

# Reconstruction de fluctuations du taux de dégagement de chaleur à partir de mesures interférométriques

T. Schuller<sup>\*1,2</sup>, J. Li<sup>1,2</sup>, F. Richecoeur<sup>1,2</sup>, and D. Durox<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>CNRS, UPR 288 “Laboratoire d’énergétique moléculaire et macroscopique, combustion” EM2C, Grande Voie des Vignes, 92295 Châtenay-Malabry, France

<sup>2</sup>Ecole Centrale Paris, Grande Voie des Vignes, 92295 Châtenay-Malabry, France

## Résumé

Une technique optique, utilisant un vibromètre laser (LIV), est développée pour reconstruire des perturbations du taux de dégagement de chaleur à partir de mesures de fluctuations de densité intégrées le long du trajet optique sondé par le faisceau laser. Dans la zone de réaction de flammes perturbées par un forçage acoustique, la contribution acoustique des fluctuations de densité peut être négligée devant la contribution d’origine entropique. Les fluctuations de densité mesurées peuvent alors être considérées proportionnelles au taux de dégagement de chaleur. Cette approximation est validée par des mesures indépendantes du taux de dégagement de chaleur en utilisant d’une part la technique LIV et d’autre part une caméra CCD, ainsi qu’un photomultiplicateur pour enregistrer l’émission de chimiluminescence de flammes laminaires parfaitement prémélangées. Les différentes mesures montrent un très bon accord pour des flammes méthane/air obtenues pour différents débits d’injection, dans des conditions pauvres ou riches en combustible, et pulsées à différentes fréquences et amplitudes d’excitation. On montre en particulier que la technique LIV renvoie un signal proportionnel qui ne dépend ni des paramètres de modulation acoustique (fréquence et amplitude), ni de la zone de l’écoulement sondée. Ce travail permet de valider le principe de cette technique alternative pour mesurer des perturbations du taux de dégagement de chaleur qui offre une bonne résolution temporelle et spatiale selon deux directions de l’espace, alors que l’information est intégrée selon la troisième direction.

## 1 Introduction

Estimer, mesurer et contrôler les perturbations du taux de dégagement de chaleur dans les chambres de combustion est un enjeu important car ces fluctuations sont souvent responsables d’intensification des flux thermiques aux parois, d’émission sonore associée à la combustion par les voies directe et indirecte, et dans certains cas d’instabilités thermo-acoustiques auto-entretenues accompagnées de vibrations de la structure pouvant causer des dommages importants et un vieillissement prématuré des composants de la chambre de combustion [1]. Il est donc important de disposer de techniques efficaces et robustes permettant de caractériser les fluctuations du taux de dégagement de chaleur.

Plusieurs techniques ont été développées, dont les principales sont brièvement décrites dans la section suivante, pour estimer ces fluctuations avec une bonne résolution temporelle. Une nouvelle alternative est proposée dans cette étude qui exploite le lien entre les perturbations du taux de dégagement de chaleur et de densité dans des flammes instationnaires. Lorsque les flammes sont plissées, par exemple lors d’instabilités thermo-acoustiques ou lorsqu’elles sont soumises à des modulations de l’écoulement amont, les perturbations du taux de dégagement de chaleur sont accompagnées de grandes fluctuations de densité dans la zone de réaction. C’est par exemple ce mécanisme qui est à l’origine du bruit de combustion. Il est possible de lier ces perturbations en utilisant l’expression approchée :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\partial p'}{\partial t} - \frac{\gamma - 1}{\bar{c}^2} \dot{q}' \quad (1)$$

où  $\rho'$ ,  $p'$  et  $\dot{q}'$  indiquent les perturbations de densité, de pression et du taux dégagement de chaleur (par unité de volume),  $\bar{c}$  dénote la vitesse locale du son et  $\gamma$  correspond au rapport des chaleurs spécifique des gaz. Cette équation est une version simplifiée de l’expression déterminant les fluctuations de densité dans un écoulement réactif à faible nombre de Mach comprenant une contribution acoustique et différentes contributions entropiques [1, 2].

\*Correspondant: thierry.schuller@ecp.fr

Dans les flammes, la contribution acoustique peut généralement être négligée et les sources entropiques sont largement dominées par celles associées aux fluctuations du dégagement de chaleur, on a alors :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} \simeq -\frac{\gamma-1}{c^2} \dot{q}' \quad (2)$$

Ce type d'approximation a par exemple déjà été utilisé dans certaines simulations directes du bruit de combustion rayonné par des flammes non confinées [3]. Cette expression est intéressante car il existe différentes techniques permettant de déterminer les fluctuations de densité dans un écoulement. L'équation (2) permet alors de reconstruire les fluctuations du taux de dégagement de chaleur avec suffisamment de précision si la vitesse du son et le rapport des chaleurs spécifiques sont bien connus. Un des avantages de cette méthode est que la reconstruction ne dépend a priori pas du mode de combustion. La plupart des techniques courantes utilisées pour estimer le taux de dégagement de chaleur sont en général limitées à des configurations parfaitement prémélangées, leur transposition à des écoulements partiellement ou non prémélangés est plus difficile. L'objectif de cette étude est de valider l'Eq. (2) dans une situation générique parfaitement prémélangée où des techniques indépendantes sont mises en oeuvre pour déterminer le taux de dégagement de chaleur.

La technique la plus répandue pour caractériser le taux de dégagement de chaleur est d'enregistrer l'émission de chimiluminescence des flammes. Pour la combustion d'hydrocarbures, les radicaux  $\text{OH}^*$ ,  $\text{CH}^*$ ,  $\text{C}_2^*$  or  $\text{CO}_2^*$  sont considérés comme des bons marqueurs du dégagement de chaleur [4, 5, 6, 7]. Enregistrer l'émission naturelle est une technique simple permettant d'obtenir des données résolues temporellement. Il est possible d'enregistrer l'émission de la flamme sur l'ensemble du volume de réaction (par exemples [8, 9, 10]) ou de réaliser des mesures locales [11, 12]. Le taux de dégagement de chaleur est alors généralement considéré proportionnel à l'intensité du signal lumineux collecté sur une certaine largeur spectrale autour d'une bande d'émission d'un radical. Ce type de méthode a par exemple été utilisée pour des flammes laminaires prémélangées soumises à des modulations de l'écoulement amont lorsque la composition du mélange reste homogène, les fluctuations du signal de chimiluminescence sont alors proportionnelles aux variations de la surface de flamme [13]. Dans des écoulements plus complexes, différents phénomènes supplémentaires peuvent intervenir et l'intensité de la turbulence, l'étirement de la flamme, sa courbure, la composition locale du mélange, la température et la pression doivent être pris en compte pour obtenir des données quantitatives sur le taux de dégagement de chaleur [7, 12, 14, 15, 16, 17, 18, 19]. Les mesures sont donc souvent limitées à des images fournissant des informations qualitatives sur le taux de dégagement de chaleur sauf dans un nombre limité d'études où le signal de chimiluminescence a été au préalable calibré en utilisant des traitements spécifiques. Cette technique par ailleurs ne permet d'obtenir que des informations intégrées selon la ligne de visée et il est généralement difficile de remonter à des informations résolues spatialement.

Une possibilité pour améliorer la résolution spatiale est d'utiliser la fluorescence induite par laser (LIF) en stimulant optiquement certaines transitions électroniques des radicaux présents dans l'écoulement à partir d'un faisceau ou d'une nappe laser intersectant le front de flamme. La fluorescence stimulée du radical OH est très utilisée car le pic de concentration de ce radical se situe dans les gaz brûlés juste derrière la zone de réaction. Il a également été montré que les gradient du signal de fluorescence OH sont bien corrélés avec la position du front de flammes turbulentes (par exemple [20, 21]). Le signal de fluorescence CH est considéré comme un meilleur traceur de la zone de réaction du fait de son abondance relative dans une zone très étroite et de son temps de vie très court [22, 23], même si de grandes déviations avec le taux de dégagement de chaleur ont été mises en évidence pour des flammes diluées lors de transitoires [24]. Des mesures résolues temporellement sont plus difficile à obtenir par les techniques LIF à cause des cadences de répétition limitées des lasers et des niveaux d'énergie délivrées par impulsion, même si des mesures par LIF OH et CH dans des plans avec des cadences de répétition de quelques kilo Hertz ont récemment été réalisées pour caractériser certains phénomènes transitoires dans des écoulements turbulents [25, 26, 27]. Dans la plupart des études, les techniques de fluorescence induite sont généralement utilisées pour déterminer la position du front de flamme. Des mesures quantitatives du taux de dégagement de chaleur résolues spatialement restent rares. Il est par exemple possible de stimuler des transitions d'autres radicaux, comme HCO [28] qui est considéré représentatif du taux de dégagement de chaleur ou de stimuler plusieurs radicaux présents dans le front de flamme à différentes longueurs d'onde de façon simultanée [6, 16, 29, 30, 31]. Ce type de mesures simultanées dans des écoulements instationnaires reste cependant très difficile à réaliser et nécessite plusieurs laser puissants accordés à différentes longueurs d'ondes avec des optiques spécifiques.

Une technique alternative relativement simple est présentée dans la section suivante qui permet d'obtenir

des informations temporelles avec une certaine résolution spatiale. La configuration expérimentale utilisée pour réaliser les mesures du taux de dégagement de chaleur est décrite à la section 3, ainsi que les différents diagnostics utilisés. Des comparaisons entre des données obtenues avec ces différentes techniques sont réalisées à la section 4. Des conclusions sur le potentiel de la technique développée dans cette étude sont proposées dans la dernière section.

## 2 Mesure des fluctuations de densité

La technique proposée dans cette étude repose sur une reconstruction des perturbations du taux de dégagement en exploitant l'Eq. (2) grâce à des mesures de fluctuations de densité. Plusieurs techniques spectroscopiques peuvent être utilisées pour déterminer les perturbations de la densité dans un écoulement [32, 33, 34, 35]. Nous proposons ici d'utiliser un système de vibrométrie par interférométrie laser (LIV).

La technique LIV est très sensible et fournit des informations intégrées le long du trajet optique du laser. Elle a déjà été utilisée avec succès pour déterminer des petites perturbations de la densité dans des écoulements turbulents en l'absence de réaction chimique [36, 37] et avec combustion [38]. Cette technique fournit des mesures de l'indice de réfraction  $n$  lié à la densité par la loi de Gladstone-Dale :

$$n - 1 = G\rho \quad (3)$$

où  $G$  indique la constante de Gladstone-Dale fixée dans cette étude à  $G = 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$  pour des flammes méthane/air [38]. Les perturbations de densité au sein de l'écoulement provoquent des variations de l'indice de réfraction de la lumière qui se traduisent par des variations de la phase  $\phi$  du signal mesuré par un interféromètre entre un faisceau de référence et un faisceau ayant traversé l'écoulement à sonder [36, 37]. Lorsque le chemin géométrique du laser est fixé, les fluctuations de la phase  $\phi$  entre les deux faisceaux sont directement proportionnelles aux perturbations de la densité intégrée le long du chemin optique [37, 38] :

$$\phi'(t) = \frac{4\pi G}{\lambda_0} \int_L \rho'(z,t) dz = \frac{4\pi G}{\lambda_0} \langle \rho'(t) \rangle L \quad (4)$$

où  $\lambda_0$  indique la longueur d'onde du laser et  $\langle \rho'(t) \rangle L$  correspond au signal des perturbations de densité intégré le long du chemin géométrique  $L$  couvert par le faisceau laser.

## 3 Configuration expérimentale

Les mesures sont réalisées avec un brûleur axisymétrique représenté à la Fig. 1 qui est équipé d'une tuyère de sortie de diamètre  $D = 20 \text{ mm}$ . Des flammes laminaires coniques sont stabilisées sur les lèvres du brûleur et sont soumises à des modulations de l'écoulement grâce à un haut-parleur fixé à la base. L'ensemble du dispositif

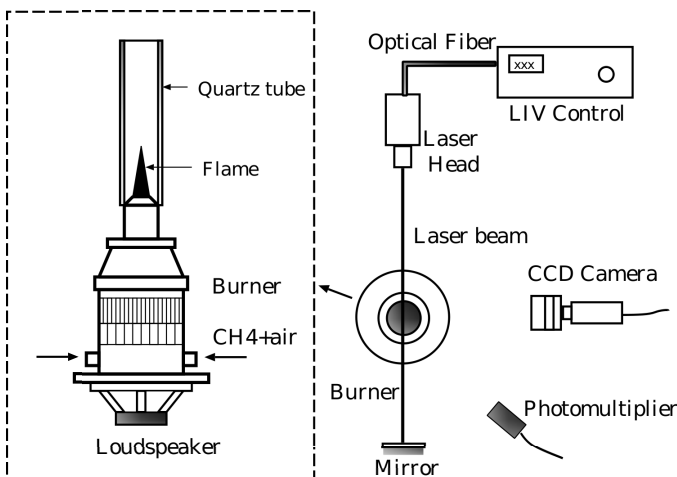


Figure 1 – Schéma du dispositif expérimental.

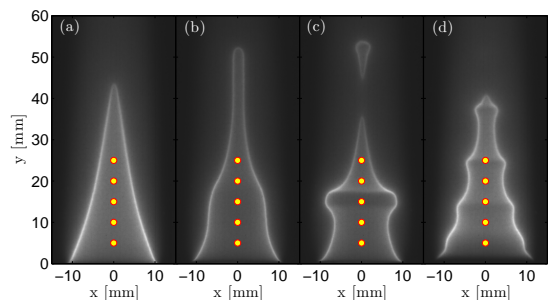


Figure 2 – Images de la Flamme-2-1. De gauche à droite : (a) flamme stationnaire. (b),(c),(d) Images instantanées prises à une phase arbitraire dans le cycle de modulation (b)  $f = 100.05 \text{ Hz}$  et  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.07$ , (c)  $f = 100.05 \text{ Hz}$  et  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.21$ , et (d)  $f = 250.05 \text{ Hz}$  et  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.21$ . Les disques jaunes indiquent les zones d'interrogation.

TABLE 1 – Conditions d’écoulement explorées.  $D$  : diamètre de la section de sortie du brûleur,  $H$  : hauteur de la flamme mesurée selon de l’axe du brûleur.

Flamme	Richesse $\phi$ [-]	Vitesse $\bar{v}_u$ [m·s <sup>-1</sup> ]	Hauteur $H/D$
Flamme-1	1.00	1.06	1.5
Flamme-2-1	1.00	1.50	2.1
Flamme-3	1.00	1.91	2.7
Flamme-2-2	0.85	1.06	2.1
Flamme-2-3	1.20	1.35	2.1

est placé sur un système de déplacement micrométrique selon les directions horizontale et verticale. La vitesse moyenne  $\bar{v}_u$  et sa valeur efficace (rms)  $v_{u,rms}$  de la composante axiale sont déterminées par un fil chaud placé à la sortie du brûleur lorsque l’écoulement est modulé en l’absence de combustion. Un tube de quartz d’un diamètre intérieur de 27 mm et d’une longueur de 150 mm est placé au sommet du brûleur pour confiner la flamme et éviter les interactions entre l’écoulement des gaz brûlés avec l’air extérieur. Les conditions d’écoulement explorées sont présentées dans la Tab. 1. La flamme prend une forme conique allongée comme sur la Fig. 2 obtenue pour la Flamme-2-1. Les gaz brûlés autour de la flamme ne peuvent pas se détendre complètement et sont en contact avec le tube de quartz. Le front de flamme conique prend dans ce cas une forme légèrement incurvée vers les gaz frais à cause de la surpression dans les gaz brûlés qui cause une accélération des gaz frais le long de l’axe de symétrie du brûleur [39].

Un système de vibrométrie LIV LS-V 2500 de la compagnie SIOS Meßtechnik GmbH est utilisé dans ces expériences pour mesurer les fluctuations de densité intégrées le long du chemin optique du laser traversant la flamme (Fig. 1). Il comprend un laser He-Ne ( $\lambda_0 = 633$  nm) dont le faisceau est divisé en un rayon objet qui traverse un objectif, passe à travers l’écoulement à sonder, se réfléchit sur un miroir plan, re-traverse l’écoulement dans la direction opposée, pénètre à nouveau l’objectif utilisé comme tête d’émission et de réception optique. La distance entre l’objectif et l’axe du brûleur est ici fixée à  $L_{bl} = 500$  mm, et la distance entre l’axe du brûleur et le miroir de réflexion vaut  $L_{bm} = 200$  mm. Le faisceau laser est focalisé au niveau du miroir de renvoi et le diamètre du faisceau de lumière n’excède pas 2 mm dans la zone d’interrogation. Les mesures sont réalisées pour cinq hauteurs le long de l’axe du brûleur de  $y = 5$  mm à 25 mm séparées par des incréments de 5 mm. Ces positions sont indiquées sur la Fig. 2 par cinq disques jaunes dont le diamètre correspond à la surface couverte par le faisceau laser.

Des images des flammes pulsées sont enregistrées avec une caméra CCD équipée d’un obturateur électronique dont le temps de pose est fixé à 1/4000 s. La caméra opère avec un taux d’acquisition fixe de 50 images par seconde. Les fréquences de modulation de l’écoulement sont choisies de sorte qu’elles soient proches, mais pas exactement, des multiples de 50 Hz pour obtenir un effet stroboscopique. Cette méthode permet d’enregistrer 20 phases par période pour une flamme soumise à une excitation à 100.05 Hz. La focale de l’objectif de la caméra a été ajustée pour que l’image de la flamme couvre la totalité du capteur CCD afin de maximiser la résolution. Le capteur comprend 768×494 pixels carrés dans les directions horizontale et verticale. Plus de 400 images sont enregistrées pour chaque condition opératoire. Les images sont ensuite triées pour reconstruire l’évolution du mouvement de la flamme au cours d’un cycle de modulation acoustique. Le temps d’exposition étant relativement court à chaque acquisition, le rapport signal sur bruit est amélioré en accumulant quatre images pour décrire chaque phase du cycle d’excitation et améliorer le contraste. Des exemples de résultats sont présentés sur la Fig. 2 pour la Flamme-2-1 à différentes excitations.

Pour des flammes parfaitement prémélangées en l’absence d’inhomogénéités de la composition, les perturbations de l’intensité  $I$  du signal de chimiluminescence émis par les radicaux libres OH\*, C<sub>2</sub>\* or CH\* présents dans le front de flamme sont proportionnelles aux fluctuations du taux de dégagement de chaleur [9, 13] :

$$\dot{Q} = kI \quad (5)$$

où le facteur  $k$  est une constante de calibration dont la valeur est fixée pour une richesse et un dispositif expérimental donné. Le photomultiplicateur PM et la caméra CCD sont utilisés de façon simultanée pour enregistrer le signal de chimiluminescence. Le PM enregistre ce signal avec un angle solide couvrant l’ensemble de la

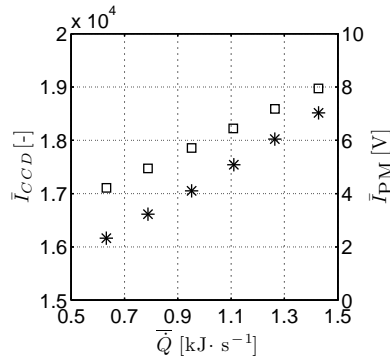


Figure 3 – Somme des valeurs de l’ensemble des pixel enregistrés par la caméra CCD (□), du signal enregistré par le photomultiplicateur (\*) comparés au taux de dégagement de chaleur  $\bar{Q}$ . Ces données ont été obtenues pour des flammes stationnaires méthane/air à la stoechiométrie  $\phi = 1.00$  en augmentant le débit injecté.

zone de réaction alors que la caméra permet d’obtenir sur chaque pixel une information locale intégrée selon la ligne de vue. Dans ces expériences, aucun filtre interférentiel n’a été utilisé. Le signal est uniquement filtré par les optiques des différents appareils et aucun post-traitement spécifique n’a été appliqué sur les données brutes enregistrées. Il a été vérifié pour l’ensemble des flammes examinées dans cette étude que le signal de chimiluminescence enregistré de cette façon et celui enregistré au travers de filtres interférentiels centrés sur les raies d’émission de  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$  donnent le même résultat pour la fonction de transfert de flamme soumises à des perturbations de vitesse [13]. Il a donc été choisi d’opérer sans filtre devant la caméra CCD et le PM.

Chaque valeur de pixel de la caméra couleur CCD est converti en un nombre réel correspondant à l’intensité totale cumulée pour les couleurs R, G et B. La somme de toutes ces valeurs sur l’ensemble de l’image donne l’intensité lumineuse globale  $I_{CCD}$  mesurée par la caméra. Cette quantité peut être comparée à l’intensité lumineuse  $I_{PM}$  enregistrée par le PM. En modifiant le débit dans le brûleur, il est possible d’examiner l’évolution de ces deux quantités  $I_{PM}$  et  $I_{CCD}$  en fonction du taux de dégagement de chaleur calculé à partir de l’expression  $\bar{Q} = \rho_u \bar{v}_u A \Delta q$ , où  $\rho_u$  correspond à la masse volumique du mélange combustible,  $A = \pi D^2/4$  est l’aire de section de sortie du brûleur,  $\Delta q$  représente le pouvoir calorifique du méthane ramené à l’unité de masse and  $\bar{v}_u$  est la vitesse débitante du mélange dans la section de sortie déterminée à partir des indications des débitmètres massiques. Les résultats pour des flammes stoechiométriques sont tracés sur la Fig. 3. Les valeurs des coefficients  $k_{CCD}$  et  $k_{PM}$  apparaissant dans l’Eq. (5) peuvent ainsi être déterminées et sont utilisées pour obtenir des mesures quantitatives du taux de dégagement de chaleur à partir des signaux de la caméra CCD et du PM.

Lorsque l’écoulement est soumis à des modulations harmoniques, les signaux délivrés par le système LIV et le PM sont enregistrés avec une fréquence d’échantillonnage de 8192 Hz sur une durée de 10 secondes. Les images de flamme avec la caméra CCD sont prises dans des expériences séparées. Le signal du PM est alors utilisé comme référence pour synchroniser les différents diagnostics. La tension de sortie du vibromètre LIV est convertie en fluctuation de densité intégrées le long du chemin optique  $\langle \rho'(t) \rangle L$ . Ce signal peut être contaminé par du bruit à basse fréquence dû aux différents appareils de mesure. Un filtre passe-haut qui n’introduit pas de déphase est appliqué avec une fréquence de coupure égale à  $f/2$ , où  $f$  représente la fréquence de modulation de l’écoulement, pour améliorer le rapport signal sur bruit.

Le taux dégagement de chaleur intégré selon la ligne de visée  $\langle \dot{q}' \rangle L$  est obtenu à partir des images de la caméra CCD en utilisant la relation suivante :

$$\langle \dot{q}' \rangle L = \frac{k_{CCD} I'_d}{A_d} \quad (6)$$

où  $I'_d$  représente la fluctuation d’intensité lumineuse intégrée sur une région correspondant à quelques pixels autour de l’axe du faisceau laser couvrant une surface  $A_d$  sur le capteur CCD. Pour les cinq positions représentées à la Fig. 2, une matrice de  $i \times i$  pixels autour du point de mesure est utilisée pour représenter la surface du faisceau laser LIV traversant la flamme. Le module et la phase du signal résultant  $\langle \dot{q}' \rangle L$  obtenu après intégration sur cette surface dépend du rayon d’intégration  $r_d$  (ou de la dimension de la matrice  $i$ ). Des tests qui ne sont pas reproduits ici montrent que la phase de ce signal ne dépend que très faiblement de la surface d’intégration avec des variations comprises entre  $\pm\pi/10$  lorsque la surface d’intégration varie. Le module de ce signal dépend en revanche directement de la surface d’intégration ou du nombre de pixels  $i$ . La dimension

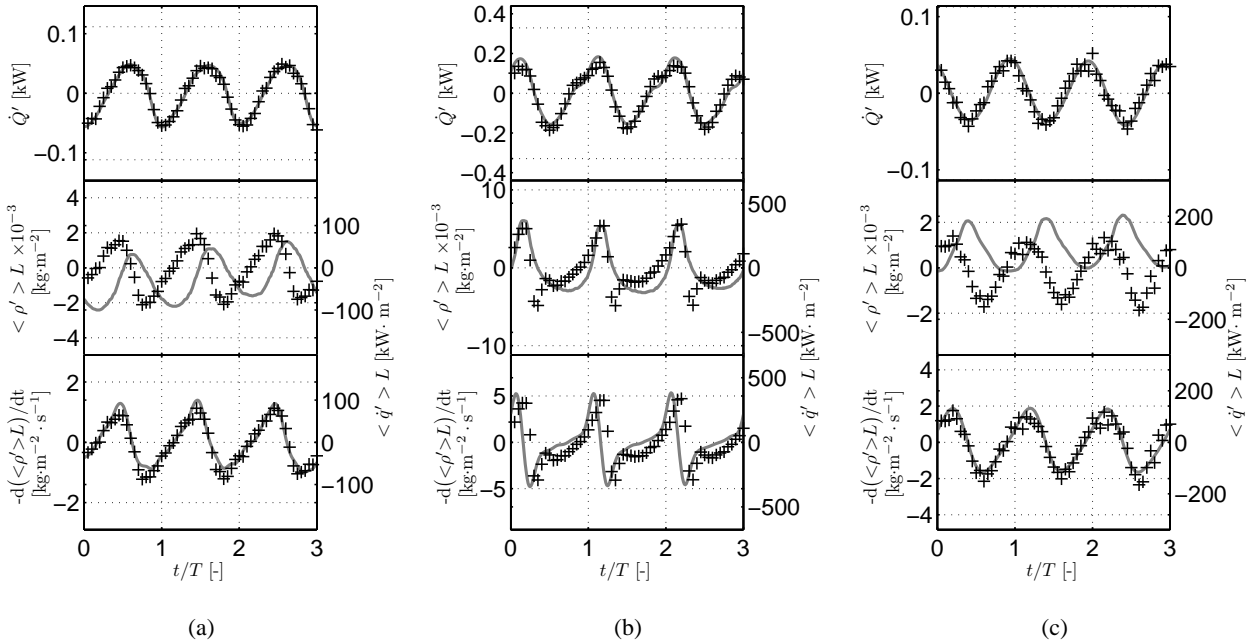


Figure 4 – Mesures à  $y = 15$  mm pour la Flamme-2-1 pour trois excitations : (a)  $f = 100.05$  Hz et  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.07$ . (b)  $f = 100.05$  Hz et  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.21$ . (c)  $f = 250.05$  Hz et  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.21$ . En haut : comparaison des signaux temporels du taux de dégagement de chaleur déterminé avec le photomultiplicateur (PM) (ligne continue) et avec la caméra CCD (symboles). Au milieu : comparaison entre  $\langle \rho' \rangle L$  (ligne continue) et  $\langle \dot{q}' \rangle L$  (symboles). En bas : comparaison entre  $-d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  (ligne continue) et  $\langle \dot{q}' \rangle L$  (symboles). Dans ces figures,  $t$  représente le temps et  $T$  la période du signal harmonique d'excitation.

$i = 21$  a été choisie dans ces expériences pour tenir compte de la taille finie du faisceau laser qui couvre un disque de rayon 1 mm dans la zone d'interrogation.

## 4 Résultats et discussion

Pour chaque mesure, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur global déterminé à partir du PM et de la caméra CCD sont d'abord traités par corrélation croisée pour déterminer la différence de phase entre ces mesures et synchroniser ces diagnostics. Un exemple est présenté en haut de la Fig. 4(a) pour la Flamme-2-1 soumise à une modulation harmonique de fréquence  $f = 100.05$  Hz avec un niveau de perturbation modéré  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.07$ . Les symboles représentent le taux de dégagement de chaleur déterminé par sommation des valeurs des pixels enregistrés par la caméra à des phases successives du cycle de modulation. Les lignes continues indiquent les mesures réalisées avec le PM. Cette figure montre également que ces deux signaux sont identiques en phase et en amplitude quel que soit le cas exploré.

Le signal intégré le long de la ligne de visée  $\langle \dot{q}' \rangle L$  extrait de l'analyse des images de la caméra CCD et celui correspondant aux fluctuations de densité intégrées le long du même trajet  $\langle \rho' \rangle L$  mesuré par LIV sont tracés sur les graphes au centre de la Fig. 4(a) pour une hauteur  $y = 15$  mm au dessus de la sortie du brûleur. Ces deux signaux présentent un caractère ondulatoire de période identique. Il est cependant plus intéressant de comparer le taux de variation temporel des fluctuations de densité  $-d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  et  $\langle \dot{q}' \rangle L$  représentés au bas des mêmes figures. Ces signaux ont été mis à l'échelle pour obtenir des amplitudes comparables. Le facteur de mise à l'échelle est une mesure de la quantité  $(\gamma - 1)/\bar{c}^2$  apparaissant dans l'Eq. (2) qui ici est moyennée le long du chemin optique. Ces deux signaux se superposent pour l'ensemble des conditions de forçage acoustique explorées sur les Fig. 4(a), (b) et (c). Les deux signaux  $-d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  et  $\langle \dot{q}' \rangle L$  mesurés à différentes positions le long de l'axe du brûleur se superposent toujours pour ces conditions de fonctionnement excepté pour celles réalisées proche de la sortie du brûleur.

En augmentant le niveau de modulation, la forme des quatre signaux  $\dot{Q}'$ ,  $\langle \dot{q}' \rangle L$ ,  $\langle \rho' \rangle L$  et  $-d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  présente des différences de plus en plus importantes avec des signaux harmoniques. Une analyse spectrale qui n'est pas reproduite ici montre toutefois que la fréquence associée au pic du spectre correspond toujours à la

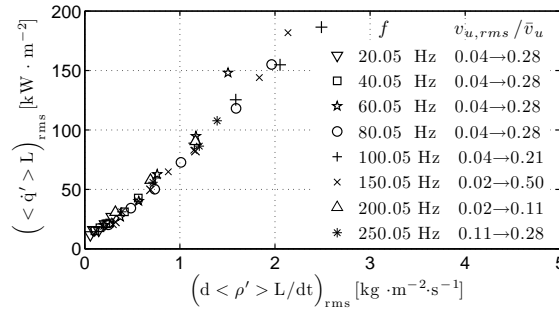
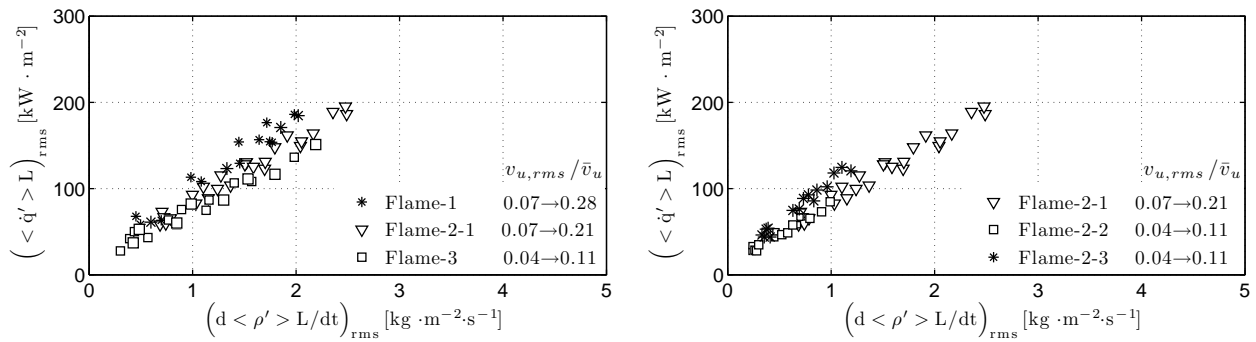


Figure 5 – Evolution de la valeur rms du signal  $\langle \dot{q}' \rangle L$  en fonction de  $d(\langle \rho' \rangle L)/dt$ . Les mesures ont été obtenues pour la position  $y = 15$  mm et la Flamme-2-1 lorsque la fréquence de modulation  $f$  varie de 20.05 Hz à 250.05 Hz pour des perturbations d’amplitude croissante.

fréquence d’excitation acoustique pour l’ensemble des cas explorés. Lorsque le niveau d’excitation est encore augmenté, la Fig. 4(b) met en évidence de petites différences entre les signaux  $\langle \dot{q}' \rangle L$  et  $-d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  pour une hauteur  $y = 15$  mm proche du sommet de la flamme et un niveau de modulation  $v_{u,rms}/\bar{v}_u=0.21$ . Ce phénomène est dû à la présence intermittente de gaz combustibles et de gaz brûlés au sommet de la flamme au cours du cycle de modulation. Ce phénomène n’est pas toujours bien capturé par les images de la caméra CCD qui possède un petit “jitter”. Des comparaisons du signal correspondant aux fluctuations du taux de dégagement de chaleur intégré le long de la ligne de visée  $\langle \dot{q}' \rangle L$  estimé à partir de différentes surface d’intégration de rayon  $r_d$  montrent également de petites variations de la phase du signal résultant. L’estimation réalisée pour  $\langle \dot{q}' \rangle L$  avec une surface correspondant à un disque de rayon  $r_d = 1$  mm présente également une plus grande imprécision du fait du caractère intermittent du taux de dégagement de chaleur dans cette région. Ceci peut également expliquer les petites différences observés entre les signaux  $\langle \dot{q}' \rangle L$  et  $-d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  sur la Fig. 4(b).

Le lien entre les signaux  $d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  et  $\langle \dot{q}' \rangle L$  est maintenant examiné en traçant l’évolution des valeur rms pour différentes fréquences de modulation et niveaux de perturbation. La proportionnalité entre ces deux signaux est démontrée pour la Flamme-2-1 sur la Fig. 5 pour des mesures réalisées à une altitude  $y = 15$  mm. Le coefficient de proportionnalité est indépendant de la fréquence de forçage et du niveau de modulation. Les données se superposent toutes sur la même droite sauf pour une excitation à  $f = 60.05$  Hz. Les mesures dans ce cas montrent que le signal LIV enregistré présente un faible rapport signal sur bruit dû à un bruit de fond provenant du système LIV. Pour une fréquence d’excitation  $f = 150.05$  Hz, le lien de proportionnalité est démontré jusqu’à ce que le niveau de modulation atteigne des valeurs élevées  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.50$ . Lorsque le niveau de modulation est encore augmenté, les flammes sont soufflées et ne peuvent plus être stabilisées sur ce brûleur. La plus haute fréquence de forçage explorée dans cette étude est  $f = 250.05$  Hz car les fréquences d’excitation plus élevées sont filtrées par la flamme qui ne dévie plus de sa position stationnaire. Dans ce cas, les deux signaux  $\langle \dot{q}' \rangle L$  et  $-d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  se superposent toujours parfaitement comme le montre la Fig. 4(c) même pour un niveau de modulation assez important  $v_{u,rms}/\bar{v}_u = 0.21$ . Il a également été vérifié que la constante de proportionnalité ne dépend pas non plus de la position choisie en réalisant ces comparaisons à différentes altitudes.

Il est finalement intéressant d’examiner ces signaux pour des flammes stabilisées dans différentes conditions d’écoulement. L’analyse suivante est menée pour des flammes stoechiométriques caractérisées par des hauteurs croissantes lorsque le débit de prémélange injecté est augmenté. Il s’agit des Flamme-1, Flamme-2-1 et Flamme-3 (Tab. 1). Une étude similaire est menée pour des flammes dont la hauteur est maintenue constante mais qui sont alimentées par des mélanges combustibles de richesses différentes en examinant le cas d’une flamme stoechiométrique (Flamme-2-1), celui d’une flamme pauvre (Flamme-2-2) et d’une flamme riche (Flamme-2-3). Ces configurations sont explorées pour différentes fréquences d’excitation et niveaux de perturbation. Les enregistrements temporels, qui ne sont pas représentés ici, montrent que les signaux  $\langle \dot{q}' \rangle L$  et  $d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  se superposent toujours pour tous les cas explorés. L’évolution des valeurs rms des signaux  $\langle \dot{q}' \rangle L$  et  $d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  est représentée pour une fréquence d’excitation  $f = 100.05$  Hz pour des valeurs croissantes du niveau de perturbation et pour différentes altitudes au dessus de la sortie du brûleur sur les Figs. 6(a) et 6(b). Les graphes du haut montrent que les deux signaux se superposent bien sur une seule droite



(a) Flammes stoechiométriques  $\phi = 1$  de hauteurs différentes. (b) Flammes de même hauteur  $H/D = 2.1$  mais de richesses différentes.

Figure 6 – Evolution des valeurs rms des signaux  $\langle \dot{q}' \rangle L$  et  $d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  lorsque la fréquence de modulation vaut  $f = 100.05$  Hz pour des perturbations d’amplitude croissante. Les conditions d’écoulement sont données dans la Tab. 1.

pour les flammes stoechiométriques obtenues à différents débits (de hauteur différente). Les données obtenues à des niveaux de perturbation élevés présentent une légère dispersion. L’origine de ces déviations peut être due à l’augmentation de la température du tube de quartz lorsque la puissance augmente pour des débits plus élevés. Les pertes thermiques aux parois modifient la température des gaz brûlés, la vitesse du son et le rapport des chaleurs spécifiques intervenant dans l’Eq. (2) sont à leur tour modifiés. Des écarts plus importants sont observés pour des flammes dont la richesse est modifiée lorsque la taille de flamme est maintenue constante. Les résultats présentés dans les graphes du bas montrent que les signaux  $\langle \dot{q}' \rangle L$  et  $d(\langle \rho' \rangle L)/dt$  sont toujours proportionnels, mais le coefficient de proportionnalité diffère légèrement pour des mélanges pauvre et riche en combustible. Les différences observées peuvent également être partiellement attribuées à la difficulté d’interpréter le signal de chimiluminescence pour des flammes riches.

## 5 Conclusion

Des mesures de fluctuations de la densité intégrées selon le trajet optique d’un laser ont été réalisées à l’aide d’un vibromètre LIV dans des flammes laminares issues de mélanges méthane/air. Ces données ont été utilisées pour reconstruire les fluctuations du taux de dégagement de chaleur de flammes coniques confinées par un tube de quartz et soumises à des modulations de l’écoulement amont pour différentes amplitudes et fréquences d’excitation. Les estimations du taux de dégagement de chaleur déterminées à partir de mesures LIV ont été comparées à des mesures basées sur l’exploitation du signal de chimiluminescence des flammes. Les deux techniques ont montré un très bon accord pour toutes les fréquences de modulation lorsque l’amplitude de la perturbation n’est pas trop élevée. Une relation de proportionnalité a été démontrée entre ces deux signaux qui ne dépend pas du point de mesure, ni de la fréquence de modulation. Cette relation présente cependant une petite dépendance aux conditions d’écoulement lorsque la richesse du mélange est modifiée. Les résultats pour des flammes riches présentent une légère déviation comparées aux mesures obtenues pour des mélanges pauvres ou stoechiométriques.

La technique LIV développée présente l’avantage d’être relativement simple à implanter. Elle permet d’obtenir des mesures résolues temporellement et résolues spatialement selon deux directions même si l’information est intégrée le long du trajet optique du laser. La technique présente également l’avantage de ne pas être restreinte au cas des flammes parfaitement prémélangées ; le lien entre les perturbations de densité et du taux de dégagement de chaleur ayant été établi sans hypothèse sur le mode de combustion. Cette technique et la méthode de reconstruction associée n’ont pour l’instant été validées que dans le cas de flammes laminares pulsées parfaitement prémélangées. Poursuivre ces validations pour de flammes partiellement prémélangée ou des flammes de diffusion est plus difficile à conduire car il n’existe pas de technique de référence pour facilement accéder aux fluctuations du taux de dégagement de chaleur dans ces modes de combustion. Ce travail fait l’objet d’études en cours.



## Remerciements

Jingxuan Li est financé par une bourse doctorale du China Scholarship Council, Project 111, Grant No. B08009.

## Références

- [1] S. Candel, D. Durox, S. Ducruix, A.-L. Birbaud, N. Noiray, T. Schuller, Flame dynamics and combustion noise : progress and challenges, *Int. J. Aeroacoustics* 8 (1) (2009) 1–56.
- [2] A. P. Dowling, The calculation of thermoacoustic oscillations, *J. Sound Vib.* 180 (4) (1995) 557–581.
- [3] M. Ihme, H. Pitsch, D. Bodony, Radiation of noise in turbulent non-premixed flames, *Proc. Combust. Inst.* 32 (1) (2009) 1545–1553.
- [4] A. G. Gaydon, *The spectroscopy of flames*, Wiley, New York, 1957.
- [5] J. Samaniego, F. Egolfopoulos, C. Bowman, CO<sub>2</sub>\* chemiluminescence in premixed flames, *Combust. Sci. Technol.* 109 (1-6) (1995) 183–203.
- [6] H. N. Najm, P. H. Paul, C. J. Mueller, P. S. Wyckoff, On the adequacy of certain experimental observables as measurements of flame burning rate, *Combust. Flame* 113 (3) (1998) 312–332.
- [7] N. Docquier, S. Belhafaoui, F. Lacas, N. Darabiha, C. Rolon, Experimental and numerical study of chemiluminescence in methane/air high-pressure flames for active control applications, *Proc. Combust. Inst.* 28 (2) (2000) 1765–1774.
- [8] I. R. Hurler, R. B. Price, T. M. Sugden, A. Thomas, Sound Emission from Open Turbulent Premixed Flames, *Proc. Roy. Soc. London Ser. A* 303 (1968) 409–427.
- [9] R. Price, I. Hurler, T. Sugden, Optical studies of the generation of noise in turbulent flames, *Proc. Combust. Inst.* 12 (1) (1969) 1093–1102.
- [10] S. Ducruix, D. Durox, S. Candel, Theoretical and experimental determinations of the transfer function of a laminar premixed flame, *Proc. Combust. Inst.* 28 (1) (2000) 765–773.
- [11] J. Kojima, Y. Ikeda, T. Nakajima, Spatially resolved measurement of OH\*, CH\*, and C<sub>2</sub>\* chemiluminescence in the reaction zone of laminar methane/air premixed flames, *Proc. Combust. Inst.* 28 (2) (2000) 1757–1764.
- [12] Y. Hardalupas, M. Orain, Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame, *Combust. Flame* 139 (3) (2004) 188–207.
- [13] T. Schuller, D. Durox, S. Candel, Dynamics of and noise radiated by a perturbed impinging premixed jet flame, *Combust. Flame* 128 (1-2) (2002) 88–110.
- [14] B. Higgins, M. Q. McQuay, F. Lacas, S. Candel, An experimental study on the effect of pressure and strain rate on CH chemiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames, *Fuel* 80 (11) (2001) 1583–1591.
- [15] Y. Ikeda, J. Kojima, H. Hashimoto, Local chemiluminescence spectra measurements in a high-pressure laminar methane/air premixed flame, *Proc. Combust. Inst.* 29 (2) (2002) 1495–1501.
- [16] B. Ayoola, R. Balachandran, J. Frank, E. Mastorakos, C. Kaminski, Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames, *Combust. Flame* 144 (1-2) (2006) 1–16.
- [17] V. N. Nori, J. M. Seitzman, CH\* chemiluminescence modeling for combustion diagnostics, *Proc. Combust. Inst.* 32 (1) (2009) 895–903.
- [18] M. Lauer, T. Sattelmayer, On the adequacy of chemiluminescence as a measure for heat release in turbulent flames with mixture gradients, *J. Eng. Gas Turb. Power* 132 (2010) 061502 (8 pages).
- [19] M. Lauer, M. Zellhuber, T. Sattelmayer, C. Aul, Determination of the heat release distribution in turbulent flames by a model based correction of OH\* chemiluminescence, *J. Eng. Gas Turb. Power* 133 (12) (2011) 121501 (8 pages).
- [20] R. Knikker, D. Veynante, C. Meneveau, A priori testing of a similarity model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion, *Proc. Combust. Inst.* 29 (2) (2002) 2105–2111.

- [21] R. Sadanandan, M. Stöhr, W. Meier, Simultaneous OH-PLIF and PIV measurements in a gas turbine model combustor, *Appl. Phys. B-Lasers Opt.* 90 (3-4) (2008) 609–618.
- [22] Q.-V. Nguyen, P. H. Paul, The time evolution of a vortex-flame interaction observed via planar imaging of CH and OH, *Proc. Combust. Inst.* 26 (1) (1996) 357–364.
- [23] J. Donbar, J. Driscoll, C. Carter, Reaction zone structure in turbulent nonpremixed jet flames—from CH-OH PLIF images, *Combust. Flame* 122 (1-2) (2000) 1–19.
- [24] C. M. Vagelopoulos, J. H. Frank, An experimental and numerical study on the adequacy of CH as a flame marker in premixed methane flames, *Proc. Combust. Inst.* 30 (1) (2005) 241–249.
- [25] M. Tanahashi, S. Taka, M. Shimura, T. Miyauchi, CH double-pulsed PLIF measurement in turbulent premixed flame, *Exp. Fluids* 45 (2) (2008) 323–332.
- [26] I. Boxx, M. Stöhr, C. Carter, W. Meier, Sustained multi-kHz flamefront and 3-component velocity-field measurements for the study of turbulent flames, *Appl. Phys. B-Lasers Opt.* 95 (1) (2009) 23–29.
- [27] M. Stöhr, I. Boxx, C. Carter, W. Meier, Dynamics of lean blowout of a swirl-stabilized flame in a gas turbine model combustor, *Proc. Combust. Inst.* 33 (2) (2011) 2953–2960.
- [28] J. B. Jeffries, D. R. Crosley, I. J. Wysong, G. P. Smith, Laser-induced fluorescence detection of HCO in a low-pressure flame, *Proc. Combust. Inst.* 23 (1) (1991) 1847–1854.
- [29] P. Paul, H. Najm, Planar laser-induced fluorescence imaging of flame heat release rate, *Proc. Combust. Inst.* 27 (1) (1998) 43–50.
- [30] A. Fayoux, K. Zähringer, O. Gicquel, J. Rolon, Experimental and numerical determination of heat release in counterflow premixed laminar flames, *Proc. Combust. Inst.* 30 (1) (2005) 251–257.
- [31] R. Balachandran, B. Ayoola, C. Kaminski, A. Dowling, E. Mastorakos, Experimental investigation of the nonlinear response of turbulent premixed flames to imposed inlet velocity oscillations, *Combust. Flame* 143 (1-2) (2005) 37–55.
- [32] J. Kojima, Q.-V. Nguyen, Quantitative analysis of spectral interference of spontaneous Raman scattering in high-pressure fuel-rich H<sub>2</sub>–air combustion, *J. Quant. Spectrosc. Ra.* 94 (3-4) (2005) 439–466.
- [33] P. Magre, P. Bouchardy, Nitrogen and hydrogen coherent anti-stokes raman scattering thermometry in a supersonic reactive mixing layer, *Proc. Combust. Inst.* 28 (1) (2000) 697–703.
- [34] R. Miles, W. Lempert, J. Forkey, Laser rayleigh scattering, *Meas. Sci. Technol.* 12 (5) (2001) 33–51.
- [35] A. Rausch, A. Fischer, H. Konle, A. Gaertlein, S. Nitsch, K. Knobloch, F. Bake, I. Röhle, Measurements of Density Pulsations in the Outlet Nozzle of a Combustion Chamber by Rayleigh-Scattering Searching Entropy Waves, *J. Eng. Gas Turb. Power* 133 (3) (2011) 031601 (9 pages).
- [36] N. Mayrhofer, J. Woisetschläger, Frequency analysis of turbulent compressible flows by laser vibrometry, *Exp. Fluids* 31 (2) (2001) 153–161.
- [37] S. Köberl, F. Fontaneto, F. Giuliani, J. Woisetschläger, Frequency-resolved interferometric measurement of local density fluctuations for turbulent combustion analysis, *Meas. Sci. Technol.* 21 (3) (2010) 035302 (10 pages).
- [38] F. Giuliani, T. Leitgeb, A. Lang, J. Woisetschläger, Mapping the density fluctuations in a pulsed air-methane flame using laser-vibrometry, *J. Eng. Gas Turb. Power* 132 (3) (2010) 031603 (8 pages).
- [39] F. Higuera, Aerodynamics of a slender axisymmetric bunsen flame with large gas expansion, *Combust. Flame* 156 (5) (2009) 1063–1067.