



HAL
open science

L'influence de l'étirement sur la structure thermochimique des flammelettes.

Mohamed Issam El Khazen, Hmaied Ben Ticha, Mohammed Sassi

► **To cite this version:**

Mohamed Issam El Khazen, Hmaied Ben Ticha, Mohammed Sassi. L'influence de l'étirement sur la structure thermochimique des flammelettes.. JITH 2007, Aug 2007, Albi, France. 5p. hal-00162841

HAL Id: hal-00162841

<https://hal.science/hal-00162841>

Submitted on 29 Aug 2007

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.

L'INFLUENCE DE L'ÉTIREMENT SUR LA STRUCTURE THERMOCHIMIQUE DES FLAMMELETTES.

Mohamed Issam EL KHAZEN^{1*}, Hmaied BEN TICHA¹, Mohamed SASSI²

¹Laboratoire d'Etudes de Systèmes thermiques et Energétique (LESTE)
Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, 5019 Monastir Tunisie

²The Petroleum Institute, P.O.Box 2533, Abu Dhabi, UAE

* *khazen_issam@alinto.com*

Résumé : Le présent travail entre dans le cadre de la modélisation des flammes de prémélange turbulentes basée sur le concept des flammelettes. Il a pour objectif d'étudier numériquement l'influence de l'étirement sur la structure thermochimique des flammelettes. Pour une configuration « fresh counter to burnt » qui résulte de la rencontre frontale d'un jet de gaz frais et d'un jet de gaz chauds à l'équilibre, on a mis en évidence l'effet de l'étirement sur la température et déterminer sa valeur critique qu'on ne doit pas dépasser afin d'éviter l'extinction.

Mots clés :

Flamme prémélangée, Concept de flammelette, Etirement.

1. INTRODUCTION

Les flammes laminaires de prémélange ont fait l'objet de nombreuses études depuis quelques années [1,2,3], que ce soit sous la forme d'études expérimentales ou de calculs numériques. L'une des raisons pour laquelle leurs études se sont développées c'est parce qu'elles peuvent intervenir en amont de la combustion turbulente dans certaines modélisations fondées sur le concept de flammelette, [4]. Ce concept repose sur un découplage de l'écoulement turbulent et de la combustion, en supposant que les plus petites échelles de longueurs caractéristiques de la turbulence sont beaucoup plus grandes que l'épaisseur d'un front de flamme laminaire, $Da \gg 1$.

Au cours de ce travail, nous avons apporté des modifications à un code de calcul numérique, RUN-1DL, qui permet la résolution des équations de l'aérothermodynamique régissant une flamme de prémélange laminaire siège d'une combustion multiréactive, [5].

La méthode de discrétisation utilisée est celle des différences finies. Le choix de cette méthode est dicté par la facilité relative de sa mise en œuvre. La méthode de résolution adoptée est celle de Newton-Raphson pour la résolution des systèmes d'équations non-linéaires.

Dans notre étude nous nous sommes intéressés, à la résolution des équations de conservation des espèces et d'énergie, couplées avec l'équation d'état. Ces équations sont obtenues en se basant sur un mécanisme détaillé à 95 réactions de la combustion méthane-air.

Les résultats obtenus, ont fait l'objet d'un test de validation pour un taux d'étirement égale à 1000 s^{-1} , et on a pu mettre en évidence l'efficacité de ce code, [6,7]. Par suite, nous avons étudié l'influence de la variation de l'étirement sur les profils des fractions massiques et de la température.

2. FORMULATION MATHÉMATIQUE

Il y a plusieurs façons de modéliser une flammelette de prémélange laminaire étirée. Parmi ces modèles on a choisi le modèle « fresh conter to burnt » schématisé ci-dessous et qui est représenté par deux jets opposés, d'une part un mélange réactif frais et d'autre part un mélange chaud à l'équilibre.

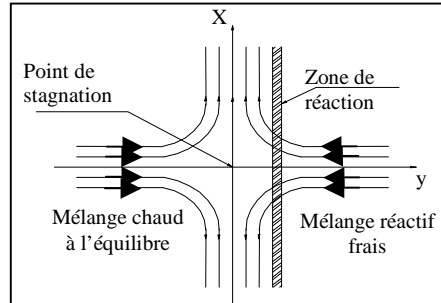


Figure 1: fresh conter to burnt

2.1. Hypothèses

- Les équations de la couche limite sont adoptées pour décrire les variations de la densité, de la vitesse, de la pression, de l'énergie et de la fraction massique d'une espèce, i .
- Un bas nombre de Mach au voisinage du point de stagnation est adopté.
- L'effet Dufour est considéré.
- On néglige la diffusion causée par le gradient de pression.
- Les forces extérieures sont négligées aussi.

2.2. Mise en équation

$$L(1) = 0, \quad (1)$$

$$L(G) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial G}{\partial y} \right) - \rho G^2, \quad (2)$$

$$c_p L(T) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{\partial T}{\partial y} \sum_{i=1}^N c_{pi} (\rho Y_i V_i) - \sum_{i=1}^N h_i w_i - \frac{\partial q_R}{\partial y} \quad (3)$$

$$L(Y_i) = -\frac{\partial \rho Y_i V_i}{\partial y} + w_i - Y_i, \quad i=1 \dots N, \quad (4)$$

En désignant par ϕ une grandeur quelconque associée à l'écoulement, l'opérateur convectif cumulatif L est défini par :

$$L(\phi) \equiv \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v\phi)}{\partial y} + (j+1)\rho G\phi \quad (5)$$

Où j est un paramètre géométrique qui vaut zéro pour l'écoulement plan et l'unité pour les écoulements axisymétriques.

Dans les équations (1), (2), (3), (4) et (5), t est le temps ; y est la coordonnée spatiale perpendiculaire au plan de stagnation ; G est le rapport u/x où x la coordonnée spatiale transversale; Y_i est la fraction massique de l'espèce i ; c_{pi} et h_i sont la chaleur massique spécifique et l'enthalpie spécifique de l'espèce i ; w_i est le taux de production de l'espèce i .

Dans l'équation d'énergie (3), le terme q_R est la composante suivant y du flux radiatif. Pour la géométrie dite du « fresh conter to burnt » les conditions aux limites sont :

$$G - a(t) \left(\frac{\rho_{+\infty}}{\rho_{-\infty}} \right)^{1/2} = T - T_{-\infty} = Y_i - Y_{i,-\infty} = 0 \quad \text{pour} \quad y \rightarrow -\infty. \quad (6)$$

$$G - a(t) = T - T_{\infty} = Y_i - Y_{i,\infty} = 0 \quad \text{pour} \quad y \rightarrow \infty. \quad (7)$$

et la condition au point de stagnation,

$$v = 0 \quad \text{à} \quad y = 0 \quad (8)$$

Dans l'équation (6) et au-dessous dans le contexte de la géométrie « fresh conter to burnt », le souscrit $-\infty$ est utilisé pour identifier les conditions ou quantités prises à $y = -\infty$, où $a(t)$ fait référence au taux d'étirement (en s^{-1}). Dans l'équation (8), nous avons supposé sans perte de généralité que le point de stagnation est localisé à $y = 0$.

3. RESULTATS

Une fois le code est validé, il est utilisé pour étudier l'influence de la variation du taux d'étirement sur les profils des fractions massiques et de la température d'une flamme de prémélange laminaire.

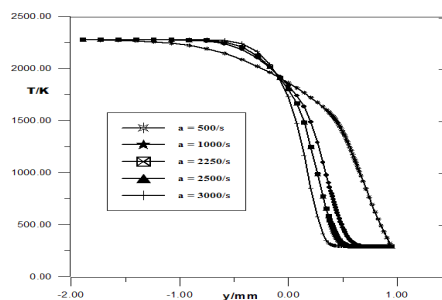


Figure 2 : Profils de température pour différents taux d'étirements

Le profil de la température, pour différents taux d'étirement, est représenté sur la figure 2. D'après cette figure on peut conclure qu'une augmentation de l'étirement rétrécit considérablement la zone de variation de la température. Notons bien que pour un taux

d'étirement égal à 3000s^{-1} la flamme est éteinte et ce profil est dû seulement au gradient de température entre les deux buses.

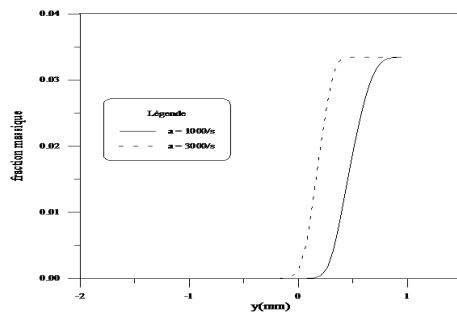


Figure 3 : fraction massique du méthane pour différents taux d'étirement

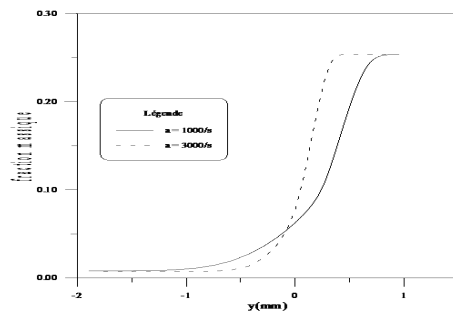


Figure 4 : fraction massique de l'oxygène pour différents taux d'étirement

Le profil de la fraction massique du méthane, pour deux valeurs du taux d'étirement, est représenté sur la figure 3. De cette figure nous pouvons conclure que le taux d'étirement $a=3000\text{s}^{-1}$ est supérieur à la valeur critique a_c correspondante au phénomène d'extinction. En effet la variation brusque de la fraction massique du méthane est due à la diffusion.

La solution numérique de l'équation de conservation de l'oxygène est schématisé sur la figure 4, comme pour le CH₄ on constate une brusque variation de la fraction massique pour $a=3000\text{s}^{-1}$, cela est due a la différence de concentration entre les deux buses d'injection.

D'après ces résultats on peut conclure que le taux d'étirement critique est inférieur a une valeur de 3000s^{-1} , mais ni le profil de température, ni le profil des espèces majoritaire ne peut nous donné une valeur plus précise de a_c , donc on doit étudier la variation d'une espèce intermédiaire.

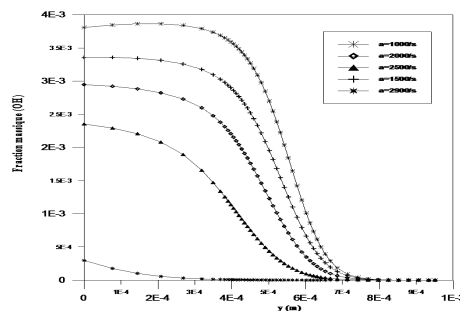


Figure 5 : profil de OH pour différents taux d'étirements

Dans la littérature [6, 7], on trouve que OH est un bon indicateur sur la valeur critique du taux d'étirement, on peut citer également le CO et le H₂ (généralement les radicaux). D'après la figure 5 on constate que le taux d'étirement critique est égale a 2900s^{-1} .

CONCLUSION

L'augmentation du taux d'étirement a une grande influence sur les profils des fractions massiques des espèces majoritaires et sur le profil de la température. En effet, elle se traduit par une restriction de la zone de combustion qui peut mener, au-delà d'une valeur critique du taux d'étirement, dans notre cas égale à $2900s^{-1}$, vers le phénomène d'extinction.

Ce travail peut nous servir comme base d'étude de la combustion turbulente, en supposant que les plus petites échelles de longueurs caractéristiques de la turbulence sont beaucoup plus grandes que l'épaisseur d'un front de flamme laminaire, la combustion turbulente peut être assimilée à un ensemble de flammelettes de prémélange laminaire qui ne sont que distordues et convectées par l'écoulement turbulent. Ce qui nous aidera à étudier plusieurs applications technologiques, tels que les moteurs à allumage commandé, les turbines à gaz et les turboréacteurs et peut être, d'arriver à maîtriser parfaitement le phénomène d'extinction, afin de l'éviter.

Nomenclature

Da	nombre de Damkohler	T	température, K
Y_i	fraction massique de l'espèce i	Symboles grecs	
a	étirement, s^{-1}	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
c_p	chaleur massique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
h	enthalpie, $J.Kg^{-1}$	μ	viscosité dynamique, $kg.m^{-1}.s^{-1}$
u	vitesse axiale, $m.s^{-1}$	Exposant, Indices	
V_i	vitesse de diffusion, $m.s^{-1}$	i	espèce

Références

- [1] J.O.Hirschfelder et C.F. Curtiss, Theory of propagation of Flames, Part I: General equation, In third symposium on combustion and flame and explosion phenomena, pp121-127, Baltimore, Williams and Wilkins Co,1949.
- [2] R. Borgui et Destriau, La combustion et les flammes, édition technip,1995.
- [3] Denis Veynante and Luc Vervisch, turbulent combustion modelling, Progress in energy and combustion science 28, pp193-266, 2002.
- [4] N. Peters, Laminar Flamelet concept in turbulent combustion. Twenty-First Symposium (International) on Combustion/The combustion Institute, pp. 1231-1250,1986.
- [5] B. Rogg.RUN-1DL, Manuel Code,2001.
- [6] Vincent Giovangigli, Etude Numérique de la Structure et des Limites d'Extinction des Flamme Prémélangées Hydrogène Oxygéné Soumise à un Entraînement Fort Prospectives dans les conditions des Moteurs Fusées, Laboratoire d'Acoustique et Mécanique, Université Paris 6.
- [7] N. Peters et R.J. Kee, The Computation of Stretched Laminar Methane-Air Diffusion Flames using a reduced four-step mechanism, Combustion and flame 73,pp45-65,1988.