

Modélisation des transferts de chaleur par choc entre particules de gaz et paroi dans une chambre de combustion sphérique.

Taïssir KASRAOUI^{1*}, Karl JOULAIN², Rémi BERTOSI¹, Marc BELLENOUE³, Bastien BOUST³, Julien SOTTON³

¹DRII, IPSA, 15-17, rue Maurice Grandcoing, 94200 Ivry-sur-Seine, France

²Institut Pprime, département Fluide, Thermique et Combustion, UPR 3346

ENSIP, Bâtiment de Mécanique B25, 2, rue Pierre Brousse, TSA 41105, F86073 Poitiers Cedex 9

³Institut Pprime, département Fluide, Thermique et Combustion, UPR 3346

ISAE-ENSMA Téléport 2 – 1 avenue Clément Ader BP 40109 – 86961 Futuroscope Chasseneuil

* taissir.kasraoui@ipsa.fr

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, la modélisation du flux de chaleur à la paroi constitue un défi majeur. Dans notre étude, nous modélisons le flux en proche paroi comme un flux balistique entre celle-ci et les gaz de la chambre de combustion. Le modèle utilisé est implémenté dans un programme simulant la combustion dans une chambre sphérique.

Nomenclature

C_p chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$

k_b constante de Boltzmann, $J.K^{-1}$

Q densité de flux thermique, $MW.m^{-2}$

Ru constante des gaz frais, $J.mol^{-1}.K^{-1}$

R rayon de la chambre de combustion, m

S surface de la chambre de combustion, m^2

Sl vitesse de flamme laminaire non étirée, $m.s^{-1}$

T température, K

Y_{fuel} fraction massique carburant dans gaz frais

Symboles grecs

λ conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$

ρ masse volumique, $kg.m^{-3}$

α diffusivité thermique $m^2.s^{-1}$

Indices et exposants

u gaz frais

w paroi

1. Introduction

L'optimisation du rendement des moteurs à combustion interne pose des défis auxquels sont confrontés les chercheurs et les industriels depuis plusieurs années. La présence de hautes pressions et températures dans les chambres de combustion peut générer des anomalies comme l'apparition de points chauds sur les parois des chambres. A cet égard, ces conditions créent une compétition entre l'amélioration du rendement et l'augmentation des pertes thermiques. L'évaluation du flux de chaleur à la paroi constitue alors, un défi majeur. Celui-ci doit reposer sur une bonne modélisation des phénomènes physiques mis en jeu étant donné que la quantité de chaleur perdue à la paroi d'une chambre influence le bilan énergétique d'un moteur. Par ailleurs, elle représente environ un tiers de l'énergie chimique de combustion dans les moteurs classiques.

Les simulations numériques des pertes thermiques pariétales dans une chambre de combustion doivent tenir compte de l'interaction flamme-paroi et donc de l'aspect réactif de l'écoulement. Pour les travaux présentés dans cet article, le choix a été porté sur l'utilisation d'une chambre de combustion sphérique à volume constant pour un mélange stœchiométrique méthane-air. Ces conditions ne représentent que partiellement l'interaction flamme-paroi de type frontale en condition moteur où ses comportements thermique et aérodynamique sont

décrits de manière simplifiée. Pour la modélisation du flux pariétal, nous avons introduit un modèle de transfert thermique balistique qui constitue pour l'essentiel la nouveauté de ce travail.

2. Etat de l'art de la modélisation des pertes thermiques pariétales

2.1. Aspects théoriques de l'interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi dans une chambre de combustion à volume constant

Afin de mieux appréhender le comportement de l'interaction flamme-paroi et de mieux quantifier les pertes thermiques pariétales, une séparation de deux phénomènes distincts lors de la modélisation sera primordiale. Il s'agit de l'interaction flamme-paroi, puis de l'interaction gaz brûlés-paroi.

La physique de l'interaction flamme-paroi fait intervenir plusieurs facteurs qui dépendent en partie de la nature du régime de l'écoulement. Pour une combustion dans une chambre à volume constant, la flamme s'éteint à une distance donnée de la paroi, δ_q . Cette extinction, qui porte le nom du phénomène de coincement, est due à la présence des pertes thermiques pariétales couplée ou non à l'étirement du front de flamme ou à une désexcitation des radicaux par la paroi.

Parmi les paramètres qui caractérisent ce phénomène, on peut citer le nombre de Péclet Pe_q relatif au coincement. Il représente la distance de coincement adimensionnée par l'épaisseur de flamme laminaire non étirée δ_l ($\delta_l = \lambda / (\rho_u C_p S_l)$). Huang et al. [1] ont établi que le nombre de Péclet en régime laminaire vaut 3-4 pour un coincement frontal où l'écoulement est perpendiculaire à la paroi maintenue à faible température (25°C). Un autre paramètre qui renvoie à l'importance qu'ont les pertes thermiques vis-à-vis de l'énergie de combustion est représenté par le flux thermique adimensionné φ . Il représente le rapport entre le flux thermique pariétal Q_w et la puissance thermique de flamme laminaire non étirée Q_l avec $Q_l = \rho_u S_l Y_{fuel} \Delta H$.

Le phénomène de coincement est régi essentiellement par la température de paroi. En effet, ses effets s'atténuent en cas de présence de paroi à hautes températures (600K) car les pertes thermiques pariétales ne permettent pas d'éteindre la flamme et donc l'ensemble des gaz frais sera brûlé. De ce fait, le coincement thermique sera présent dans la majorité des moteurs à combustion interne où la température de la paroi ne dépasse pas généralement 500K [2].

2.2. Importance de l'interaction flamme-paroi dans les pertes thermiques pariétales

Pour un cycle complet d'un moteur à allumage commandé, entre un quart et un tiers de l'énergie totale de combustion se transforme en travail mécanique [3]. Dans le cas des moteurs à piston, l'énergie totale se répartit approximativement à part égale entre le travail utile, la chaleur cédée à la paroi et la chaleur évacuée par les gaz d'échappement [2]. Ces résultats mettent en évidence l'importance des pertes thermiques pariétales à part égale avec les pertes à l'échappement dans les dépenses énergétiques.

Dans des travaux précédents, Boust et al. [4] ont pu déterminer graphiquement la répartition du flux thermique pariétal pendant la phase de combustion. Ils ont noté que, pour une pression de coincement de 0,18 MPa, l'énergie thermique surfacique apportée par l'interaction flamme-paroi en régime laminaire est de l'ordre de 50% de l'énergie totale de combustion qui est égale à $1,51 \text{kJ.m}^{-2}$ environ.

2.3. Travaux antérieurs concernant la modélisation du flux pariétal

2.3.1. Modélisation de la distance de coïncement

Un autre modèle, proposé par Potter et Berlad, [5] et basé sur le taux de réaction, a été comparé aux résultats expérimentaux. Ce modèle basé sur une intégration de l'équation de la chaleur 1D en zone de coïncement prédit la distance de coïncement selon l'expression suivante :

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

avec k_2 un coefficient empirique, X_{fuel} la fraction molaire de fuel dans les gaz frais et w le taux de réaction évalué en faisant appel à un mécanisme d'oxydation à une étape de la combustion du méthane. Cette modélisation nécessite la connaissance de la température de la zone de préchauffage ; elle requiert aussi un coefficient empirique dont l'interprétation reste difficile.

Boust et al. [6] ont établi une autre formulation de la distance de coïncement en se basant sur le bilan énergétique. Il s'agit d'une relation analytique entre le nombre de Péclet au moment du coïncement et le flux adimensionné (2.1.). Ce modèle n'est valable que dans le cas de faible compression des gaz frais avant l'extinction de la flamme.

$$\varphi = \frac{1}{Pe+1} \Leftrightarrow Pe = \frac{1-\varphi}{\varphi} \quad (2)$$

2.3.2. Modélisation des pertes thermiques pariétales

Les pertes thermiques dans les chambres de combustion sont généralement conditionnées par les différents modes de transfert de chaleur. La majorité des modèles proposés ne considèrent que la conduction dans une couche limite pariétal comme mode principal. Elles font intervenir le coefficient h de Newton selon l'expression suivante: $Q_w = h (T - T_w)$.

Un modèle proposé par [7] permet de prédire le flux thermique stationnaire, pour des pressions inférieures à 1 atm [8], lors du coïncement, suit:

$$Q_w = \lambda(T_{ad} - T_w)/\delta_q \quad (3)$$

a- Modèles empiriques de pertes thermiques pariétales

Une autre solution est d'utiliser le modèle classique de transfert par convection de Nusselt [9]. Il établit une corrélation empirique qui prend en compte la température moyenne des gaz. Pour prendre en compte l'aérodynamique globale dans la chambre, d'autres modèles ont été proposés. Parmi les quels nous citons le modèle de Woshni [10]. Ce modèle fait appel à une vitesse caractéristique, w , adaptée aux différentes phases du cycle moteur : compression, combustion, détente.

En conclusion, les modèles empiriques ont certains inconvénients. Ils ne permettent pas de quantifier les pertes de chaleur dans toute configuration géométrique sans se référer à des mesures expérimentales.

b- Lois de paroi

Pour remédier aux problèmes issus des modèles empiriques, des lois de paroi sont déduites en prenant en compte la présence des couches limites dynamiques et thermiques. Parmi les modèles qui se basent sur la couche limite cinématique, nous citons les modèles établis par Han et al. [11] qui estime le flux thermique pariétal dans un écoulement stationnaire et compressible. D'autres modèles, comme le modèle de Rivère [12] 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 :

$$h = \rho_g \sqrt{T_g} \sqrt{2/\pi} \left(\frac{R}{M}\right)^{3/2} \left(\eta + \frac{\kappa}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w}\right) \quad (4)$$

avec T_g la température des gaz frais au-delà de la couche limite thermique, λ et κ des coefficients numériques se référant aux propriétés de la paroi et η dépend de l'écoulement. Ce modèle, même s'il présente bien les résultats des pertes thermiques simulées par rapport aux valeurs expérimentales est par ailleurs semi-empirique ce qui lui impose certaines limitations.

La majorité des modèles proposés dans la littérature représentent des limites d'application. Une nouvelle approche basée sur l'estimation du flux de chaleur pariétal par choc entre particules de gaz et la paroi en régime balistique est présentée dans la suite de l'article.

3. Modélisation numérique: interaction flamme-paroi et gaz brûlés-paroi

Dans ce présent travail, une étude numérique est menée afin de simuler les aspects thermodynamiques dans une chambre de combustion sphérique à volume constant où les conditions aérothermodynamiques sont simplifiées et maîtrisées. Les résultats du code de calcul seront ensuite comparés aux résultats expérimentaux obtenus dans des conditions bien déterminées.

3.1. Principe de la modélisation des pertes thermiques pariétales

Le modèle des pertes thermiques pariétales considéré dans cette étude est basé principalement sur la notion de fonction de distribution et sur l'équation de Boltzmann [13]. Il décrit les transferts thermiques dans les gaz dilués aux courtes échelles de longueur et de temps. Pour les systèmes hors équilibre thermodynamique local, le flux conductif en régime balistique entre deux parois séparées par une distance inférieure ou égale au libre parcours moyen est décrit selon l'équation suivante :

$$Q_{cond} = h * \Delta T, \quad h = \frac{n T_w (2 k_b)^{3/2}}{2 \sqrt{\pi m T_w}} \quad (5)$$

Avec n la densité du gaz en proche paroi (exprimé en m^{-3}), k_b la constante de Boltzmann et m la masse d'une molécule de gaz frais (kg).

3.2. Description du code de calcul

Le code de calcul développé sous Fortran a pour but de simuler, par une approche monodimensionnelle, la propagation d'une flamme laminaire dans une chambre sphérique à volume constant.

Au cours du temps et après allumage au centre de la chambre, la combustion est simulée par tranches : à chaque pas de temps, une seule tranche de gaz frais est brûlée et N de gaz frais. Les tranches de gaz frais sont définies à volume constant en gardant une dernière tranche d'épaisseur égale au libre parcours moyen : on peut alors y appliquer le modèle du transfert thermique en régime balistique

Le calcul passe par trois étapes principales : une combustion isobare, la prise en compte des transferts thermiques par conduction et rayonnement à travers toutes les tranches de gaz et évaluation des pertes thermiques pariétales; une dilatation isobare et enfin, une recompression isentropique. Une fois la combustion terminée (selon la valeur de la distance de coïncement), le refroidissement est simulé de la même manière (à l'exception de l'étape de combustion). La vérification du bilan énergétique au cours du temps est assurée pendant la combustion.

3.2.1. Diffusion thermique dans les gaz

Le transfert conductif est modélisé en régime instationnaire en intégrant l'équation de la chaleur 1-D en coordonnées sphériques sur toutes les tranches de gaz. La température de la dernière tranche de gaz frais est déterminée en imposant une égalité des flux : à chaque pas de temps, le flux conductif issu de la diffusion est égal au flux convectif à la paroi.

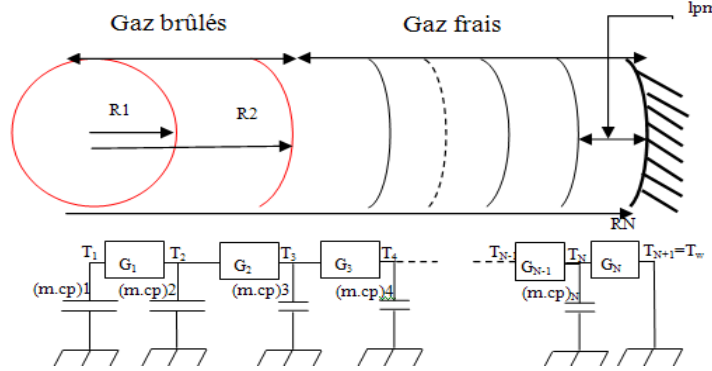


Figure 1 : modèle de diffusion thermique

Le modèle instationnaire 1D se base sur une approche nodale (Figure1). L'espace est discrétisé en N tranches selon des vecteurs de rayon $r_{i[1,N]}$ avec $r_N = R$. Les conductances thermiques sont définies comme suit :

$$\begin{cases} G_i = \frac{4\pi\lambda_i}{1/r_{i-1} - 1/r_i}, & i \in [2, N-1] \\ G_1 = \frac{4\pi\lambda_1}{1/\epsilon - 1/r_1}, & \epsilon = 10^{-4}m \\ G_N = h \cdot S_{chambre} \end{cases} \quad (6)$$

La résolution temporelle et spatiale de l'équation de la chaleur fait appel à la méthode des différences finies. Le système d'équation obtenu est le suivant :

$$\begin{cases} (m \cdot C_p)_1 \frac{T_{1,t+\Delta t} - T_{1,t}}{\Delta t} = G_1(T_{2,t} - T_{1,t}) \\ (m \cdot C_p)_i \frac{T_{i,t+\Delta t} - T_{i,t}}{\Delta t} = G_i(T_{i+1,t} - T_{i,t}) + G_{i-1}(T_{i-1,t} - T_{i,t}), & i \in [2, N-1] \\ T_{N,t+\Delta t} = \frac{(T_{N-1,t+\Delta t} + \frac{G_N \cdot T_w}{G_{N-1}})}{(1 + G_N/G_{N-1})}, & i = N \end{cases} \quad (7)$$

La stabilité du schéma numérique nécessite la prise en compte de la condition de Freidrich-Lewy. Cette condition est nécessaire mais pas suffisante pour la stabilité de la solution. La condition de stabilité vérifie pour chaque tranche: $0 \leq \alpha \Delta t / \Delta x^2 \leq \frac{1}{2}$.

3.2.2. Transfert radiatif à la paroi

Le rayonnement des gaz brûlés pour des mélanges riches est modélisé d'une manière simple basée sur la loi de Stefan en considérant les gaz brûlés comme un corps gris de température uniforme T_{gb} et d'émissivité ϵ . Seuls les rayonnements de CO_2 et de H_2O sont pris en compte. 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 d'absorptivité α est calculé comme suit :

$$Q_{wray}(r) = \frac{4\pi r^2}{4\pi R^2} \alpha \cdot \epsilon \cdot \sigma \cdot (T_{gb}^4 - T_w^4) \quad (8)$$

3.2.3. Distance de coincement

La relation entre la distance de coincement et le flux thermique pariétal est très importante pour la détermination numérique ou expérimentale de la distance de coincement dans

l'interaction flamme-paroi. Une modélisation ou une simulation numérique est alors demandée. La fin de la combustion est caractérisée par le coincement de la flamme. La distance de coincement est alors choisie comme critère d'arrêt de cette phase. La formulation [14] est alors adoptée de part sa validité à des hautes pressions (1-40 atm) :

$$Pe_{gb} = \frac{\delta_q}{\lambda_{gb}/\rho_{gf}S_l c_{p_{gb}}} = 3.5P^{-0.06} \quad (9)$$

Avec Pe_{gb} le nombre de Peclet basé sur les gaz brûlés.

4. Résultats numériques :

Les simulations numériques sont faites pour les mêmes conditions expérimentales citées en 3.1. avec $T_0 = 300K$. La paroi de la chambre ($\varnothing 82mm$) est en acier inoxydable et garde toujours sa température constante à T_0 . La distance de coincement est fixée à $79 \mu m$, conformément aux données expérimentales qui indiquent que la distance de coincement dans ces conditions reste inférieure à $100 \mu m$. La variation temporelle du flux thermique pariétal ainsi que de la pression sont présentés dans la Figure 2.

Le flux simulé indique 2 phases majeures de transfert thermique : pour $t < t_{pic} = 45$ ms, le flux simulé est faible et ne dépasse pas $0,4MW/m^2$. 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 $1,83MW/m^2$. Après l'extinction de la flamme, le flux de chaleur décroît brutalement : c'est le refroidissement. L'allure générale des courbes de flux 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.

Durant la 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 finement décrit ici. La reproduction des valeurs expérimentales par ce modèle 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). 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. Contrairement au refroidissement, le transfert de chaleur conductif prédomine sur le rayonnement pendant la phase de combustion. En général, les pertes radiatives restent moins importantes que les pertes conductives pour les deux phases.

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 charge de certains phénomènes parasites tels que la poussée d'Archimède qui peut altérer la combustion sphérique.

En comparaison avec les courbes expérimentales, l'évolution temporelle de la pression simulée suit la courbe expérimentale en termes d'allure et d'amplitude et ceci est pour les deux phases de combustion et de refroidissement. Concernant le flux thermique pariétal, les pertes thermiques simulées sont conformes aux mesures expérimentales en termes d'amplitude du flux maximal ($Q_{wmax-simulé}=1,8MW/m^2$ et $Q_{wmax-mesuré}=2,2MW/m^2$), mais ses valeurs s'écartent des mesures pendant le refroidissement. Un petit écart au niveau du temps de pic est enregistré ($\Delta t_{pic} \approx 2ms$). A noter que le changement brusque observé au moment du pic de flux au niveau de la courbe de pression numérique est probablement dû à un pas de temps qui nécessite d'être raffiné à cet endroit.

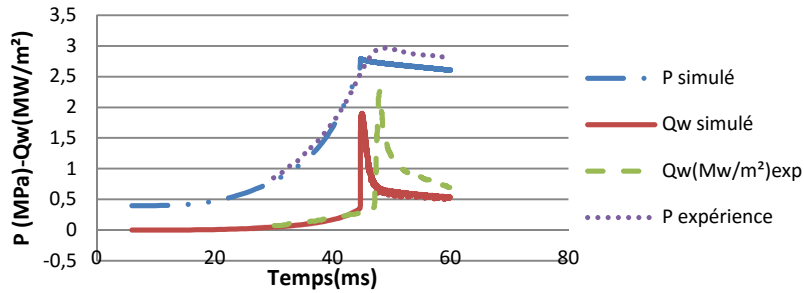


Figure 2: Pression et flux thermique pariétal- CH4-air, $\Phi=1$, $P_0=0.4\text{MPa}$, $\varnothing = 82\text{mm}$

4.1. Profil de température

Le profil de température dans les gaz frais est linéaire d'après Fergusson et Keck [7]. Dans notre étude, le profil de température au cours du temps dans les tranches de gaz frais et de gaz brûlés suit généralement l'évolution du flux et de la pression (Figure 3). La variation de la température dans les gaz frais ainsi que dans l'ensemble de la chambre est semblablement linéaire. Cependant, à l'approche du coincement, quelques oscillations perturbent la température des gaz frais. Ceci est peut être du à un problème numérique de convergence.

Nous traçons pour 4 positions différentes dans la chambre, la variation de la température au cours du temps (Figure 4). Les courbes montrent que les températures du centre de la chambre et de la dernière tranche de gaz frais varient de manière quasi stable. La température au centre suit l'évolution du flux et de la pression avant et après le coincement alors que la température proche paroi enregistre une variation négligeable. Concernant les deux autres positions qui se trouvent dans l'intervalle $[0, R]$, leurs températures suivent la propagation de la flamme : elles augmentent brutalement au moment de la combustion de la tranche les contenant en les faisant passer de la température des gaz frais à celle des gaz brûlés.

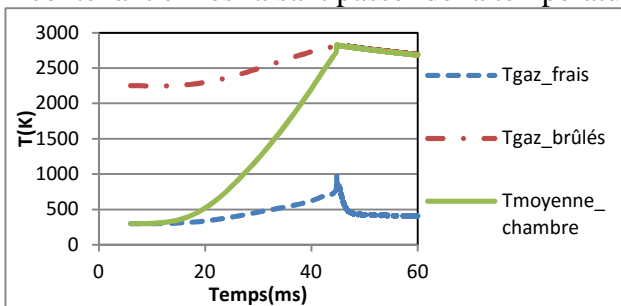


Figure 3 : Evolution temporelle de la température dans la chambre de combustion

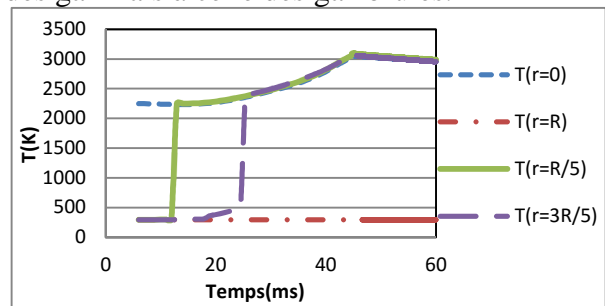


Figure 4: Evolution temporelle de la température à des positions différentes dans la chambre de combustion

4.2. Comparaison avec les modèles existants :

En termes de simulations numériques, des modèles 0D ou 1D ont été implémentés dans le code de calcul afin d'estimer les transferts thermiques fluide-paroi. Nous pouvons par exemple citer le modèle de Woschni [10] (2.3.2.a) qui ne simule pas correctement le pic de flux au moment du coincement car il ne prend pas en compte le caractère réactif de l'écoulement. Le modèle [9] adopte aussi une approche globale pour déterminer T_g qui la prend égale à la température moyenne des gaz dans la chambre pondérée entre les gaz frais et les gaz brûlés. Une approche locale est reproduite par le modèle [12] qui, actuellement, reste le plus compétitif en termes de résultats comparé à notre modèle. En effet, le modèle « stationnaire » de diffusion thermique établi dans [2], qui néglige les effets d'inertie thermique devant les effets de diffusion, est plus approprié pour estimer les pertes thermiques pariétales du fait de sa prise en compte d'un profil linéaire de température dans la tranche de

gaz frais. Une comparaison directe de notre modèle avec les modèles de la littérature cités précédemment est impossible étant donné que ces derniers ne prennent pas en compte la diffusion dans les gaz frais.

5. Conclusion

La résolution instationnaire de l'équation de chaleur dans toute la chambre reproduit bien le phénomène d'interaction flamme-paroi et met en évidence des résultats proches des mesures expérimentales. Ce code nécessite cependant une bonne discrétisation spatio-temporelle pour assurer une bonne convergence numérique.

L'étude numérique de la combustion de mélange pauvre et/ou à faibles pressions initiales est d'un intérêt majeur. En effet, des mesures expérimentales de la distance de coincement existent et peuvent servir de données d'entrée dans le code de calcul pour simuler l'interaction flamme-paroi. Aussi, une étude pourra être menée sur la formulation de la vitesse de flamme laminaire à faible pression afin de montrer son influence sur les pertes thermiques pariétales.

Références

- [1] Huang W.M, Vosen S.R, Greif R.,1986, « Heat transfer during laminar flame quenching: effect of fuels », Proceedings of the 21st Symposium on Combustion, 1853-1860.
- [2] 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.
- [3] Mukai K., Miyazaki H., Yashuara S., 2003, "Measuring technique of the cooling loss and the influence of the operating variables on heat balance in a gasoline engine", SAE Technical Paper 2003-04-0065.
- [4] Boust B., Sotton J., Bellenoue M., 2006a, « Caractérisation expérimentale de l'échange thermique instationnaire entre une flamme de prémélange et la paroi d'une chambre de combustion à volume constant », Congrès Français de la Thermique.
- [5] Potter, Jr, A.E., Berlad, A.L., 1955, "A thermal equation for flame quenching", NASA TN 3398.
- [6] Boust B., Sotton J., Labuda S.A., Bellenoue M., 2007, "A thermal formulation for single-wall quenching of transient laminar flames", Combustion and Flame (149) 286-294.
- [7] Fergusson C.R., Kck J.J., 1977, "On laminar flame quenching and its applications to spark ignition engines", Combustion and Flame (28) 197-205.
- [8] 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.
- [9] Nusselt W., "Der wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine", V.D.I. Forschungsheft 264,1923.
- [10] Woschni G., 1967, "A universally applicable equation for the instantaneous heat transfer coefficient in the internal combustion engine", SAE Technical Paper 670931.
- [11] Han Z., Reitz R.D., 1997, "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.
- [12] Rivère J.P., Mechkor M., 2005, Modélisation des échanges thermiques sur la paroi de la chambre de combustion, Rapport RENAULT.
- [13] Carminati R., Transport en milieux dilués, ch 2 dans Micro et nanothermique, édité par S. Volz, Editions du CNRS, (Paris, France), 2007.
- [14] Westbrook C.K., Adamczyk A.A., Lavoie G.A., 1981, "A numerical study of laminar flame wall quenching", Combustion and Flame (40) 81-99.