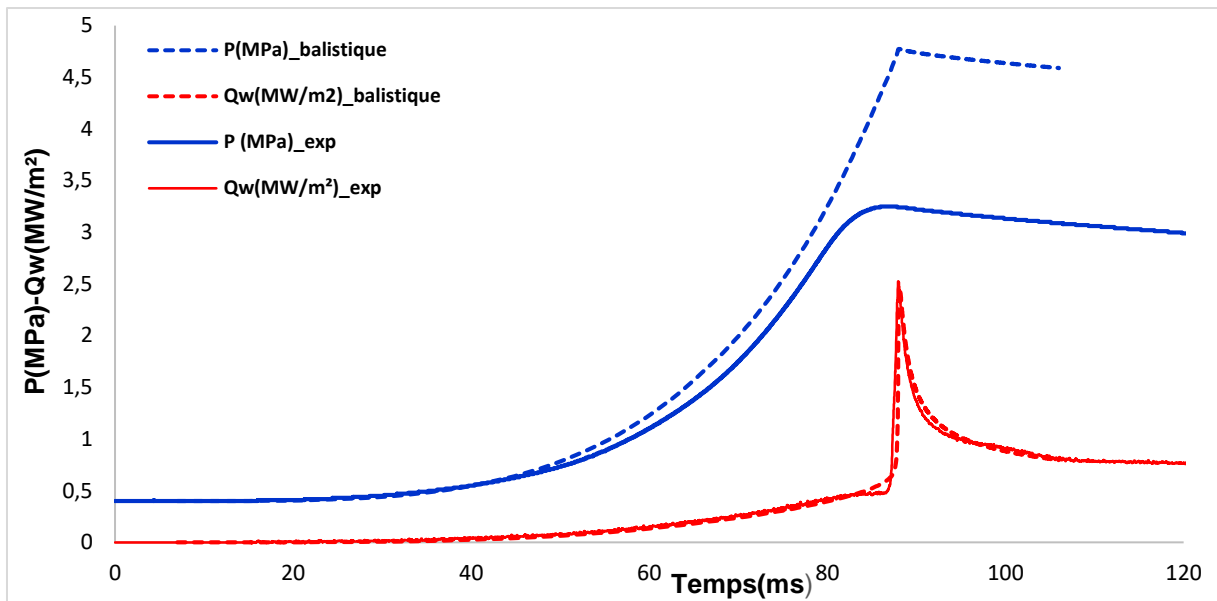


Figure 4.3 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\Phi = 160$ mm

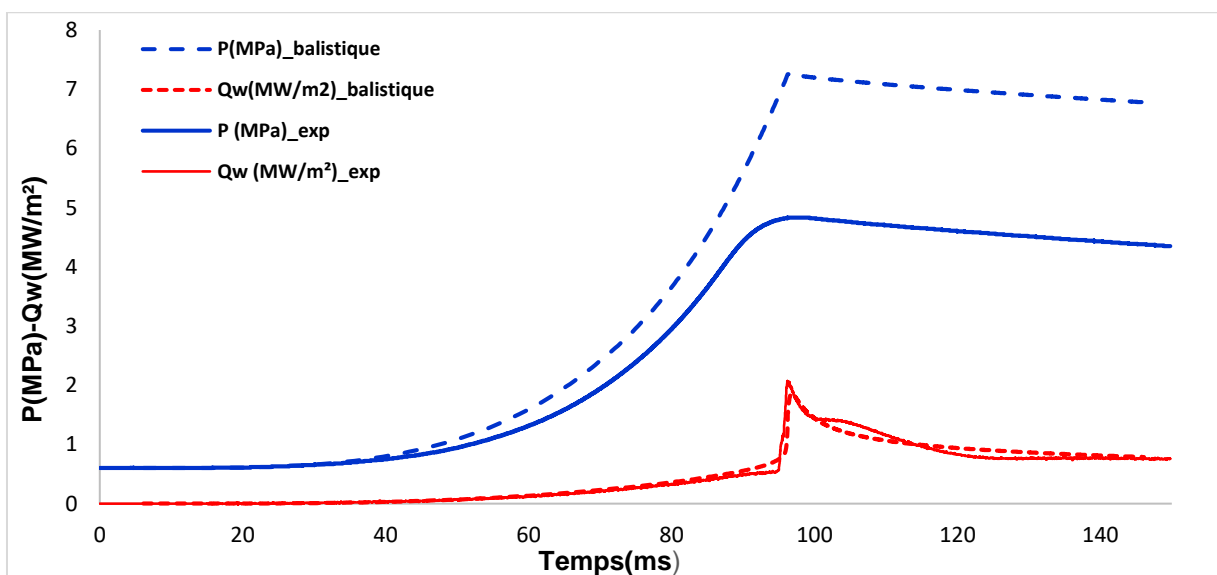


Figure 4.4 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,6$ MPa, $\Phi = 160$ mm

L'allure générale des courbes de flux de chaleur pariétal simulées par le modèle balistique met en évidence le fait que la simulation numérique reproduit bien les mesures expérimentales en termes d'allure et d'amplitude. En effet, pour toutes les pressions initiales étudiées, les phases de combustion et de refroidissement ainsi que le phénomène de coincement sont bien simulés et ne reproduisent pas les instabilités enregistrées expérimentalement. Pour $P_0 = 0,1$ MPa, $P_0 = 0,4$ MPa et $P_0 = 0,6$ MPa, les maxima de flux simulés sont synchrones avec les maxima expérimentaux. Néanmoins, pour $P_0 = 0,2$ MPa, il existe un faible écart entre le temps de pic simulé et celui enregistré expérimentalement. Ceci peut s'expliquer par le fait que

les courbes expérimentales sont liées à une combustion qui n'est pas parfaitement sphérique et qui traduit le caractère local des pertes thermiques pariétales.

Concernant la pression simulée, son allure ne correspond pas parfaitement à la courbe expérimentale. En effet, au début du processus de combustion, la variation de la pression en fonction du temps est négligeable, alors qu'en s'approchant de la paroi, une différence est observée notamment pour la valeur maximale. Nous notons aussi que dans la courbe expérimentale, nous observons une augmentation ralentie avant l'atteinte de la valeur maximale qui est due aux pertes thermiques. L'écart de pression simulé, surtout en s'approchant de la paroi, peut être expliqué, en plus de l'erreur expérimentale, par l'effet de la diffusion thermique accentuée entre les gaz brûlés et les premières tranches de gaz frais. En effet, la non prise en compte de la zone réactive de la flamme représente une limite d'utilisation de notre modèle du fait qu'un fort gradient thermique se trouve entre les gaz brûlés et les gaz frais ce qui contredit la réalité où le fort gradient thermique se situe dans la zone réactive de la flamme. Dans notre modélisation, les premières tranches de gaz frais vont subir une forte dilatation du fait que leurs températures ont été surestimées (par rapport au cas réel). Ces valeurs qui semblent être loin de la physique du problème, nécessitent alors une forte compression afin de conserver le volume total de la chambre de combustion ce qui se traduit par une hausse des valeurs de pression en proche paroi. Pour remédier à ce problème, une des solutions consiste à prendre en compte la zone réactive de la flamme dans la modélisation afin d'avoir un profil de température plus proche de la réalité physique des phénomènes présents ce qui contribue, à son tour, à avoir des valeurs de pression plus réalistes.

A l'issue de cette étude, nous allons évaluer quantitativement l'énergie thermique pariétale simulée, notée E_{sim} , et expérimentale, notée E_{exp} . Les valeurs sont obtenues par intégration de la densité du flux thermique pendant le temps de simulation qui dépend de la convergence numérique de la phase de refroidissement de chaque cas étudié (cf. tableau 4.1).

Tableau 4.1 : Comparaison calcul-mesure- CH_4 -air, $\Phi=1$, $\varnothing = 160$ mm

P_0 (MPa)	0,1	0,2	0,4	0,6
t_{fin_sim} (ms)	80,7	90,6	106	146
Distance de coincement _{sim} (μ m)	175	112	73	93
P_{max_sim} (MPa)	1,28	2,5	4,77	7,24
P_{max_exp} (MPa)	0,81	1,61	3,24	4,82
$ P_{max_exp} - P_{max_sim} / P_{max_exp}$ (%)	58	55,2	47,2	50,2
Q_{wmax_sim} (MW/m ²)	1,06	1,59	2,45	1,85
Q_{wmax_exp} (MW/m ²)	1,23	2,14	2,5	2,05
$ Q_{wmax_exp} - Q_{wmax_sim} / Q_{wmax_exp}$ (%)	13,8	25,7	2	9,7
E_{exp} (kJ/m ²)	14,8	22,57	31,11	63,6
E_{sim} (kJ/m ²)	14,94	21,66	30,08	65,66
$ E_{exp} - E_{sim} / E_{exp}$ (%)	0,98	4	3,3	3,13
$ E_{exp} - E_{sim} / E_{exp}$ (%) d'après Boust [23]	21	17	10	2

Les résultats montrent qu'à mesure que la pression initiale augmente, la pression maximale simulée ainsi que l'énergie thermique pariétale augmentent, alors que la distance de coincement diminue. En effet, à volume constant, plus la pression augmente plus la température dans la chambre de combustion augmente ce qui accélère les échanges thermiques entre les gaz brûlés et les gaz frais et entre les gaz frais et la paroi maintenue à température constante. De ce fait, la paroi qui représente un puits d'enthalpie [26], va absorber une partie de cette énergie au fur et à mesure que la flamme s'approche de la paroi et ceci jusqu'à atteindre la quantité de chaleur maximale responsable de l'extinction de la flamme. La distance de coincement, quant à elle, est inversement proportionnelle à la pression. En effet, ce paramètre dont l'estimation nécessite une étude plus approfondie avec des considérations plus exhaustives des phénomènes aérothermochimiques présents en proche paroi, est influencé par le degré des échanges thermiques pariétaux ainsi que par les effets de la dynamique de l'air en proche paroi qui n'ont pas été pris en compte dans notre modélisation. Ainsi, plus la pression augmente, plus la température moyenne dans la chambre augmente ce qui accélère la vitesse de propagation de la flamme qui s'approche plus de la paroi au moment du coincement.

Les valeurs de l'énergie thermique pariétale simulées sont très proches des valeurs expérimentales puisque l'écart relatif à l'énergie expérimentale est très faible et ne dépasse pas 4% ce qui correspond à 25% pour le flux thermique pariétal. En effet, le flux thermique est bien simulé dans les phases de combustion et de refroidissement. Le coincement est reproduit correctement en termes de pic de flux et de l'instant où se produit le coincement, cependant, la distance de coincement dépasse 100 μm pour les basses pressions (0,1 MPa et 0,2 MPa). Concernant la pression, l'allure est bien reproduite étant donné que la pression augmente pendant l'interaction flamme-paroi puis diminue pendant le refroidissement. Cependant, d'un point de vue quantitatif, les valeurs maximales simulées dépassent les valeurs expérimentales pour tous les cas étudiés. Mais, elles n'influencent pas le comportement local de l'interaction flamme-paroi.

En comparant nos résultats aux résultats obtenus par Boust [20] qui prennent en compte le modèle « stationnaire » de diffusion thermique avec une seule tranche de gaz frais et le modèle de Rivère [60] pour les pertes thermiques pariétales, nous notons que les résultats issus du modèle balistique sont meilleurs étant donné que l'erreur relative estimée sur l'énergie thermique pariétale est plus faible dans la plupart des cas étudiés.

4.2.2 Effet de la pression dans la chambre en inox (\varnothing 82 mm)

Nous présentons ci-après l'évolution temporelle du flux de chaleur pariétal ainsi que de la pression dans la chambre en inox pour les deux pressions initiales $P_0 = 0,4$ MPa et $P_0 = 0,6$ MPa.

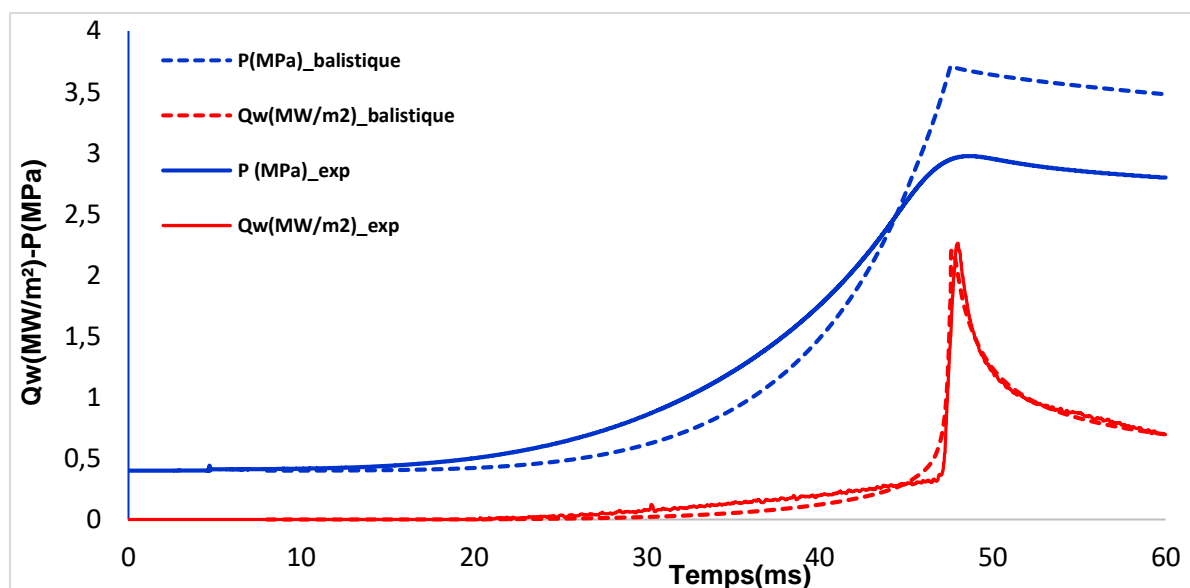


Figure 4.5 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\varnothing = 82$ mm

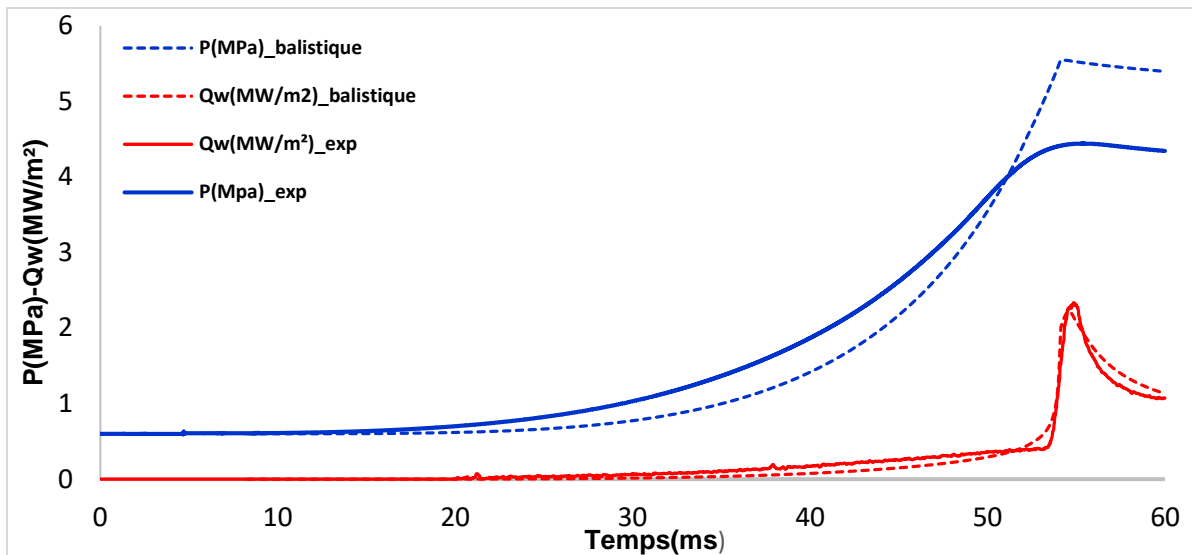


Figure 4.6 : Pression et flux thermique pariétal - CH₄-air, Φ=1, P₀=0,6 MPa, Ø = 82 mm

Comme pour la chambre en dural, une étude quantitative portant sur l'évaluation de l'énergie thermique pariétale ainsi que sur la pression et la distance de coincement est menée (cf. tableau 4.2).

Tableau 4.2 : Comparaison calcul-mesure- CH₄-air, Φ=1, Ø = 82 mm

P ₀ (MPa)	0,4	0,6
t _{fin_sim} (ms)	60	60
Distance de coincement _ sim (µm)	95	92
P _{max_sim} (MPa)	3,71	5,54
P _{max_exp} (MPa)	2,96	4,44
P _{max_exp} -P _{max_sim} / P _{max_exp} (%)	27	24,7
Flux _{max_sim} (MW/m ²)	2,2	2,22
Flux _{max_exp} (MW/m ²)	2,26	2,31
E _{exp} (kJ/m ²)	16,72	14,54
E _{sim} (kJ/m ²)	15,7	13,44
E _{exp} - E _{sim} / E _{exp} (%)	6,1	7,5

Comme dans la chambre en dural (Ø = 160 mm), l'allure aussi que l'amplitude du flux de chaleur pariétal sont bien simulées dans l'ensemble étant donné que l'erreur relative de l'énergie thermique pariétale est faible et ne dépasse pas 8%. Toutefois, la phase de combustion est caractérisée par un flux thermique pariétal et une pression légèrement sous-estimés alors qu'ils sont surestimés pendant le refroidissement. Concernant le coincement, il est bien

reproduit en termes de temps de pic et d'amplitude de pic de flux. Ces différences sont dues aux effets de la diffusion thermique qui s'accroissent en s'approchant de la paroi.

A mesure que la pression initiale augmente, la pression maximale ainsi que le flux maximal simulés et expérimentaux augmentent. Néanmoins, l'énergie thermique pariétale diminue. Ceci est dû à l'instant où se produit le coincement qui dépend de la pression initiale. En effet, plus la pression initiale augmente, plus la phase de combustion est prolongée et les pertes thermiques les plus importantes interviennent durant un intervalle de temps plus court pour le même temps de simulation (60 ms).

En conclusion, la pression a une influence de premier ordre sur l'interaction flamme-paroi car quand la pression augmente, le flux thermique augmente et la distance de coincement diminue mais pas autant qu'on pourrait l'attendre car avec une pression maximale qui augmente de 50%, on s'attend à une variation substantielle de δq .

Pour le mélange méthane-air stœchiométrique, la simulation de l'effet de la pression est, ainsi, satisfaisante dans les deux chambres considérées.

4.3 Effet de la richesse : comparaison entre simulations et expériences

Comme la pression, la richesse est un facteur important qui influence la réaction chimique et donc le processus de l'interaction flamme-paroi. Pour vérifier la reproductibilité de l'effet de la richesse par le code de calcul, nous comparons les résultats simulés aux résultats expérimentaux dans la chambre en dural pour le mélange méthane-air maintenu à une pression initiale $P_0 = 0,4$ MPa. Les richesses étudiées sont égales à 1 (cf. figure 4.7) et à 0,7 (figure 4.8).

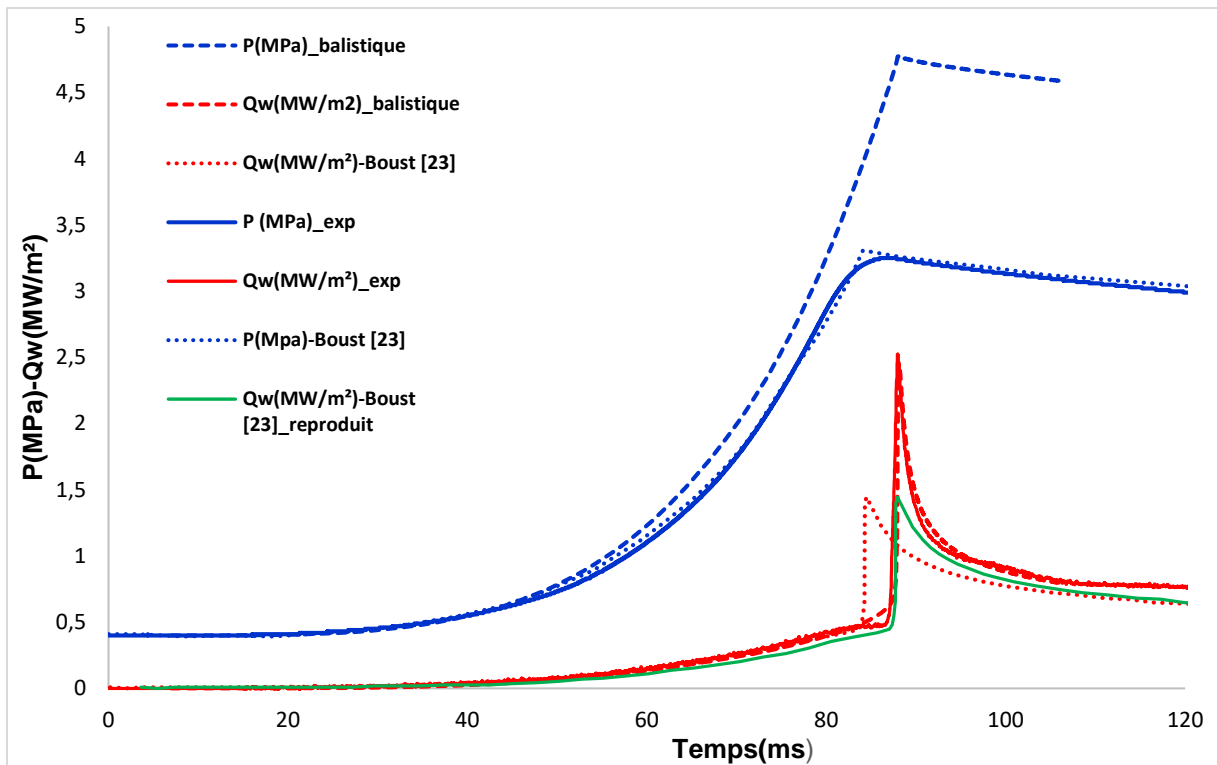


Figure 4.7 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\Phi = 160$ mm

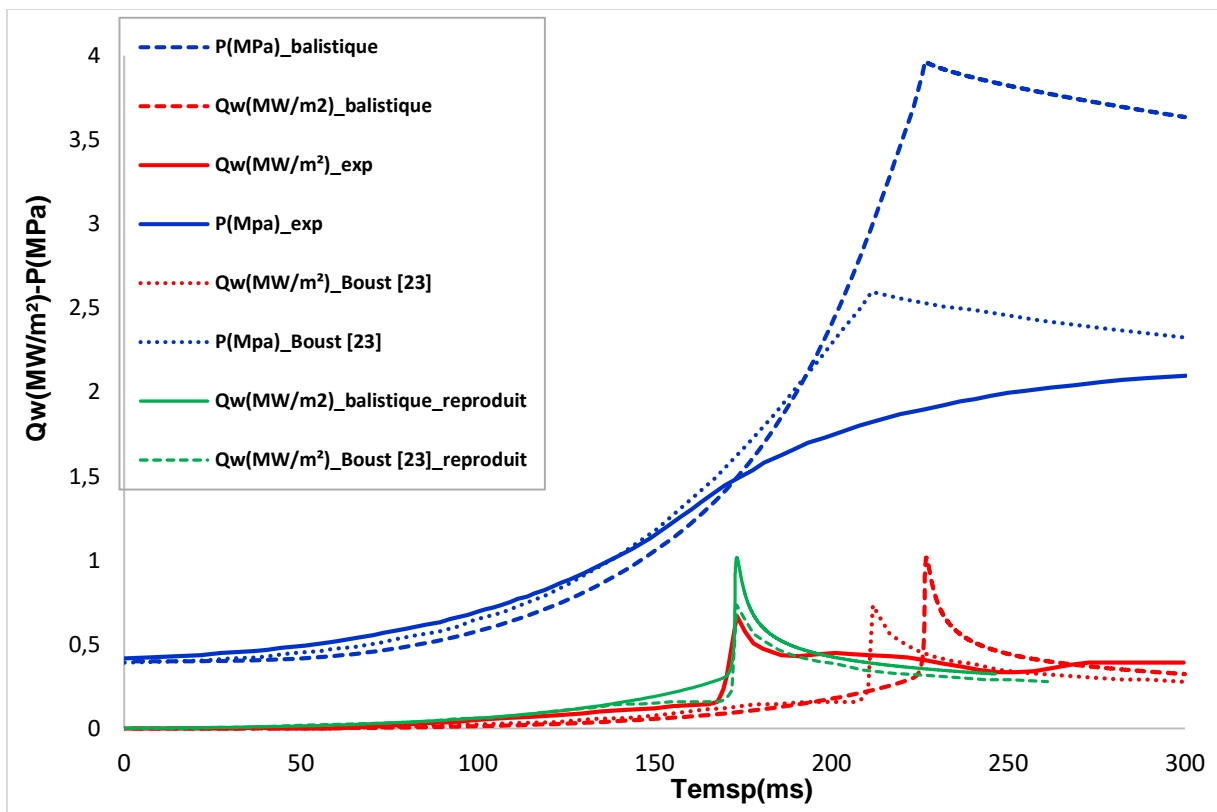


Figure 4.8 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=0,7$, $P_0=0,4$ MPa, $\Phi = 160$ mm

D'après la figure 4.8, nous remarquons que les maxima de flux ne sont pas synchrones. Ceci est probablement dû au fait que les courbes expérimentales sont liées à une combustion

qui n'est pas parfaitement sphérique et qu'à richesse égale à 0,7, la vitesse de flamme est plus lente qu'à richesse égale à 1. La combustion a donc le temps d'être convectée vers le haut par flottabilité, et ces pertes thermiques très importantes sur le haut de la chambre accentuant ainsi l'érosion du pic de pression (qu'on trouve sur toutes les courbes de pression expérimentales, mais en moins visible). C'est ce qui explique que les valeurs expérimentales de la pression continuent à augmenter alors que le flux a atteint déjà son maximum. Cependant, les courbes simulées issues d'une combustion sphérique idéale sont caractérisées par des pics de flux thermique qui interviennent plus tard que celui obtenu expérimentalement car ce dernier est mesuré à l'équateur de la chambre, alors que le flux thermique est simulé avec hypothèse 1D sphérique. Pour faciliter la comparaison simulation – expérience, nous avons fait une translation temporelle pour reproduire le flux thermique pariétal simulé sous le pic de flux expérimental (courbes en vert).

Les résultats présentés dans le tableau 4.3 montrent que les valeurs maximales de flux thermique du mélange stœchiométrique, notées $Flux_{max}$, sont supérieures à celles du mélange de richesse 0,7. Pour le mélange stœchiométrique, l'énergie thermique ainsi que la forme du pic sont bien simulées par notre modèle car l'erreur relative à l'énergie ne dépasse pas 4% alors qu'elle représente 10% dans les simulations menées par Boust [20]. Cependant, pour la richesse 0,7, les simulations ne reproduisent pas parfaitement le pic de flux ainsi que l'énergie thermique pariétale. En effet, bien que les valeurs de flux maximales simulées soient supérieures à la valeur expérimentale, le coincement intervient plus tard que dans l'expérience et l'énergie thermique pariétale est sous-estimée. L'erreur relative à l'énergie s'élève ainsi à 24%. Cette discordance est liée, d'une part, aux simulations qui surestiment la pression et d'autre part, à la vitesse fondamentale de flamme qui, pour le mélange stœchiométrique, représente environ le double de celle du mélange à richesse 0,7 car ce dernier est presque 50% moins énergétique et représente une puissance de flamme 3 fois plus faible. Par conséquent, ceci permet d'accentuer l'effet de l'écoulement sur la dynamique de la flamme qui sera ralentie et affecte donc la combustion sphérique surtout en présence des forces de pesanteur qui favorisent la montée des gaz brûlés les plus chauds vers le haut.

Tableau 4.3 : Comparaison calcul-mesure- CH_4 -air, $\Phi=1$ et $\Phi=0,7$, $P_0=0,4$ MPa, $\Phi=160$ mm

Φ (richesse)	1	0,7
$t_{fin_simulation}$ (ms)	106	300
Distance de coincement _ sim (μm)	73	132
$Flux_{max-sim}$ (MW/m^2)	2,45	1,01
$Flux_{max-sim}$ d'après Boust [23] (MW/m^2)	1,45	0,73
$Flux_{max-exp}$ (MW/m^2)	2,52	0,67
Temps_flux_max_balistique (ms)	88	226
Temps_flux_max_d'après Boust [23] (ms)	84,5	211
Temps_coincement_exp (ms)	87,9	173
E_{exp} (kJ/m^2)	31,11	60,9
$E_{sim_balistique}$ (kJ/m^2)	30,08	46,18
E_{sim} d'après Boust [23] (kJ/m^2)	30,04	43,9
$ E_{exp} - E_{sim} / E_{exp}$ (%)	3,3	24
$ E_{exp} - E_{sim} / E_{exp}$ (%)	10	28
d'après Boust [23]		

De manière similaire à la pression, la richesse a aussi une influence remarquable sur la propagation de la flamme ainsi que sur l'interaction flamme-paroi. En effet, bien que le phénomène global de la combustion ne soit pas reproduit fidèlement par les simulations, l'interaction flamme-paroi, quant à elle, est bien simulée localement. Pour améliorer les résultats de la simulation, une des solutions consiste alors à prendre en compte les effets de l'aérodynamique en proche paroi dans la modélisation pour les deux richesses étudiées. Une modélisation 3D et non symétrique qui prend en compte l'effet de l'étirement du front de flamme est alors requise afin de se rapprocher de la physique réelle mise en jeu.

4.4 Effet de l'échelle : comparaison entre simulations et expériences

En complément de la pression et de la richesse, nous souhaitons vérifier que les simulations ne dépendent pas de l'échelle voire du diamètre de la chambre de combustion. A ce propos, nous comparons les résultats simulés aux résultats expérimentaux pour un mélange

stoechiométrique méthane-air maintenu à une pression initiale de 0,4 MPa dans la chambre en dural $\varnothing = 160$ mm (cf. figure 4.9) et dans la chambre en inox $\varnothing = 82$ mm (cf. figure 4.10).

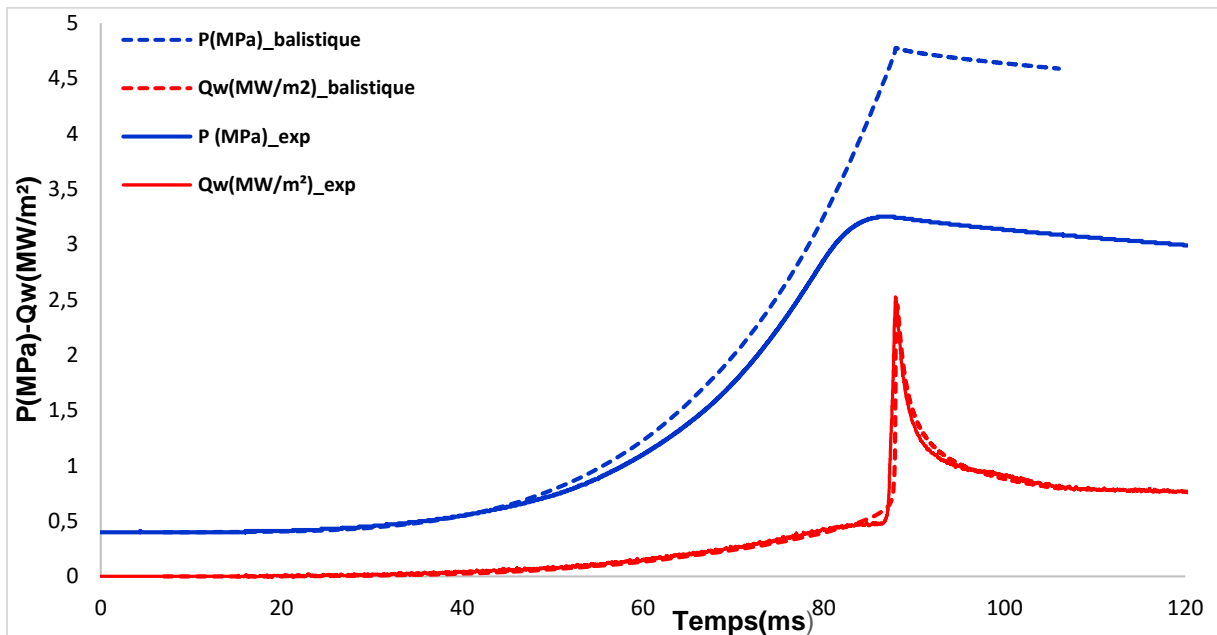


Figure 4.9 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\varnothing = 160$ mm

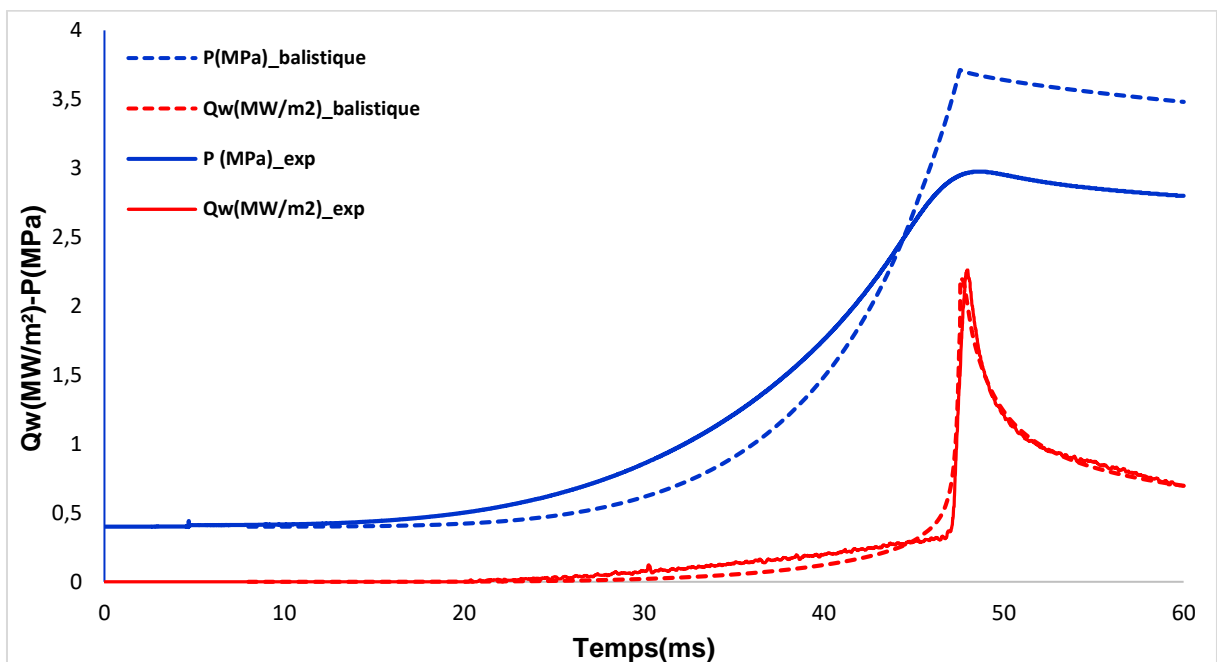


Figure 4.10 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,4$ MPa, $\varnothing = 82$ mm

D'après ces deux figures et comme discuté précédemment, l'allure et l'amplitude du flux de chaleur pariétal sont bien simulées dans l'ensemble pour les deux chambres considérées. Toutefois, la pression maximale simulée est surestimée par rapport aux valeurs expérimentales. Ceci est expliqué, d'une part, par les effets de l'expansion thermique dans les gaz frais et d'autre part, par l'importance des pertes thermiques en proportion dans la chambre en inox ($\varnothing = 82$ mm)

qui est 8 fois moins volumineuse que la chambre en dural ($\varnothing = 160 \text{ mm}$). En effet, bien que la conductivité thermique de la paroi en dural ($\lambda_{dural,23^\circ\text{C}} = 147 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) est plus importante que celle de la paroi en inox ($\lambda_{inox,20^\circ\text{C}} = 26 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$), le flux thermique pariétal dans la chambre en inox est plus grand (en proportion) par rapport à celui dans la chambre en dural. Ceci est expliqué par le fait que les pertes thermiques pariétales font intervenir le coefficient de convection établi en régime balistique et qui ne dépend que de la température de la paroi. De plus, étant donné que le coefficient convectif a le même ordre de grandeur (de l'ordre de $10^6 \text{ W}/\text{m}^2\cdot\text{K}$) en s'approchant de la paroi (pour les deux parois étudiées), le nombre de Nusselt dans le cas de la chambre en dural est inférieur à celui dans la chambre en inox ($Nu_{dural} \cong \frac{2}{5} Nu_{inox}$).

En conclusion, pour le mélange méthane/air, les simulations reproduisent d'une manière satisfaisante le flux thermique pariétal dans les deux chambres de combustion considérées pour des conditions de pression et de richesse différentes. Néanmoins, la simulation de la pression reste un axe d'amélioration du fait de la présence de l'écart entre la pression maximale simulée et celle expérimentale. Concernant la distance de coincement, une étude comparative entre les simulations et les expériences sera par la suite présentée.

4.5 Simulation de la distance de coincement

Comme nous avons déjà vu précédemment, le code de calcul simule bien la combustion dans différentes conditions opératoires à savoir la pression, la richesse et les chambres de combustion. Il reste à évaluer la distance de coincement et comparer les valeurs obtenues numériquement aux valeurs expérimentales et à celles obtenues par d'autres corrélations comme celle de Westbrook et *al.* [41].

4.5.1 Simulation de la distance de coincement : effet de la pression

Pour les différentes pressions de coincement simulées, nous traçons l'évolution de la distance de coincement simulée pour le mélange stœchiométrique méthane-air dans la chambre de combustion en dural (cf. figure 4.11).

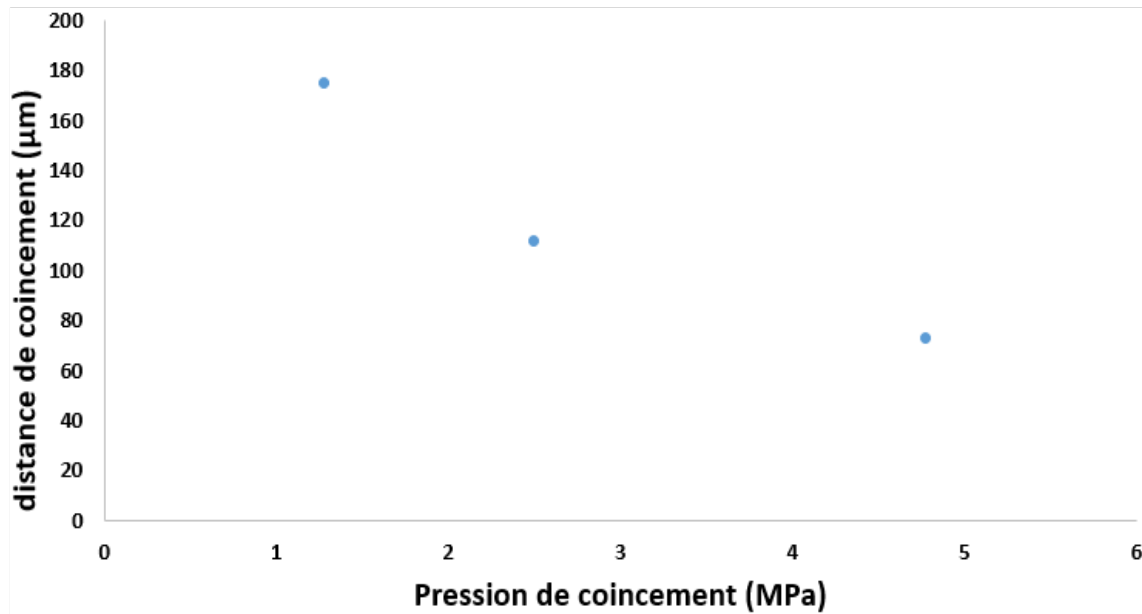


Figure 4.11 : Distance de coincement - CH_4 -air, $\Phi=1$, $\varnothing = 160 \text{ mm}$

Les simulations montrent qu'au fur et à mesure que la pression de coincement augmente, la distance de coincement tend à diminuer. En effet, aux hautes pressions, la flamme a tendance à se rapprocher plus de la paroi avant son extinction étant donné que la puissance de flamme est plus élevée. La distance de coincement simulée à la plus haute pression de coincement $P_q = 7,25 \text{ MPa}$ augmente et dépasse celle simulée à une pression inférieure ($P_q = 4,77 \text{ MPa}$). Cet artefact peut être dû à des problèmes numériques. D'une manière générale, les valeurs obtenues sont cohérentes et de même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales ($< 100 \mu\text{m}$) [78]. Néanmoins, aux basses pressions, la distance de coincement est assez épaisse ($> 100 \mu\text{m}$). Ceci est dû à des contraintes numériques qui limitent la durée de l'interaction flamme-paroi en vue du faible pas de temps numérique obtenu. Ce problème apparaît, également, pour $P_0 = 0,6 \text{ MPa}$ (même si la distance de coincement reste inférieure à $100 \mu\text{m}$) : en s'approchant de la paroi, le pas de temps simulé devient trop petit et peut causer ainsi la divergence du code de calcul.

4.5.2 Simulation de la distance de coincement : effet de la richesse

Comme pour la pression, nous évaluons la distance de coincement dans la chambre en dural pour le mélange méthane-air maintenu à une pression initiale $P_0 = 0,4 \text{ MPa}$. Les résultats présentés dans le tableau 4.4 montrent que lorsque la richesse passe de 0,7 à 1, le flux thermique maximal est divisé par une valeur proche de 3, tandis que la distance de coincement ne l'est pas. Ceci permet de confirmer que la relation entre flux thermique et distance de coincement est non linéaire.

Tableau 4.4 : Distance de coincement et flux thermique - CH₄-air, $\Phi=1$ et $\Phi=0,7$, $\varnothing = 160$ mm

Φ (richesse)	1	0,7
Distance de coincement (μm)	73	132
Pression de coincement (MPa)	7,25	3,96
$Flux_{max-sim}$ (MW/m ²)	2,45	1,01
$Flux_{max-sim}$ d'après Boust [23] (MW/m ²)	1,45	0,73
$Flux_{max-exp}$ (MW/m ²)	2,52	0,67

4.5.3 Suivi temporel de la distance flamme-paroi

Pour suivre temporellement le déroulement du coincement de flamme, nous traçons l'évolution du flux thermique pariétal ainsi que de la distance flamme-paroi en fonction du temps en s'intéressant, plus particulièrement, à l'instant où se produit le coincement. Les résultats présentés dans la figure 4.12 montrent qu'au fur et à mesure que la flamme se propage, la distance flamme-paroi, δ , décroît jusqu'à atteindre la distance de coincement. Les mesures (cf. figure 4.13) ainsi que les simulations (cf. figure 4.12), présentant des courbes de même allure, montrent qu'après l'instant où se déclenche le coincement le flux thermique pariétal continue à augmenter jusqu'à atteindre sa valeur maximale.

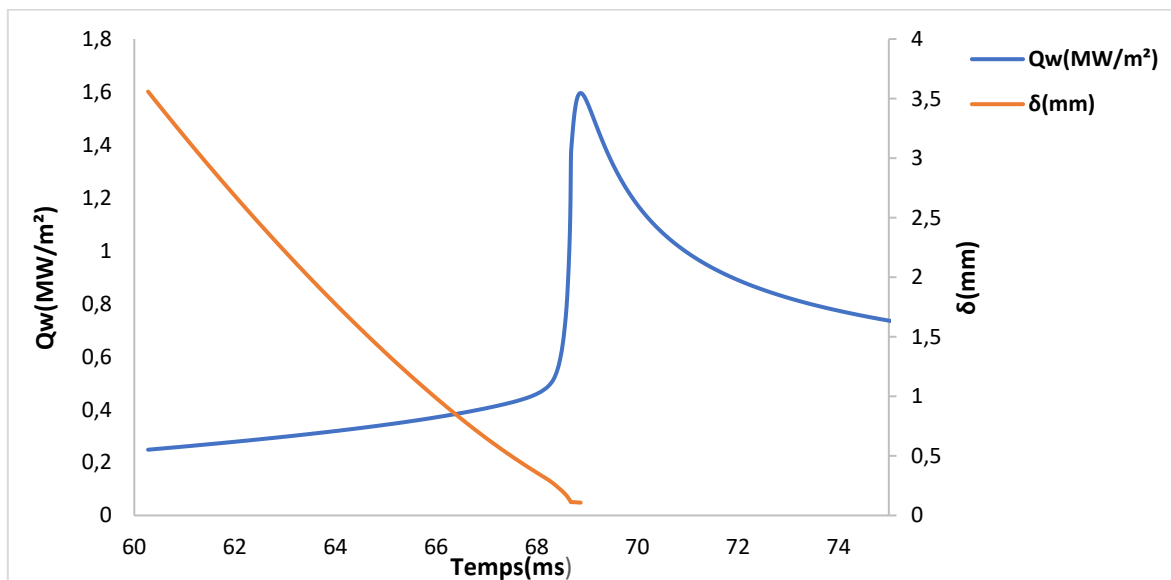


Figure 4.12 : Simulations de flux thermique pariétal et de distance flamme-paroi- CH₄-air, $\Phi=1$, $P_0=0,2$ MPa, $\varnothing = 160$ mm

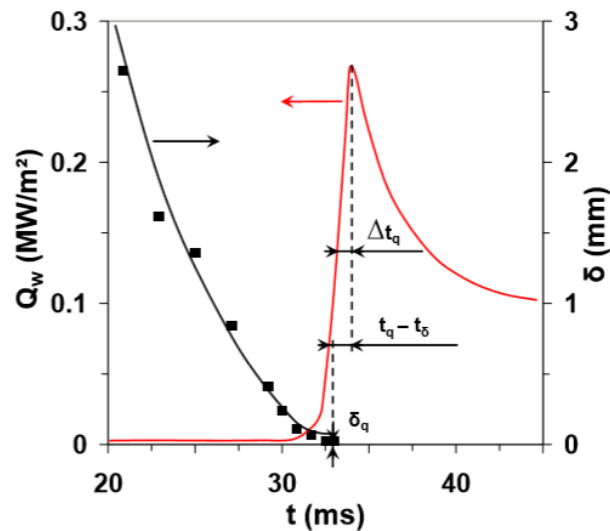


Figure 4.13 : Mesure simultanée de flux pariétal et de distance flamme paroi en fonction du temps au cours du coincement frontal sur un obstacle (chambre non sphérique) - CH₄-air, $\Phi=0,7$, $P_0=0,2$ MPa d'après Boust et al. [78]

Pour une meilleure analyse, nous reportons, dans le tableau 4.5, les résultats de simulation du mélange stœchiométrique méthane-air dans la chambre en dural à différentes pressions initiales en distinguant l'instant du pic de flux thermique, noté t_q , l'instant de coincement, noté t_δ , et le temps caractéristique de l'interaction flamme paroi (cf. figure 4.13), noté Δt_q est défini comme suit :

$$\Delta t_q = \frac{\delta_l}{S_l} \quad \text{Eq.4.1}$$

avec δ_l et S_l représentent, respectivement, l'épaisseur de la flamme laminaire et sa vitesse de propagation. Dans d'autres études, Vosen et al. [34] l'ont défini comme étant le temps mis par le flux pour doubler sa valeur jusqu'à atteindre son maximum (cf. Figure 4.13)

Les résultats montrent que la flamme s'éteint à un instant t_δ antérieur à l'instant du pic de flux t_q . Ce déphasage est dû à la diffusion thermique de chaleur dans la couche de gaz frais.

Pour les basses pressions, le retard $[t_q - t_\delta]$ est du même ordre de grandeur que Δt_q . Ces valeurs sont en accord avec les mesures de Vosen et al., [34] qui estiment Δt_q à 0,2 ms pour un mélange stœchiométrique à des pressions initiales de 0,05 MPa à 0,25 MPa.

Tableau 4.5 : Temps caractéristiques - CH₄-air, Φ=1, Ø = 160 mm

<i>P₀</i> (MPa)	0,1	0,2	0,4	0,6
<i>t_q</i> (ms)	56,58	68,87	88,11	96,83
<i>t_δ</i> (ms)	56,3	68,6	87,96	96,25
<i>t_q - t_δ</i> (ms)	0,28	0,27	0,15	0,58
<i>Δt_q</i> (ms)	0,33	0,26	0,21	0,81

4.5.4 Distance de coincement : Comparaison corrélations-expériences-simulations

Pour évaluer la validité des modèles de distance de coincement en régime laminaire, nous comparons les valeurs simulées aux valeurs mesurées obtenues avec les mélanges stœchiométriques méthane-air à différentes pressions initiales.

Dans nos simulations, la distance de coincement est déduite à partir du modèle d'interaction flamme-paroi établi par Boust [49] et basé sur un bilan d'énergie à étirement nul. La phase de combustion s'arrête quand :

$$(1/\varphi) < (P_e + 1) \quad \text{Eq.4.2}$$

avec φ et P_e représentent le flux thermique adimensionné et le nombre de Peclet, respectivement. Pour ce modèle, deux formules basées sur le nombre de Peclet ont été définies. La première, utilisée par Boust [20], est basée sur la température des gaz brûlés étant donné que la diffusion de la chaleur dans les gaz frais n'a pas été prise en compte. Elle est notée *Critère_PeGB* et correspond à un nombre de Peclet (P_eGB) calculé en fonction de la température des gaz brûlés. La seconde, utilisée dans nos simulations, est notée *Critère_PeGF* et correspond à un nombre de Peclet (P_eGF) calculé en fonction de la température des gaz frais en proche paroi. Les résultats de simulations sont présentés dans le tableau 4.6.

Tableau 4.6 : Comparaison calcul-mesure- CH₄-air, Φ=1, Ø = 160 mm

<i>P₀</i> (MPa)	0,1	0,2	0,4	0,6
<i>Distance_coincement</i> (μm)	175	112	73	93
<i>Critère_PeGF</i>	-4,6	-4,6	-4,3	-5,01
<i>PeGF</i>	9,87	9,88	9,94	15,02
<i>Critère_PeGB</i>	-4,3	-4,4	-4,04	-4,08
<i>PeGB</i>	6,78	6,62	6,61	9,1

Les résultats de simulations montrent que la phase de combustion converge selon les deux critères basés sur le nombre de Peclet (*Critère_PeGF* et *Critère_PeGB*) étant donné que les valeurs sont proches et négatives. Concernant les nombres de Peclet associés, ils sont de l'ordre de 6 pour ceux basés sur la température des gaz brûlés et de l'ordre de 9 pour ceux basés sur la température des gaz frais. Cependant, les nombres de Peclet simulés pour $P_0 = 6$ bar s'éloignent des autres valeurs qui restent proches des valeurs expérimentales qui sont de 3–4 en coïncement frontal d'après Von Karman & Millan [37]) : les valeurs de Peclet simulées sont issues de températures de gaz frais très élevées car on est en fin de compression des gaz frais par la propagation de flamme. Les nombres de Peclet mis en évidence ici sont donc différents des valeurs ordinaires mesurées avec une température de gaz frais proche de l'ambiante.

Pour ce mélange, Boust [20] a comparé les résultats obtenus par corrélations (cf. Eq. 4.2) aux données expérimentales mesurées par visualisation directe de chimiluminescence et aux résultats de simulation numérique 1D faisant appel au critère de coïncement de Westbrook et *al.* [41] défini pour un étirement nul ($\kappa < 20\text{s}^{-1}$). Les résultats présentés dans la figure 4.14 montrent que les valeurs de δ_q d'origines diverses sont en bon accord ce qui permettait de valider les hypothèses retenues pour la corrélation et pour la simulation. Néanmoins, ces valeurs ne convergent pas à des pressions supérieures à 2-3 MPa. En effet, le critère de Westbrook et *al.* [41] est valable pour une flamme non étirée alors que l'étirement a été pris en compte dans les simulations surtout au début de l'interaction flamme-paroi car il tend vers zéro quand la flamme approche la paroi. Par ailleurs, la corrélation est basée sur l'hypothèse d'étirement nul alors que le flux thermique est mesuré dans le cas de flamme plissée à haute pression. Cette divergence représente une contrainte à l'utilisation de la corrélation proposée dans le cas de forts étirements.

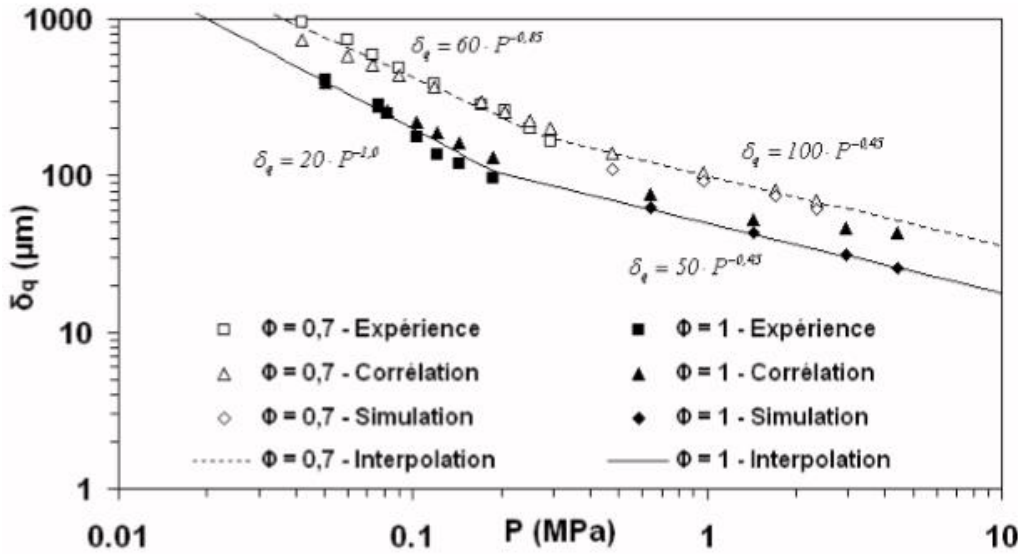


Figure 4.14 : Distance de coïncidence : comparaison calcul-mesure-modèle - CH₄-air d'après Boust [20]

Dans notre étude, nous nous limitons à des pressions qui restent dans le domaine de validité des résultats de la corrélation et de la simulation. Ainsi, nous procédons à la comparaison de nos résultats aux résultats issus d'une interpolation des données présentées ci-haut (cf. figure 4.14). A ce propos, Boust [20] a proposé une courbe d'interpolation susceptible d'être utilisée pour estimer δ_q en fonction de la pression. Elle est exprimée dans deux intervalles de pressions selon :

$$\begin{cases} \delta_q = 20 \cdot P^{-1,0}, P < 0,3 \text{ MPa} \\ \delta_q = 50 \cdot P^{-0,45}, P > 0,3 \text{ MPa} \end{cases} \quad \text{Eq. 4.3}$$

avec δ_q en μm et P en MPa.

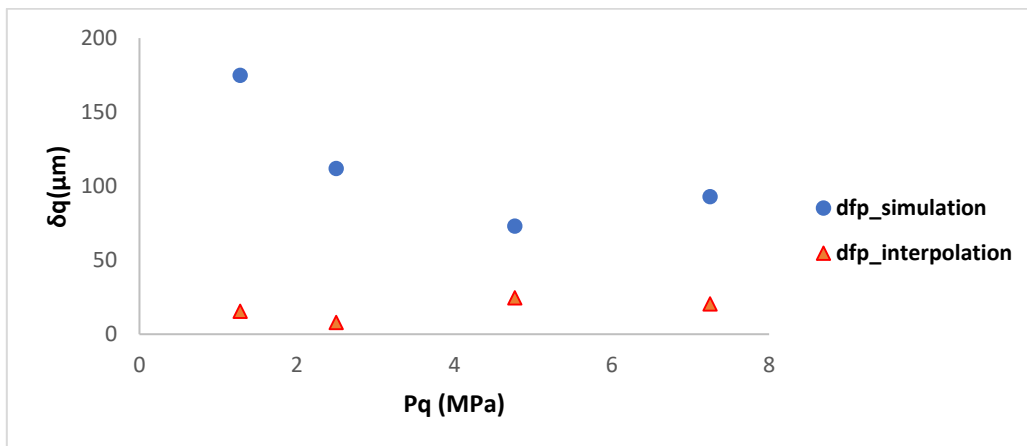


Figure 4. 15 : Comparaison calcul-interpolation sur la valeur de la distance de coïncidence - CH₄-air, $\Phi=1$, $\Phi = 160 \text{ mm}$

La figure 4.15 présente l'évolution de la distance qui sépare la flamme de la paroi (dfp) en fonction de la pression au moment du coincement (P_q) dans le cas de la simulation et de l'interpolation. L'écart relatif maximal est de 47% pour $P_0=0,6$ MPa. Ceci peut être expliqué par la surestimation de la distance de coincement simulée (93 μm) à cause des problèmes numériques.

Bien que les résultats issus de la corrélation et de la simulation soient en accord avec la littérature en termes de tendance, chacune d'elle présente certains inconvénients. En effet, le modèle de Westbrook fait appel à des mesures non précises de la vitesse de flamme et de la distance de coincement qui génèrent une incertitude de 10% sur la pression ; de plus, le modèle issu de la corrélation évalue la distance de coincement que dans les cas de faibles étirements.

Dans le même contexte, une alternative pour calculer la distance de coincement est proposée. Il s'agit de suivre l'évolution temporelle de la valeur du flux thermique pariétal adimensionné φ défini au chapitre 1 et du rapport entre le flux de chaleur cédé par la flamme aux gaz frais, noté Q_{uGF} , et la puissance de flamme, notée Q_l , (cf. figure 4.16 et figure 4.17).

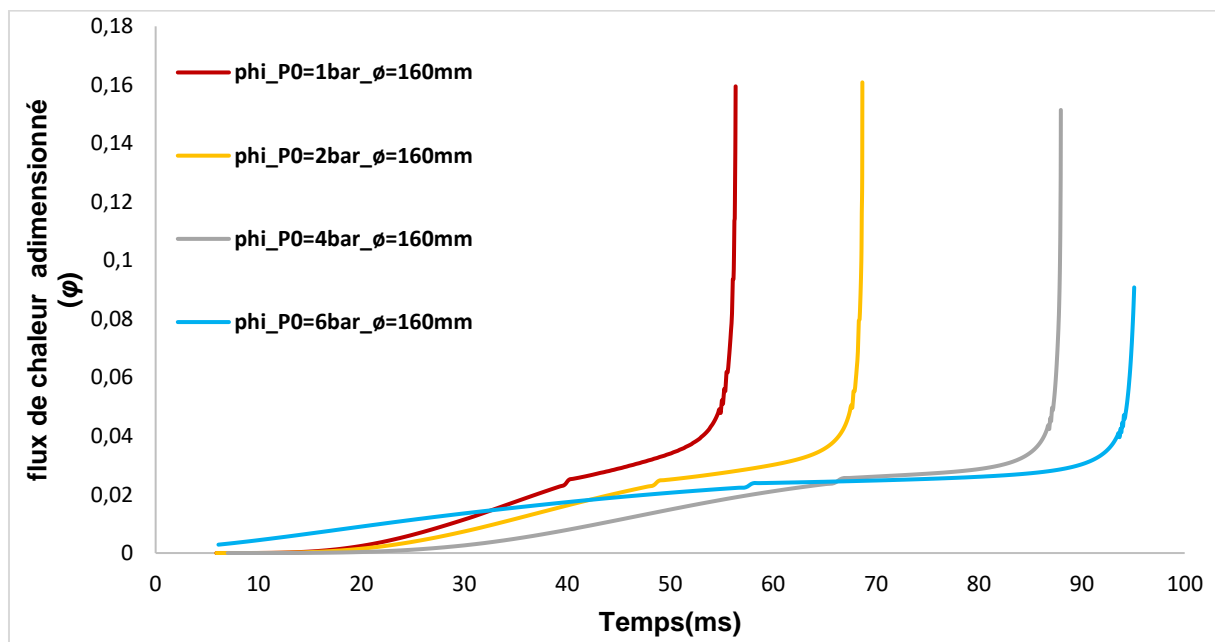


Figure 4.16 : Suivi temporel du flux adimensionné - CH_4 -air, $\Phi=1$, $\varnothing = 160$ mm

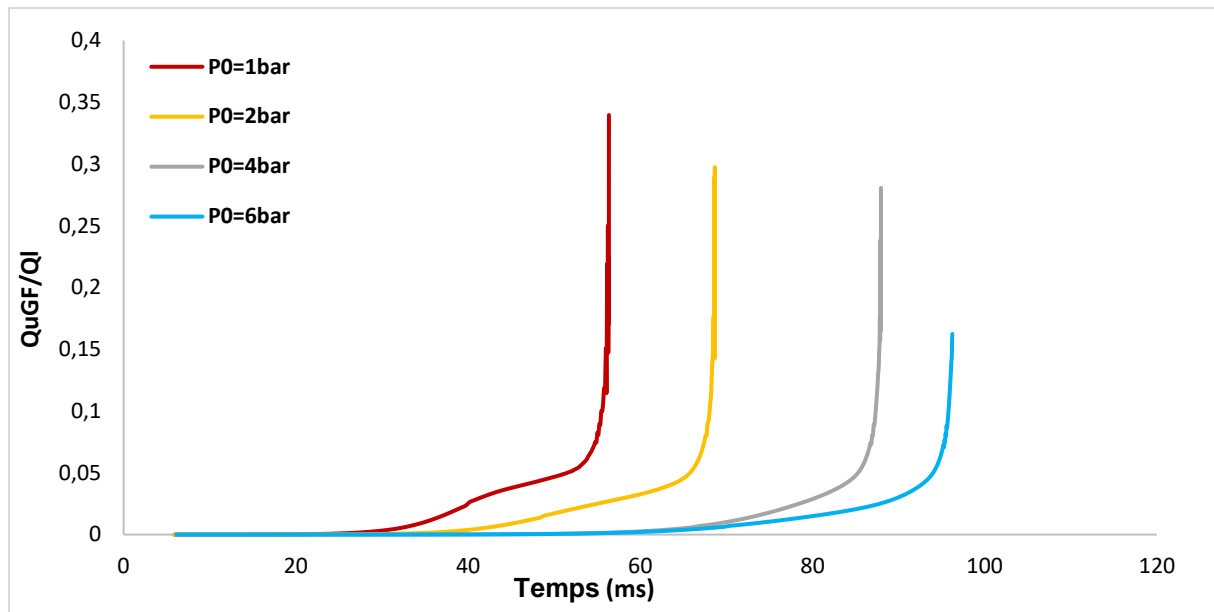


Figure 4.17 : Simulations flux thermique adimensionné- CH_4 -air, $\Phi=1$, $\varnothing = 160$ mm

Les résultats montrent qu'au fur et à mesure que la flamme s'approche de la paroi, le flux thermique pariétal adimensionné φ ainsi que le rapport entre le flux thermique cédé aux gaz frais et la puissance de flamme (Q_{uGF}/Q_I) augmentent. Pour le mélange stœchiométrique méthane-air dans la chambre en dural, les valeurs calculées de φ au moment du coincement sont aux alentours de 16% pour les faibles pressions. Ces valeurs sont proches des valeurs de la littérature qui montrent que, dans les moteurs classiques, les pertes thermiques représentent environ 25% de l'énergie chimique de combustion. Cependant, cette valeur est plus faible pour $P_0 = 0,6$ MPa. Ceci est dû au fait que l'instant où se produit le coincement est mal calculé en raison des problèmes numériques qui empêchent l'avancée des calculs pendant la phase de combustion. Une discrétisation spatio-temporelle plus fine est donc nécessaire afin de prolonger la phase de combustion et d'améliorer donc les résultats.

Concernant le rapport entre le flux de chaleur cédé aux gaz frais et la puissance de flamme, son évolution temporelle augmente au fur et à mesure que la flamme avance vers la paroi. Les valeurs enregistrées sont aux alentours de 25-30% pour les basses pressions. Cependant, une valeur plus faible de 16% est enregistrée pour $P_0 = 0,6$ MPa.

Ce critère de coincement permet de conclure que lors du coincement, on obtient bien une égalité entre le flux thermique pariétal et le flux cédé aux gaz frais. En effet, les rapports Q_{uGF}/Q_I et Q_w/Q_I au moment du coincement sont proches et égales à 0,16.

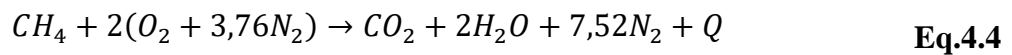
En conclusion, pour le mélange méthane/air, le flux thermique pariétal est bien simulé pour différentes conditions opératoires. Cependant, la simulation de la pression ainsi que de la distance de coincement nécessitent la prise en compte de plusieurs améliorations dans la modélisation afin de se rapprocher sur les plans qualitatifs et quantitatifs des mesures expérimentales. Pour enrichir l'étude paramétrique, nous allons présenter l'effet du carburant sur les simulations du flux thermique pariétal et de la pression.

4.6 Effet du carburant : comparaison entre simulations et expériences

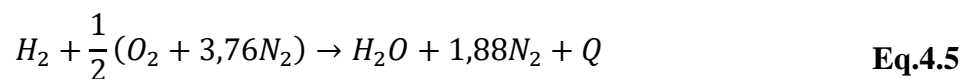
Dans le même contexte de validation du code de calcul dans différentes conditions opératoires, nous allons simuler l'effet du carburant. A ce propos, nous comparons les résultats simulés aux résultats expérimentaux pour un mélange stœchiométrique méthane-air (cf. figure 4.18) et hydrogène-air (cf. figure 4.19) maintenus à une pression initiale de 0,6 MPa dans la chambre en dural.

Les réactions globales pour la combustion stœchiométrique des combustibles étudiés dans l'air sont décrites comme suit :

- Pour le méthane (CH_4) :



- Pour l'hydrogène (H_2) :



avec Q est la quantité de chaleur dégagée.

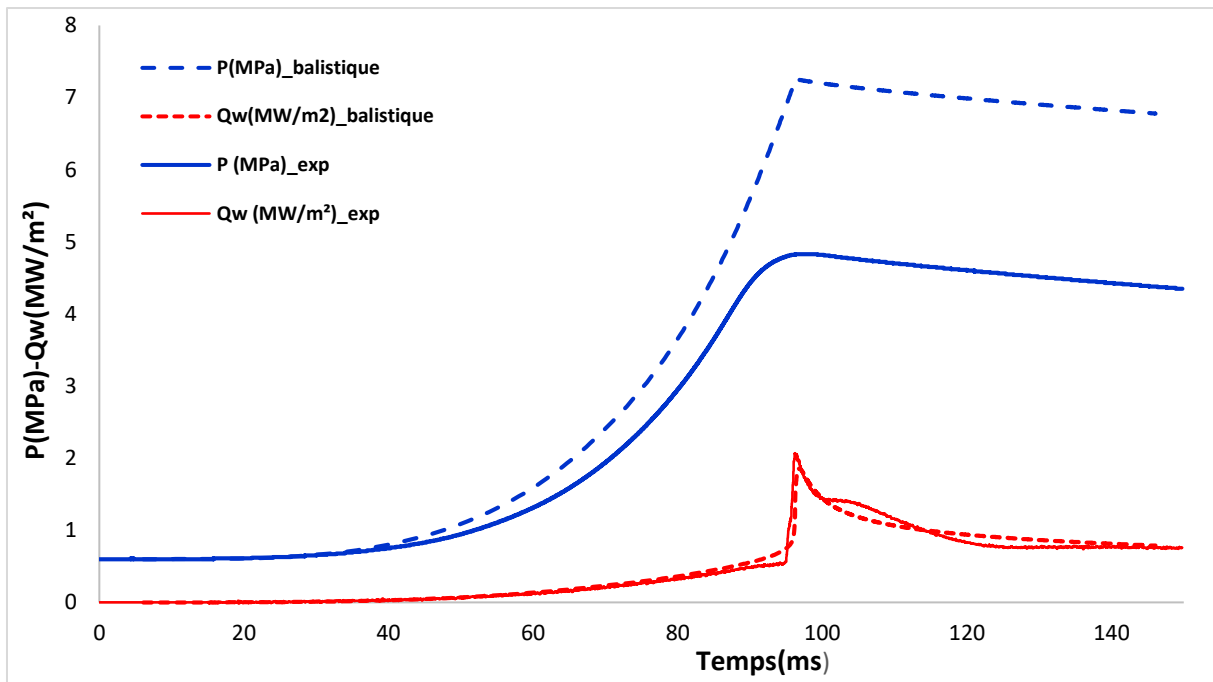


Figure 4.18 : Pression et flux thermique pariétal - CH₄-air, $\Phi=1$, $P_0=0,6$ MPa, $\varnothing = 160$ mm

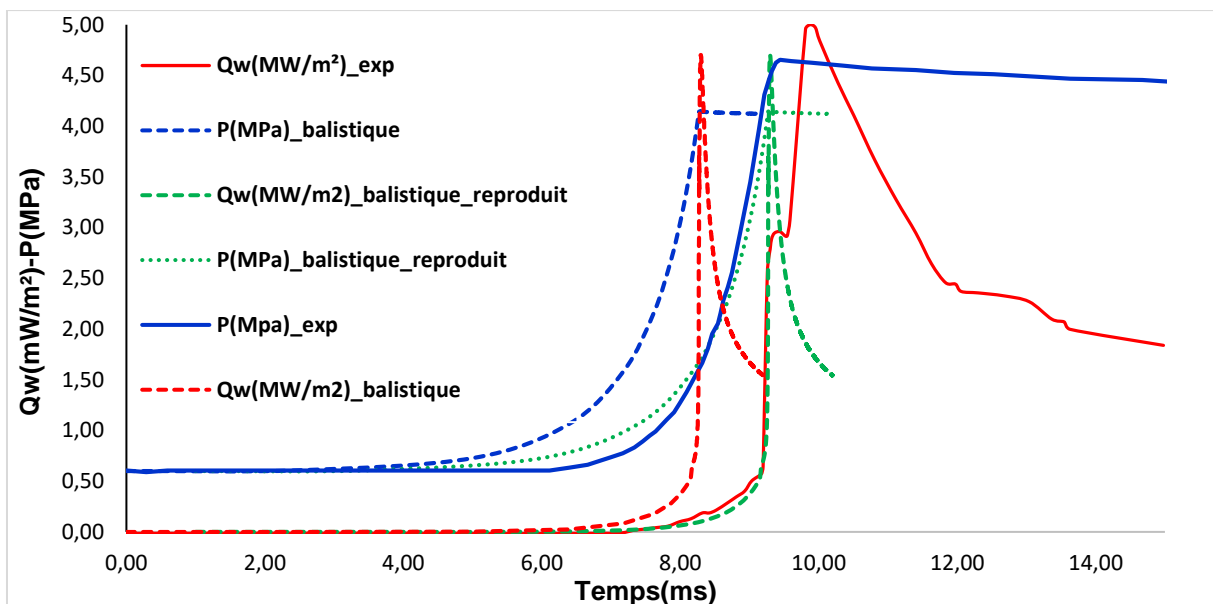


Figure 4.19 : Pression et flux thermique pariétal – H₂-air, $\Phi=1$, $P_0=0,6$ MPa, $\varnothing = 160$ mm

Pour simuler le mélange hydrogène-air, certains paramètres dans le code ont été modifiés. Il s'agit de redéfinir la vitesse de flamme établie par Metghalchi & Keck [12] ainsi que les coefficients donnés par Maroteaux [67] (cf. tableau 3.1). La longueur de Markstein $\ell = -0,059$ mm d'après Verhelst et al. [68]. Les courbes de flux et de la pression ont été retracées (courbes en vert) de manière à avoir les pics simulés qui coïncident avec les pics expérimentaux, malgré le double pic de flux expérimental.

En comparant les résultats des figures 4.18 et 4.19, nous remarquons que les simulations reproduisent bien la forme, l'amplitude et l'énergie du pic de flux pour le mélange méthane-air. Cependant, il existe une disparité entre les simulations et l'expérience pour le mélange hydrogène-air. En effet, bien que l'allure du pic de flux soit bien reproduite, l'énergie thermique ainsi que le moment de coincement ne le sont pas. Pour ce mélange maintenu à haute pression initiale, la vitesse de propagation de la flamme est relativement rapide par rapport à la combustion du mélange méthane-air où le temps de combustion est multiplié par un facteur 10. Ces conditions favorisent le plissement du front de flamme comme le montre Verhelst et *al.* [68] et se traduit par l'apparition de deux pics de flux sur la courbe expérimentale où deux fronts de flamme ont interagi successivement avec le fluxmètre. Ce phénomène, n'apparaît pas dans la courbe de flux simulé car il reste un phénomène complexe à modéliser vu son inhomogénéité. Quant à l'étirement de flamme, il a été pris en compte dans le calcul de la vitesse de flamme dès les premières itérations de calcul (cf. figure 4.20) où S_u représente la vitesse de flamme non étirée et S_s la vitesse de flamme étirée.

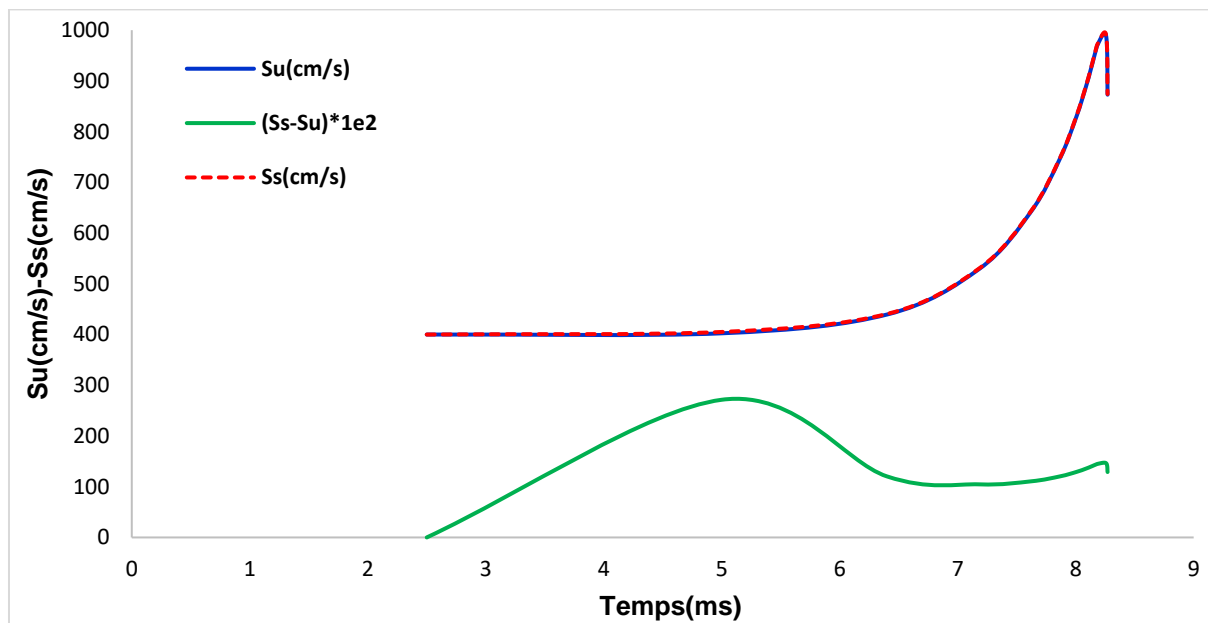


Figure 4.20 : Profil temporel de la vitesse de flamme – H2-air, $\Phi=1$, $P_0=0,6$ MPa, $\varnothing = 160$ mm

En conclusion, nous pouvons déduire que le modèle utilisé est adéquat à la simulation de combustion lente ou rapide pour différents types de mélanges. Néanmoins, pour le cas de l'hydrogène, une modélisation plus approfondie nécessite d'être mise en place afin de prendre en compte la physique complexe de la propagation de la flamme dans une chambre de combustion à volume constant couplée aux phénomènes thermochimiques et aérodynamiques.

4.7 Effet du nombre de tranches de gaz frais

Pour parachever l'étude paramétrique qui a fait appel à plusieurs paramètres physiques, nous étudions maintenant l'effet d'un paramètre numérique qui est le nombre de tranches de gaz frais sur les simulations numériques voire sur la diffusion de chaleur dans les gaz brûlés et dans les gaz frais. A ce propos, nous considérons le cas du mélange stœchiométrique méthane-air de pression initiale 0,6 MPa dans la chambre en dural Ø160. Les nombres de tranches de gaz frais étudiées sont 7 tranches et 3 tranches (cf. figure 4.21). N_1 représente le nombre de tranches de gaz frais.

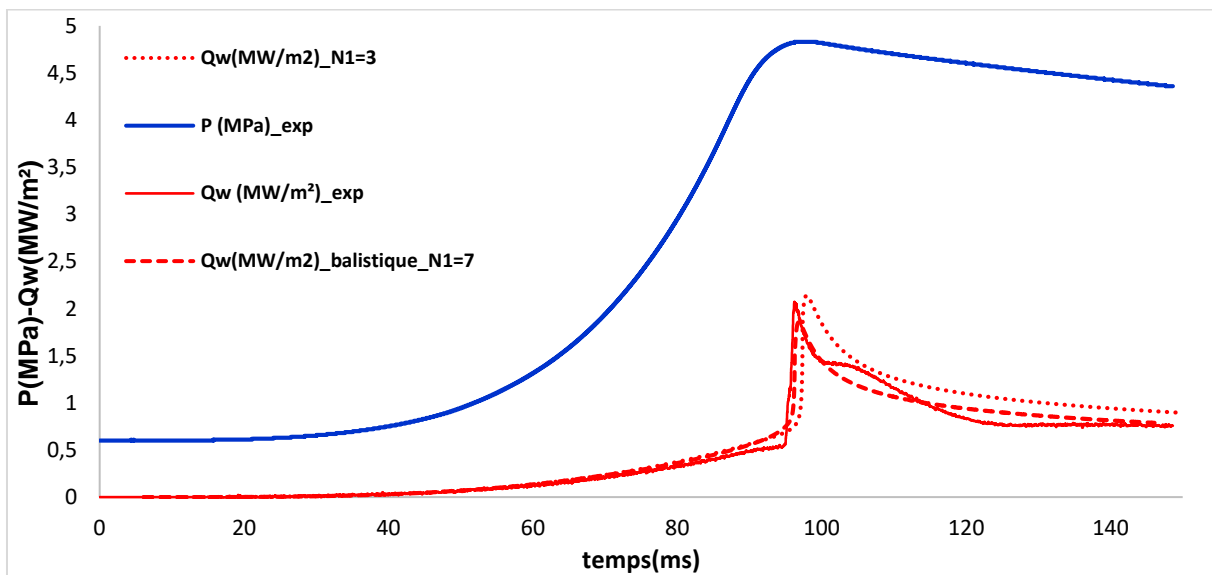


Figure 4.21 : Pression et flux thermique pariétal - CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,6$ MPa, $\varnothing = 160$ mm

D'après cette figure, nous remarquons que l'allure ainsi que l'amplitude du flux de chaleur pariétal sont bien simulées pour les deux cas étudiés. Néanmoins, les résultats de l'étude quantitative représentés dans le tableau 4.7 pour un temps de simulation de 146 ms montrent que pour $N_1=7$, les simulations reproduisent fidèlement les données expérimentales du flux thermique pariétal car l'erreur relative à l'énergie est de 3,13% alors qu'elle est de 12,2% pour $N_1=3$. Cette amélioration du flux simulé est due probablement à une meilleure résolution numérique en ayant une discrétisation spatiale plus raffinée dans le cas où $N_1=7$.

Tableau 4.7 : Comparaison calcul-mesure- CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,6$ MPa, $\Phi = 160$ mm

N_1	3	7
$Flux_{max-sim}$ (MW/m ²)	2,13	1,85
$Flux_{max-exp}$ (MW/m ²)	2,07	2,07
Instant du pic de flux _balistique (ms)	97,9	96,8
Instant du pic de flux _exp (ms)	96,2	96,2
Distance de coincement _ sim (μ m)	88	93
$P_{max-sim}$ (MPa)	8,56	7,24
$P_{max-exp}$ (MPa)	4,82	4,82
$ P_{max-exp}-P_{max-sim} / P_{max-exp}$ (%)	77,5	50,2
E_{exp} (kJ/m ²)	63,6	63,6
$E_{sim_balistique}$ (kJ/m ²)	73,7	65,66
$ E_{exp} - E_{sim} / E_{exp}$ (%)	12,2	3,13

Concernant la simulation de la pression, elle est meilleure dans le cas où $N_1=7$ car l'erreur relative à la pression est de 50,2% alors qu'elle augmente à 77,5% pour $N_1=3$. Ceci s'explique par l'expansion thermique qui est plus accentuée dans le cas où $N_1=3$. En effet, le profil spatio-temporel de la température des gaz, présenté dans la figure 4.22, montre que toutes les températures dans le cas où $N_1=3$ sont supérieures à celles simulées dans le cas où $N_1=7$.

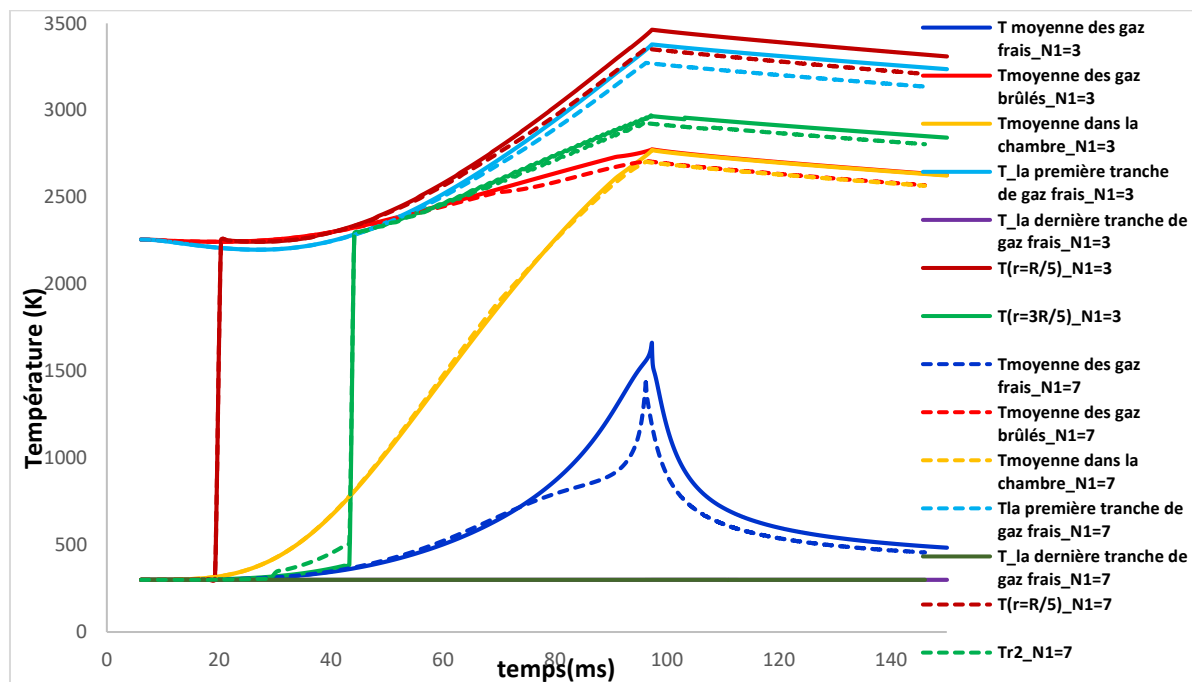


Figure 4.22 : Evolution temporelle de la température des gaz- CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,6$ MPa, $\Phi=160$ mm

Dans cette figure, nous remarquons que, pour $N_1=3$, l'évolution de la température des gaz frais au cours du temps est plus rapide que dans le cas où $N_1=7$ surtout pendant l'interaction flamme-paroi. Ceci s'explique par le fait que plus la discrétisation spatiale est fine plus la diffusion sera meilleure.

Le profil spatial de la température dans les gaz frais a été tracé pour six distances différentes de la paroi ($r_1 = 0,006 \mu\text{m}$, $r_2 = 10 \mu\text{m}$, $r_3 = 30 \mu\text{m}$, $r_4 = 40 \mu\text{m}$, $r_5 = 60 \mu\text{m}$ et $r_6 = 70 \mu\text{m}$) pour deux temps de simulation différents : $t_1 = 96 \text{ ms}$ et $t_2 =$ temps de coincement de chaque cas simulé (cf. figure 4.23). Les résultats montrent que pour $N_1=7$, le profil de température des gaz frais a une tendance d'être plus linéaire que celui simulé pour $N_1=3$.

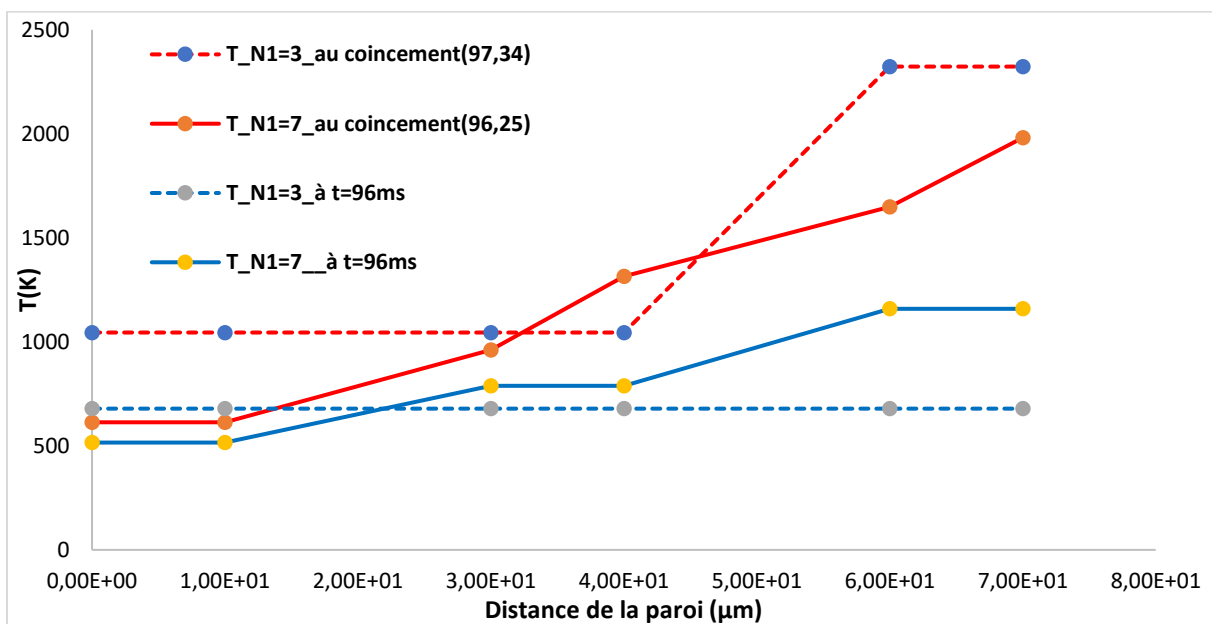


Figure 4.23 : Profil de la température des gaz- CH_4 -air, $\Phi=1$, $P_0=0,6 \text{ MPa}$, $\varnothing=160 \text{ mm}$

En fait, plus le nombre de tranches de gaz frais augmente, plus la diffusion de chaleur vers la paroi est reproduite fidèlement. Néanmoins, l'augmentation du nombre de tranches est limitée à cause des problèmes de convergence numériques qui apparaissent quand les épaisseurs des tranches deviennent trop petites.

4.8 Conclusion

L'interaction flamme-paroi a été caractérisée par un ensemble de paramètres ayant un effet de premier ordre sur le coincement de flamme à savoir la pression, la richesse, le flux thermique pariétal et la distance de coincement. La simulation numérique adoptée a reproduit des valeurs qui sont en accord avec les données expérimentales pour différentes conditions opératoires. Ces valeurs portées sur le flux thermique pariétal et la pression ont permis la

prédiction numérique de la distance de coincement en comparant les valeurs simulées aux valeurs mesurées et/ou corrélées.

Ce code de calcul représente, ainsi, un outil précieux qui, en se basant sur une modélisation monodimensionnelle sphérique, reproduit d'une manière satisfaisante le coincement de flamme à l'issue de la combustion de prémélange. Cependant, des améliorations doivent être apportées afin de tenir compte de certains caractères de combustion omis comme l'aspect non symétrique de la propagation de flamme et/ou des pertes thermiques pariétales à cause de la présence de certains phénomènes parasites comme les forces de pesanteur ou la condensation de la vapeur d'eau issue de la combustion sur les parois de la chambre.

Conclusions & Perspectives

Conclusions & Perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été entrepris afin de caractériser les pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire en régime laminaire. Ils ont consisté à étudier numériquement l'interaction flamme-paroi en caractérisant le phénomène de coincement et les pertes thermiques pariétales dans les chambres de combustion à volume constant. Cette étude a également permis de valider un modèle de pertes thermiques basé sur la théorie cinétique des gaz et utilisable directement par les codes de simulation numérique.

Une synthèse bibliographique a permis de montrer les caractéristiques théoriques et expérimentales de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire. Dans cette étude, des paramètres importants caractérisant l'interaction flamme-paroi ont été mis en évidence. Il s'agit de la distance de coincement et du flux thermique pariétal. Les valeurs usuelles des paramètres de l'interaction flamme-paroi en régime laminaire des prémélanges ont été présentées. Ces paramètres dépendent généralement des conditions opératoires telles que la pression, la température de la paroi, la richesse et le carburant. D'autres grandeurs caractéristiques ont été définies : le nombre de Peclet et le flux adimensionné. Les résultats de la littérature ont montré que les nombres de Peclet sont de l'ordre de 3-4 en situation de coincement frontal contre 6-7 en situation de coincement latéral. Quant au flux de chaleur adimensionné, il est de l'ordre de 0,3-0,4 dans la majorité des travaux. Ces valeurs dépendent généralement de la précision des mesures dans le cas d'une approche expérimentale et de la nature du modèle choisi et des hypothèses adoptées en cas de simulation numérique. La modélisation de la vitesse de combustion, des pertes thermiques aux parois dans les chambres de combustion et du phénomène de coincement a été, aussi, passée en revue. Les pertes thermiques pariétales sont modélisées assez finement dans les chambres de combustion. Il s'agit de modèles empiriques ou semi-empiriques liés aux conditions opératoires bien déterminées et des lois de paroi capables de prédire le flux thermique pariétal à partir d'une description fine des phénomènes aérodynamiques, thermiques et chimiques en proche paroi. Un autre modèle basé sur les échanges thermiques en régime balistique a été adopté dans cette étude. Il s'agit de la principale nouveauté de ce travail. Concernant les modèles de coincement de flamme, ils sont basés sur des approximations afin de prédire la distance de coincement. D'une manière générale, des formulations de vitesses de combustion, des pertes thermiques pariétales et de l'interaction flamme-paroi ont été analysées et implémentées dans un programme de calcul afin de simuler l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire. Ce code de calcul a soigneusement été décrit dans le chapitre 3 où des améliorations lui ont été attribuées permettant de mieux estimer le flux thermique pariétal par rapport aux mesures expérimentales. Il s'agit

Conclusions & Perspectives

principalement de prendre en compte la diffusion thermique instationnaire dans les tranches de gaz frais et d'appliquer un modèle de pertes convectives basé sur la théorie cinétique des gaz et ne faisant intervenir aucun paramètre empirique.

L'étude numérique des interactions flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire a été décrite dans le deuxième chapitre. Néanmoins, pour pouvoir comparer les résultats simulés aux résultats expérimentaux, une présentation du dispositif expérimental adopté a été menée en premier lieu. Il s'agit d'une chambre de combustion sphérique conçue pour reproduire, dans une configuration simplifiée, les conditions d'interaction flamme-paroi dans les moteurs. Elle assure la répétitivité cycle-à-cycle avec une maîtrise des conditions initiales ; elle permet aussi des accès optiques propices aux mesures de flux thermique pariétal (par thermocouple de surface) et à la distance de coïncement (par caméra intensifiée).

Afin de mieux évaluer les pertes thermiques pariétales, il faut distinguer les phases d'interaction flamme-paroi et celles des gaz brûlés-paroi. En effet, dans les moteurs, l'interaction flamme-paroi intervient autour du point mort haut et met en jeu un milieu réactif et une paroi séparés par des gaz frais alors que l'interaction gaz brûlés-paroi intervient dans le reste de la détente en présence de gaz inertes en proche paroi. Expérimentalement, l'interaction flamme-paroi représenterait 25% de la chaleur totale cédée aux parois durant les phases de combustion – détente [20]. Quant au phénomène de coïncement, il dépend de la dynamique de la flamme, des pertes thermiques conductives et de la paroi durant l'interaction flamme-paroi. Cependant, il est piloté par des mécanismes de conduction, d'advection et de turbulence durant l'interaction gaz brûlés-paroi. Sa modélisation est basée sur la formulation développée par Boust et *al.* [49] et basée sur un bilan de flux thermique à travers la couche de gaz frais. Elle relie le nombre de Peclet Pe au flux thermique adimensionné φ .

Suite à cette étude expérimentale, les résultats de l'étude numérique de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi en régime laminaire dans une chambre de combustion sphérique à volume constant ont été présentés. La modélisation a introduit un modèle instationnaire 1D de diffusion thermique basé sur une approche nodale analogue à un circuit électrique (R , C) dans les gaz frais et les gaz brûlés. Les transferts de chaleur conductifs et radiatifs ont été pris en compte durant tout le cycle. Afin d'évaluer les pertes thermiques conductives à la paroi, le coefficient d'échange convectif, basé sur le modèle balistique des pertes thermiques pariétales, a été introduit dans la dernière tranche de gaz frais d'épaisseur égale au libre parcours moyen. Les calculs ont montré que seul le modèle de Rivère [60], qui est semi-empirique, reproduit bien les pertes thermiques pariétales et reste compétitif par

Conclusions & Perspectives

rapport au modèle local de conduction thermique développé en régime raréfié. Il est avéré, aussi, que le modèle instationnaire de la diffusion de chaleur est le plus approprié car il est plus complet et plus réaliste que le modèle « stationnaire » qui reste un modèle simplifié bien qu'il reproduise bien les mesures expérimentales pour les modèles des pertes thermiques présents dans la littérature. Les résultats numériques montrent, aussi, que la distance de coincement influence la forme et l'amplitude du pic de flux au moment de coincement et que l'amplitude du flux thermique durant le refroidissement dépend autant des pertes conductives que radiatives. Finalement, l'association des modèles des pertes thermiques pariétales et du coincement dans le code de calcul semble adaptée au problème posé car le code de calcul prédit bien les mesures expérimentales dans les conditions opératoires adoptées. Cependant, il restait à le valider dans d'autres conditions opératoires. A ce propos, une étude paramétrique a été menée dans le dernier chapitre afin de comparer les résultats simulés aux résultats expérimentaux dans différentes conditions de pression initiales (0,1 MPa-0,6 MPa), de richesse (0,7-1), de carburant (méthane-hydrogène) et dans les deux chambres de combustion utilisées dans l'expérience (inox-dural). La simulation numérique adoptée a reproduit des valeurs qui sont en accord avec les données expérimentales pour différentes conditions opératoires. Ces valeurs concernant le flux thermique pariétal et la pression ont permis la prédiction numérique de la distance de coincement en comparant les valeurs simulées aux valeurs mesurées et/ou corrélées.

Cet outil de calcul est un outil précieux car il permet de valider les modèles des pertes thermiques pariétales et de coincement de flamme adoptées en se basant sur une modélisation monodimensionnelle sphérique. Il assure, aussi, le fait que le coincement de flamme est piloté par les pertes thermiques conductives et prend en compte la diffusion de chaleur dans la zone de préchauffage et dans le reste des gaz frais. Cependant, les pertes thermiques sont évaluées sur la base d'une approche purement diffusive en l'absence d'écoulement à la paroi ; de même la distance de coincement est prédite seulement en régime laminaire et à de faibles étirements.

Ceci permet d'ouvrir des perspectives pour des études dans le futur. En effet, des améliorations devront, alors, être apportées afin de tenir compte de certains caractères de combustion omis. Il s'agit, par exemple, de l'aspect non symétrique de la propagation de flamme et/ou des pertes thermiques pariétales à cause de la présence de certains phénomènes parasites comme les forces de pesanteur ou la condensation de la vapeur d'eau issue de la combustion sur les parois de la chambre. En outre, il sera envisageable de tenir compte de l'effet

Conclusions & Perspectives

de l'étirement de flamme en proche paroi et des effets de la diffusion massique qui joue un rôle important entre les gaz brûlés et les gaz frais surtout après le coincement.

Finalement, la prédiction des pertes thermiques conductives par le modèle balistique a amélioré nettement les résultats en régime laminaire. Cependant, en régime turbulent, des améliorations devront être apportées afin de tenir compte de l'épaississement de la couche-limite thermique par les phénomènes de transport, i.e. l'advection et la turbulence. Un travail est donc envisageable afin de quantifier l'effet de l'intensité de turbulence tout en se confrontant aux défis numériques majeurs liés aux petites échelles caractéristiques de temps et d'espace qui caractérisent les phénomènes mis en jeu.

Annexes

Annexe 1

Modèle de Rivère [60]

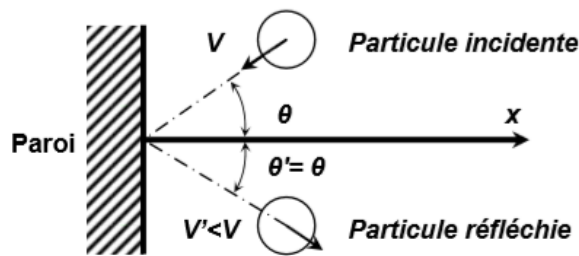
Le modèle synthétisé dans cette annexe est le fruit du travail de J.P. Rivère et a été utilisé par Boust [20] afin de simuler l'interaction flamme-paroi dans une chambre de combustion sphérique à volume constant.

Principe

Dans cette étude, la modélisation du flux thermique pariétal fait appel à des notions de la théorie cinétique des gaz. Le flux de chaleur apparaît comme le résultat statistique du rebond des molécules de gaz sur la paroi. Pendant le choc, chaque molécule de gaz cède une partie de son énergie cinétique ΔE_c à la paroi :

$$\Delta E_c = E_c - E'_c = \frac{1}{2} m_g \cos(\theta) (V^2 - V'^2)$$

avec m_g la masse d'une molécule, θ son incidence, V et V' la vitesse incidente et réfléchie.



La fraction d'énergie cinétique K cédée par une molécule de gaz à la paroi est calculée en modélisant la paroi comme une chaîne linéaire d'atomes vibrant uniquement par translation selon x dans le cas des systèmes harmoniques ou anharmoniques. Les résultats du calcul montrent que le coefficient de transfert K obtenu est de l'ordre de 2%. Il dépend de la température des gaz T_g , qui détermine l'épaisseur de couche-limite thermique :

$$k = \frac{E_c - E'_c}{E_c} = \frac{V^2 - V'^2}{V^2} = \eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_g}} - \frac{\lambda}{T_g}$$

avec η , κ et λ des constantes empiriques d'intégration.

Les gaz sont supposés à l'équilibre thermodynamique local et animés d'une vitesse moyenne U_0 selon x . La distribution de Maxwell Boltzmann permet de calculer la densité volumique dn_g des particules dont la vitesse d'agitation thermique se trouve dans $[V ; V+dV]$:

$$dn_g = n_g \cdot \left(\frac{a_g}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot 4\pi \cdot V^2 \cdot e^{-a_g(V-U_0)^2} \cdot dV$$

avec $a_g = \frac{M_g}{2RT_g}$, R la constante des gaz parfait et M_g la masse molaire de la particule de gaz.

Le nombre dN_g de particules de vitesse V impactant une surface dS durant dt est :

$$dN_g = \frac{1}{2} \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot V \cdot dt \cdot dn_g \cdot dS \cdot d\theta$$

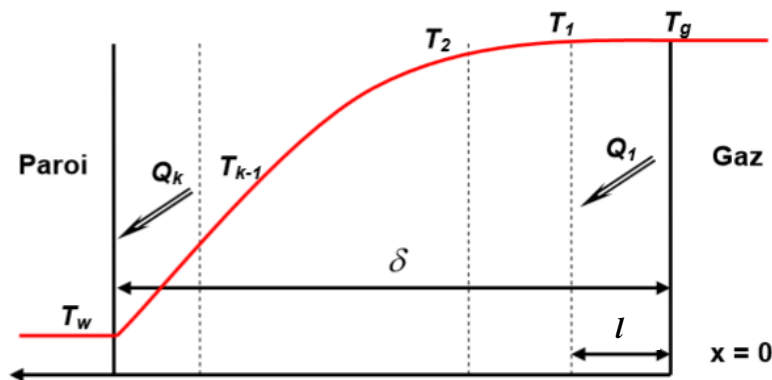
Le flux thermique élémentaire échangé est donc :

$$dQ = \rho_g \cdot \sin\theta \cdot (\cos\theta)^3 \cdot \left(\frac{a_g}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \pi \cdot k \cdot V^5 \cdot e^{-a_g(V-U_0)^2} \cdot dV \cdot d\theta$$

L'expression intégrale du flux thermique net cédé à la paroi pour $0 < V < \infty$ et $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$ est donné par :

$$Q_{net} = \rho_g \cdot K \cdot \frac{2R}{M_g} \cdot \left[\sqrt{\frac{RT_g}{2\pi M_g}} + \frac{15}{32} U_0 \cdot \left(1 + \frac{\Delta T}{4T_g}\right) \right] \Delta T \quad \text{avec} \quad \Delta T = T_g - T_w$$

Cette expression est obtenue à partir d'une approche microscopique des phénomènes en proche paroi. Cependant elle comporte le gradient de température entre les gaz et la paroi qui est issu d'une approche macroscopique. Pour cela, un modèle plus raffiné est établi en intégrant le flux élémentaire sur l'épaisseur de la couche limite thermique δ . Cette épaisseur est alors discrétisée avec un pas égal au libre parcours moyen l des molécules de gaz :



Pour des faibles valeurs de U_0 en proche paroi, une formulation simplifiée de δ est donnée par :

$$\delta = \frac{4}{3} \cdot \frac{l}{k} \cdot \sqrt{\frac{T_w}{T_g}} \quad \text{avec } l \text{ le libre parcours moyen des particules.}$$

Le profil de température dans la couche limite thermique est approché par un profil linéaire. La formulation complète du flux thermique pariétale est alors donnée par :

$$Q_w = \rho_g \cdot \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \cdot \left(\frac{\kappa}{\sqrt{\gamma \cdot T_g}} + \eta - \frac{\lambda}{\gamma \cdot T_g} \right) \cdot \frac{2R}{M_g} \cdot \left[\sqrt{\frac{\gamma \cdot R \cdot T_g}{2\pi \cdot M_g}} + \frac{15}{32} U_0 \cdot \left(1 + \frac{\alpha \cdot \Delta T}{4\gamma \cdot T_g} \right) \right] \Delta T$$

avec $\gamma = \alpha + \beta - \alpha\beta$; $\alpha = \frac{l}{\delta}$ et $\beta = \frac{T_w}{T_g}$.

Le terme contenant U_0 peut être négligé car il représente environ 5% des pertes thermiques pariétales dans le cas où $U_0 < 10$ m/s. Pour des faibles valeurs de vitesses U_0 , ce qui est vérifié en proche paroi, le modèle de pertes par conduction thermique s'écrit finalement sous la forme d'un flux thermique Q_w , qui fait appel au coefficient d'échange h :

$$Q_w = h \cdot \Delta T \text{ avec } h = \rho_g \cdot \sqrt{T_g} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{R}{M_g} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w} \right)$$

avec ρ_g en kg/m³ la masse volumique locale des gaz, T_g en K la température locale des gaz, $R = 8,314$ J/mol.K la constante des gaz parfaits M_g en kg/mol la masse molaire locale des gaz, T_w en K la température locale de paroi $\kappa = 0,0318$ K^{1/2} et $\lambda = 0,37$ K des constantes relatives au matériau de paroi. η dépend de l'écoulement et suit une loi de variation selon les conditions d'opération :

En régime moteur : $\eta_{moteur} = a + b \langle V_{piston} \rangle$

avec $a = 7 \cdot 10^{-4}$, $b = 7 \cdot 10^{-5}$ (m/s)⁻¹, $\langle V_{piston} \rangle$ la vitesse moyenne de piston sur 2–10m/s.

Hors moteur :

$$\eta = \min(b' V^{0,5}, b'' V^{0,2})$$

avec $b' = 5 \cdot 10^{-4}$ (m/s)^{-0,5}, $b'' = 8 \cdot 10^{-4}$ (m/s)^{-0,2}, V la vitesse locale sur 0–25m/s.

Annexe 2

Corrélation de Potter et Berlad [48]

Le modèle présenté dans cette annexe est proposé par Potter et Berlad [48] et a été utilisé par Sotton et *al.* [47] afin de le valider expérimentalement. Il s'agit d'une formulation analytique reliant la distance de coincement au flux thermique et faisant appel à des grandeurs accessibles à la mesure ou au calcul.

Principe

Ce modèle décrit le coincement instationnaire d'une flamme laminaire à l'aide de plusieurs hypothèses fondamentales :

- le coincement intervient sous l'effet des pertes thermiques seulement, i.e. en négligeant l'effet de l'étirement,
- la puissance thermique Q_l produite par la flamme se répartit exclusivement entre la part qu'elle garde en propre Q_r et la part qu'elle cède à la paroi Q_w ,

$$Q_l = Q_r + Q_w$$

où Q_l est la puissance de flamme non étirée en propagation libre,

- le coincement intervient lorsque les pertes thermiques Q_w dépassent la puissance gardée par la flamme Q_r , qui est une fraction k_1 de la puissance de flamme laminaire Q_l ,

$$Q_r = k_1 \cdot Q_l$$

- la puissance gardée par la flamme Q_r est en réalité cédée à la zone de préchauffage, où elle sert à faire passer les gaz frais d'une température initiale T_0 à une température T_{av} susceptible d'initier la combustion.

La relation entre la distance de coincement δ_Q et le taux de réaction w susceptible d'initier la combustion est basée sur les hypothèses ci-dessus et une intégration de l'équation de la chaleur 1D dans la zone de coincement :

$$\delta_Q^2 = k_1 \cdot \frac{k_2 \lambda X_{fuel}}{c_p \cdot w}$$

avec λ et c_p , respectivement, la conductivité thermique et la chaleur massique des gaz frais, X_{fuel} la fraction molaire de fuel dans les gaz frais et k_2 un paramètre d'ajustement à la géométrie d'interaction flamme-paroi. Le taux de réaction est évalué à partir d'un mécanisme d'oxydation à une étape de la combustion du méthane.

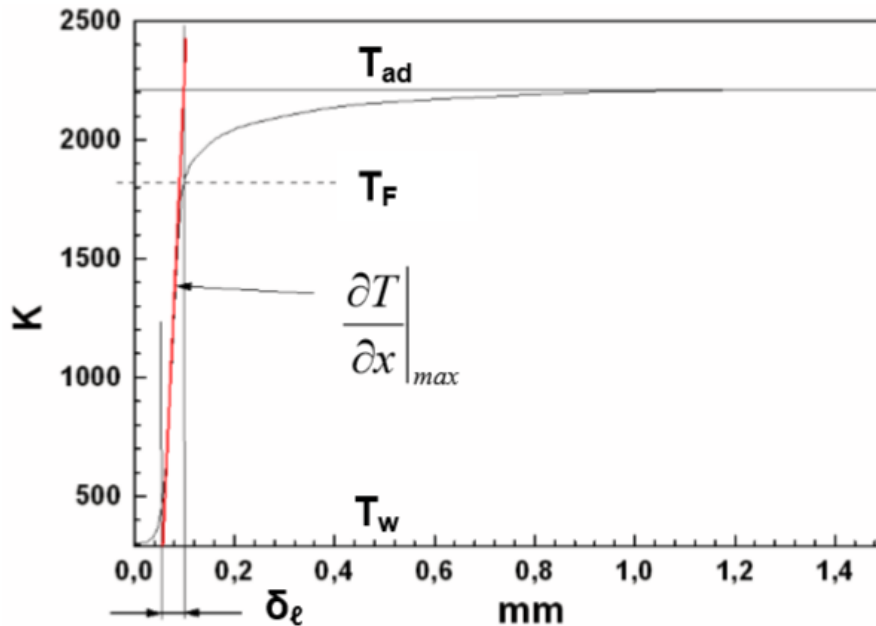
$$w = A \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \cdot [CH_4]^a [O_2]^b$$

Selon Westbrook et Dryer [25], le facteur pré-exponentiel $A = 1,3 \cdot 10^8$, l'énergie d'activation $E_a = 48,4 \text{ kcal/mol}$, $a = -0,3$ et $b = 1,3$. w est donné en $\text{mol} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, mais doit être converti en $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ en vue de son utilisation dans le modèle.

En éliminant k_1 et Q_r au profit de la puissance de flamme Q_l qui peut être calculée et des pertes thermiques Q_w qui peuvent être mesurés, la formulation finale du modèle est donnée par :

$$\delta_Q^2 = k_2 \cdot \left(1 - \frac{Q_w}{Q_l}\right) \frac{\lambda X_{fuel}}{C_p \cdot w}$$

L'équation qui en résulte fait appel à des grandeurs accessibles à la mesure ou au calcul, à condition de connaître la température moyenne dans la zone de préchauffage T_{av} . Celle-ci est évaluée comme la moyenne de la température de paroi T_w et de la température de flamme T_F . Pour le calcul de la température de flamme, on prend la température maximale de la zone de plus fort gradient, à partir du profil simulé par Chemkin [79] pour une flamme laminaire en propagation libre. Cette approche donne aussi accès à l'épaisseur de flamme δ_l .



Calcul de la température de flamme – CH_4 -air, $\Phi = 1$, $T_0 = 298\text{K}$, $P_0 = 0,1\text{MPa}$

Les données d'entrée du modèle sont donc la richesse Φ , la pression P , la température de flamme T_F et le flux thermique mesuré Q_w . La conductivité thermique λ , la chaleur massique C_p , la fraction molaire X_{fuel} , le taux de réaction w et la puissance de flamme Q_l sont

Annexe 2 : Corrélation de Potter & Berlad

calculés à partir de ces données. La constante empirique k_2 est finalement ajustée aux données expérimentales.

Annexe 3

Modèle d'interaction flamme-paroi laminaire basé sur le bilan énergétique [49]

Le modèle présenté dans cette annexe est proposé par Boust et *al.* [49] et a été amélioré ultérieurement pour prendre en compte les conditions initiales non isothermes [50,51]. Il s'agit d'une formulation analytique reliant les nombres adimensionnels caractéristiques du coincement : nombre de Peclet et le flux de chaleur adimensionné.

Principe

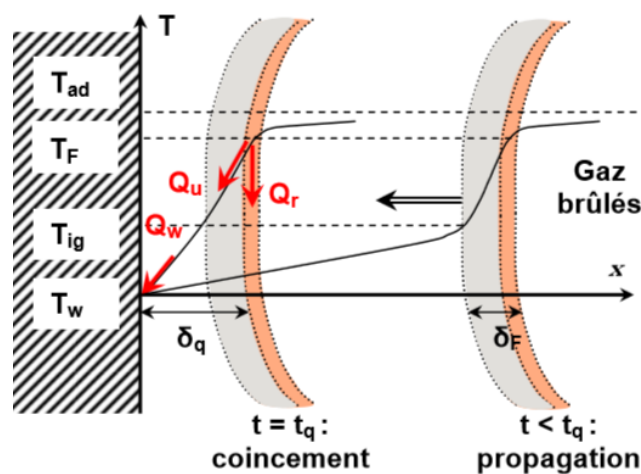
Ce modèle décrit le coincement instationnaire d'une flamme laminaire à l'aide de plusieurs hypothèses fondamentales basées en une grande partie à celles de Potter et Berlad [48] :

- le coincement est uniquement dû aux pertes thermiques, on néglige les effets de l'éirement,
- la puissance thermique Q_l produite par la flamme se répartit exclusivement entre la part qu'elle conserve Q_r et la part qu'elle cède aux gaz frais en amont Q_u ,

$$Q_l = Q_r + Q_u$$

où Q_l est la puissance de flamme non étirée en propagation libre et Q_r la puissance gardée par la flamme qui dépend de sa température T_F et de la température des gaz frais T_0 :

$$Q_r = \rho_u S_l C_p (T_F - T_0)$$



- les propriétés des gaz frais dans la couche de coincement, comme la conductivité thermique, sont évaluées à la température moyenne de T_w et T_{ig} , où T_{ig} est la température d'auto-allumage définie égale à 850K pour un mélange méthane-air stœchiométrique selon Von Karman et Millan [36]. La température de la flamme est égale à la moyenne entre la température de flamme adiabatique T_{ad} et la température d'allumage T_{ig} .
- le coincement de la flamme intervient lorsque les pertes thermiques pariétales Q_w dépassent la puissance Q_u cédée par la flamme aux gaz frais. A cet instant noté t_q , la paroi prélève tellement de chaleur aux gaz frais par conduction que ceux-ci ne peuvent plus être suffisamment préchauffé par la flamme :

$$Q_w = Q_u$$

Cette égalité se traduit localement par :

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta_q}$$

Au moment du coincement t_q et en gardant seulement les termes qui ont un effet au premier ordre dans la zone des gaz frais, on a :

$$t = t_q; Q_w = \left\langle \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right\rangle_{x \in [0, \delta_q]} = \lambda \frac{T_F - T_w}{\delta_q}$$

Etant donné que T_F est un paramètre incontrôlable dans les conditions instationnaires du coincement de flamme, on se propose d'éliminer T_F par substitution au cours de la résolution du système d'équations qui régit le coincement de flamme à l'instant t_q :

$$\begin{cases} Q_l = Q_r + Q_u & (1) \\ Q_l = \rho_u S_l Y_f \Delta H & (2) \\ Q_r = \rho_u S_l C_p (T_F - T_0) & (3) \\ Q_w = Q_u & (4) \\ Q_w = \lambda \frac{T_F - T_w}{\delta_q} & (5) \end{cases}$$

- la température des gaz frais a peu évolué depuis le début de la combustion, où gaz et parois sont à l'équilibre thermique, c'est-à-dire que les gaz frais ont été peu comprimés avant le moment de l'interaction flamme-paroi. La température T_0 est alors considérée proche de T_w :

$$T_F - T_0 \approx T_F - T_w \quad (6)$$

Annexe 3 : Modèle d'interaction flamme-paroi laminaire

Pour obtenir une expression analytique du flux de chaleur en fonction de la distance de coincement, on procède par combinaison linéaire des équations du système (1)+(3)+(4) :

$$Q_l = \rho_u S_l C_p (T_F - T_0) + Q_w$$

En incluant, ensuite, les équations (5) et (6) dans l'expression précédente, on obtient :

$$Q_l = \frac{\rho_u S_l C_p \delta_q}{\lambda} Q_w + Q_w$$

Cette formulation fait alors apparaître δ_l , l'épaisseur d'une flamme laminaire non étirée en propagation libre :

$$\delta_l = \frac{\lambda}{\rho_u S_l C_p}$$

Ce qui revient, en substituant l'expression de δ_l :

$$Q_l = \left(\frac{\delta_q}{\delta_l} + 1 \right) Q_w$$

On met ainsi en évidence la relation analytique entre les nombres adimensionnels caractéristiques du coincement : le nombre de Peclet P_e et le flux adimensionné φ :

$$\varphi = \frac{1}{P_e + 1} \Leftrightarrow P_e = \frac{1 - \varphi}{\varphi}$$

Références bibliographiques

- [1] Veynante D., Vervisch L., « Turbulent combustion modeling », *Prog. Energy Combust. Sci.*, 28:193-266, 2002.
- [2] Mallard E., and Le Chatelier H.L., *Annales des Mines* n°4, pp. 379, 1883.
- [3] Semenov N.N., NACA Tech. Memo n°1282, 1951.
- [4] Spalding D., *Some Fundamentals of Combustion*, London, 1955.
- [5] Poinso T., Veynante D., Candel S., « Quenching processes and premixed turbulent combustion diagrams », *J.Fluid.Mech*, Vol. 228, pp. 561-606, 1991.
- [6] Robin V., *Contribution à la Modélisation des Ecoulements Turbulents Réactifs Partiellement Prémélangés*. Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, 2006.
- [7] Kobayashi H., Nakashima T., Tamura T., Maruta K., Niioka T., « Turbulence measurements and observations of turbulent premixed flames at elevated pressures up to 3.0 MPa », *Combustion and Flame*, Vol.108, pp. 104–117, 1997.
- [8] Bradley D., Hicks R.A., Lawes M., Sheppard C.G.W., and Woolley R.. « The Measurement of Laminar Burning Velocities and Markstein Numbers for Iso-octane-Air and Iso-Octane-n-Heptane-Air Mixture at Elevated Temperatures and Pressures in a Explosion Bomb ». *Combustion and Flame*, Vol. 115, pp. 126-144, 1998.
- [9] Borghi R., Destriau M., « *La combustion et les flammes* », Editions Technip, 1995.
- [10] Andrews G. E. and Bradley D., "The burning velocity of methane–air mixtures", *Combustion and Flame*, 19, 275–288, 1972.
- [11] Babkin V. S. and Kozachenko L. S., "Study of normal burning in methane-air mixtures at high pressures", *Fizika Goreniya i Vzryva*, 2(3), 77–86 (English translation: *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2, 46-52), 1966.
- [12] Metghalchi M. and Keck J.C., "Laminar burning velocity of propane-air mixture at high temperature and pressure", *combustion and Flame* 38:143-154, 1980.
- [13] Lavoie, G. A., « Correlations of Combustion Data for S. I. Engine Calculations: Laminar Flame Speed, Quench Distance and Global Reaction Rates », *SAE Transactions*87, paper780229, 1978.
- [14] Landau L., *Acta physicochim*, URSS, vol, 19, 1979, p77.
- [15] Karlovitz B., Denniston D.W., Knapschaefer D.H., Wells F.H., « *Studies on turbulent flames* », Fourth (International) Symposium on combustion, Baltimore, William and Wilkins, 613, 1953.
- [16] Markstein G.H., « *Non-steady flame Propagation* », Pergamon, New York, p22, 1964.
- [17] Gu X. J., Haq M. Z., Lawes M, and Woolley R., « Laminar burning velocity and Markstein lengths of methane-air mixtures ». *Combust. Flame*, 121:41–58, 2000.
- [18] Poinso T. and Veynante D. « *Theoretical and numerical combustion* ». R.T. Edwards, 2nd edition, 2005.
- [19] Bradley D., Gaskell P.H., Gu X.J., « Burning velocities, Markstein length and flame quenching for spherical methane-air flames: a computational study ». *Combustion and flame*, 1996, vol. 104, p176-198.

- [20] Boust B., Etude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l'interaction flamme-paroi instationnaire. Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, 2006.
- [21] Darrieus G., « Propagation d'un front de flamme. Essai de théorie des vitesses anormales de déflagration par développement spontané de turbulence », présenté à la Technique Moderne 1938 et publié au Congrès de Mécanique Appliquée, Paris 1945.
- [22] Landau L., « On the theory of slow combustion », Acta Physicachimica URSS 19, n°1, pp. 77-85, 1944.
- [23] Clavin P., « Dynamic behaviour of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows », Proc. Energy Combust. Sci., Vol. 11, pp. 1-59, 1985.
- [24] Soika A., Dinkelacker F., Leipertz A., « Pressure influence on the flame front curvature of turbulent premixed flames: comparison between experiment and theory », Combustion and Flame (132) 451–462, 2003.
- [25] Landry L., Etude expérimentale des modes de combustion essence sous forte pression et forte dilution. Thèse de doctorat de l'université d'Orléans, 2009.
- [26] Bruneaux G., « Étude asymptotique, simulation numérique directe et modélisation de l'interaction flamme turbulente prémélangée-paroi », Thèse de l'École Centrale Paris, 1996.
- [27] Foucher F., « Étude expérimentale de l'interaction flamme-paroi : application au moteur à allumage commandé », Thèse de l'Université d'Orléans, 2002.
- [28] Bellenoue M., Kageyama T., Labuda S., Sotton J., « Direct measurement of laminar flame quenching distance in a closed vessel », Experimental Thermal and Fluid Science, (27) 323-331, 2003.
- [29] Taillefet T., « Combustion en milieu confiné d'un mélange pauvre initiée par un jet de gaz chauds », Thèse de l'Université de Poitiers, 27-43, 1999.
- [30] Potter A.E.J. « Flame Quenching. In: Progress in Combustion and Fuel Technology », Vol. 1 (ed M. G. a. A. H. L. J. Durcarme), J. Durcarme, M. Gerstain and A. H. Lefebvre edn, pp. 145-182. Pergamon Press, 1960.
- [31] Dulger M., Sher E., Chemla F., « Simulation of spark created turbulent flame development through numerical stochastic realizations », Combustion Science and Technology 100 141–162, 1994.
- [32] Alkidas A.C., « Combustion-chamber crevices: the major source of engine-out hydrocarbon emissions under fully warmed conditions », Progress in Energy and Combustion Science 25 253–273, 1999.
- [33] Huang, W. M., Vosen, S.R., and Greif, R., Twenty first Symposium (International) on Combustion, the Combustion Institute, Pittsburgh, pp. 1853-1860, 1986.
- [34] Vosen S.R., Greif R., Westbrook C.K., « Unsteady heat transfer during laminar flame quenching », in: Twentieth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburg, pp. 75–83, 1984.
- [35] Adamczyk, A. A., and Lavoie, G. A., « Laminar Head-on Flame Quenching: A Theoretical Study », SAE Transactions 87 SAE paper 780969, 1978.

- [36] Carrier, G. F., Fendell, F. E., Bush, W. B., and Feldman, P. S., « Nonisenthalpic Interaction of a Planar Premixed Laminar Flame with a Parallel End Wall », SAE paper 790245, 1979.
- [37] von Karman, T., and Millan, G., « Thermal Theory of a Laminar Flame Front near a Cold Wall », Fourth Symposium {International} on Combustion, Williams and Wilkins, Baltimore, 1953.
- [38] Fendell, F. E., « Wall Quench and Flammability Limit Effects on Exhaust Hydrocarbon Emissions », Final report, Phase 2, ERDA Contract E(04-3)-1267, 1977.
- [39] Jarosinski, J., *Combust. Sci. Technol.* 12:81-116, 1986.
- [40] Foucher F., Burnel S., Mounaim-Rousselle C., Boukhalfa M., Renou B., and Trinité M., « Flame Wall Interaction: Effect of Stretch », *Experimental thermal and fluid science*, vol. 27, pp. 431-437, 2003.
- [41] Westbrook C. K., Adamczyk A.A., Lavoie G.A., « A numerical study of laminar flame wall quenching », *Combustion and Flame* (40) 81-99, 1981.
- [42] Friedman, R. and Johnston, W. C., *J. Appl. Phys.* 21, 791, 1950.
- [43] Semenov, N. N., *Thermal Theory of Combustion and Explosion. III. Theory of Normal Flame Propagation*, NASA TM 1026, 1942.
- [44] Westbrook C. K., and Dryer, F. L., « Prediction of Laminar Flame Properties of Methanol-Air Mixtures », *Combust. Flame* 37:171, 1980.
- [45] Poinso T.J., Haworth D.C, Bruneaux G., « Direct simulation and modelling of flame-wall interaction for premixed turbulent combustion », *Combustion and Flame* 95 118–132, 1993.
- [46] Fergusson C.R., Keck J.C., 1977, “On laminar flame quenching and its applications to spark ignition engines”, *Combustion and Flame* (28) 197-205.
- [47] Sotton J., Boust B., Labuda S.A., Bellenoue M., 2005, “Head-on quenching of transient laminar flame: heat flux and quenching distance measurements”, *Combustion Science and Technology* (177) 1305-1322.
- [48] Potter, Jr., A.E., Berlad, A.L., 1955, “A thermal equation for flame quenching”, NASA TN 3398.
- [49] Boust B., Sotton J., Labuda S.A., Bellenoue M., “A thermal formulation for single-wall quenching of transient laminar flames”, *combustion and Flame* (149), 286-294, 2007.
- [50] Boust B., Bernard L., Sotton J., Labuda S., and Bellenoue M., "A Model of Flame Quenching in Non-Isothermal Initial Conditions," in *European combustion Meeting*, Vienna, Austria, 2009
- [51] Boust B., Sotton J., and Bellenoue M., “Modeling Heat Transfer and Flame Quenching in Combustion Chambers”, in *Workshop on Near-Wall Reactive Flows*, Darmstadt, Allemagne, 2010.
- [52] Pulkrabek W., *Engineering fundamentals of the internal combustion engine*, Upper Saddle River, New Jersey: Prentice Hall, 1997.
- [53] Nusselt W., “Der wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine”, *V.D.I. Forschungsheft* 264,1923.
- [54] F.P.Incropera and D.P.DeWitt. *Fundamentals of heat and mass transfer*. Wiley, 2001. Cité p. 31, 32, 33, 79

- [55] Lawton B., "Effect of Compression and Expansion on Instantaneous Heat Transfer in Reciprocating Internal Combustion Engines", Proc. Instn. Mech. Engrs., vol. 201, pp. 175-186, 1987.
- [56] Woschni G. A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine; 1967. SAE paper no 670931.
- [57] Chiodi M., Bargende M., "Improvement of engine heat-transfer calculation in the three-dimensional simulation using phenomenological heat transfer model", SAE Technical Paper 2001-01-3601, 2001.
- [58] Han Z., Reitz R.D., "A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine heat transfer modeling", Int. J. Heat Mass Transfer (40) 613-625, 1997.
- [59] Yang J., Martin J.K., "Predictions of the effects of high temperature walls, combustion and knock on heat transfer in engine-type flows", SAE Technical Paper 900690, 1990.
- [60] Rivère et al., "A Novel Physical Approach for Wall Heat Transfer in Internal combustion engines", 2007.
- [61] Carminati R., Transport en milieux dilués, ch 2 dans Micro et nanothermique, édité par S. Volz, Editions du CNRS, (Paris, France), 2007.
- [62] Popp P., Baum M., « Analysis of wall heat fluxes, reaction mechanisms, and unburnt hydrocarbons during the head-on quenching of a laminar methane flame », Combustion and Flame, 108, 327-348, 1997.
- [63] Hasse C., Bollig M., Peters N., et Dwyer H.A., « Quenching of laminar Iso-Octane Flames at cold walls », Combustion and Flame, 122, 117-129, 2000.
- [64] Sotton J., « Interactions entre une combustion turbulente et la paroi dans une enceinte fermée », Thèse de l'Université de Poitiers, 2003.
- [65] Suzuki T., Uchida K., Oguri Y. and Yoshida M., « Measurement of Temperature Distribution Nearby Flame Quenching Zone by Real-Time Holographic Interferometry », SAE paper01-1761, 2004.
- [66] Wentworth, J. T., « Effect of Combustion Chamber Surface Temperature on Exhaust Hydrocarbon Concentration », SAE paper 710587, 1971.
- [67] Maroteaux D., "Détermination de la vitesse fondamentale de flamme et étude de l'inflammation de mélanges pauvres d'hydrocarbures saturés et d'air additionnés ou non d'éthylène", DEA de l'Université de Poitier, 1987.
- [68] Verhelst S., Woolley R., Lawes M., Sierens R., "Laminar and unstable burning velocities and Markstein lengths of hydrogen-air mixtures at engine-like conditions" Proceedings of the Combustion Institute (30) 209-216, 2004.
- [69] Kasraoui T., Joulain K., Bertossi R., Bellenoue M., Boust B., et Sotton J., "Modeling of unsteady heat transfer by impact between gas particles and a cold wall in a spherical combustion vessel", Int. J. Comp. Meth. and Exp. Meas., Vol. 5, No. 1 44-54, 2017.
- [70] Leckner B., "Spectral and total emissivity of water vapor and carbon dioxide ", Combustion and Flame (19) 33-48, 1972.
- [71] Morley C., Gaseq v0.79, <http://www.gaseq.co.uk>

- [72] Reichelt L., Meingast U., Renz U., “Calculating transient wall heat flux from measurements of surface temperature”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* (45) 579-584, 2002.
- [73] Luijten C.C.M., Doosje E., Van Oijen J.A., De Goey L.P.H., “Impact of dissociation and end pressure on determination of laminar burning velocities in constant volume combustion”, *Int. J. Therm. Sci.* 48 1206–1212, 2009.
- [74] Mann M., Jainski C., Euler M., Böhm B., Dreizler A., «Transient flame–wall interactions: Experimental analysis using spectroscopic temperature and CO concentration measurements», *Combustion and Flame*, 161, 2371–2386, 2014.
- [75] Boust B., Sotton J., Labuda S.A., Bellenoue M., 2005, “Simultaneous measurements of laminar flame head-on quenching distance and wall heat flux for methane-air mixtures”, *Proceedings of the European Combustion Meeting ECM2005*.
- [76] Kee R.J., Rupley F.M., Miller J.A., SANDIA REPORT SAN89-8009 UC-401, 1989.

Modélisation des pertes thermiques pariétales par choc entre particules de gaz et paroi lors de l'interaction flamme laminaire-paroi instationnaire

Auteur : Taïssir KASRAOUI

Directeurs de thèse : Karl JOULAIN et Rémi Bertossi

Résumé

Le fonctionnement optimal des moteurs thermiques nécessite d'étudier les différentes conditions qui favorisent l'augmentation des rendements et limitent l'échauffement de la paroi des chambres de combustion. En présence de hautes pressions et hautes températures, l'évaluation du flux de chaleur à la paroi constitue un défi majeur. Une bonne modélisation des phénomènes physiques mis en jeu est donc essentielle. Au cours de ces travaux, une étude numérique simulant l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi dans une chambre de combustion sphérique à volume constant et en régime laminaire a été menée. Il s'agit d'évaluer le flux thermique pariétal à l'aide d'un modèle de transfert thermique basé sur la théorie cinétique des gaz. Dans cette approche microscopique, nous considérons le cas du régime balistique en proche paroi durant lequel les interactions entre particules n'ont pas d'effet. Le modèle utilisé est implémenté dans un programme simulant la combustion de prémélange dans une enceinte sphérique en prenant en compte la diffusion thermique dans les gaz frais en proche paroi via la résolution de l'équation de chaleur sphérique monodimensionnelle. Ce programme de calcul a été modifié de telle sorte que nous puissions en améliorer la précision et que l'implémentation du modèle balistique soit possible. Les résultats de la simulation sont comparés avec les données expérimentales existantes et le modèle des pertes thermiques pariétales utilisé est validé en régime laminaire. Cependant, des améliorations doivent être apportées afin de tenir compte de l'aérodynamique locale présente dans les chambres de combustion et pilotant les transferts thermiques pariétaux.

Mots-clés

Combustion-transfert de chaleur-régime balistique

Abstract

In order to improve the operation of the heat engines, the study of the various conditions, which enhance the yields and limit the heating of the combustion chamber walls, is made. Hence, the study of wall heat losses in internal combustion engines is of crucial importance. However, the presence of high temperatures and high pressures in combustion chambers needs a good modeling of the physical phenomena involved. Throughout this work, a numerical study simulating the flame-wall and burned gas-wall interactions in a spherical combustion vessel at constant volume and in laminar regime is carried out. The parietal heat flux is evaluated using a thermal transfer model based on the kinetic theory of gas. In this microscopic approach, we consider the case of near-wall ballistic regime during which interactions between particles have no effect. This model is implemented in a program simulating the combustion in a spherical vessel and taking into account the thermal diffusion in the near-wall fresh gas through the resolution of the one-dimensional spherical heat equation. The results of the simulations are compared with the experimental data and the parietal heat losses model is validated in laminar regime. However, improvements have to be made in order to account for the local aerodynamics present in the combustion chambers and controlling the wall heat losses.

