



HAL
open science

Mesure de la température d'un accroche-flamme tournant par phosphorescence induite par laser

Pradip Xavier, Gorkem Oztarlik, Benjamin Blaisot, Frédéric Bergame, Sébastien Cazin, Moïse Marchal, Maëlle Ogier, Laurent Selle, Thierry Poinsot

► To cite this version:

Pradip Xavier, Gorkem Oztarlik, Benjamin Blaisot, Frédéric Bergame, Sébastien Cazin, et al.. Mesure de la température d'un accroche-flamme tournant par phosphorescence induite par laser. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02097683

HAL Id: hal-02097683

<https://hal.science/hal-02097683>

Submitted on 12 Apr 2019

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.

Mesure de la température d'un accroche-flamme tournant par phosphorescence induite par laser.

Pradip Xavier¹, Gorkem Oztarlik¹, Benjamin Blaisot¹, Frédéric Bergame¹, Sébastien Cazin¹, Moïse Marchal¹, Maëlle Ogier¹, Laurent Selle¹ & Thierry Poinso¹

¹ Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) - Université de Toulouse, CNRS-INPT-UPS, Toulouse, 31400, France

Email auteur correspondant : pradip.xavier@coria.fr

La connaissance précise des températures de parois de chambres de combustion aéronautiques est primordiale avec le développement de foyers compacts efficaces et peu polluants. Cette étude décrit l'utilisation de la phosphorescence induite par laser (LIP en anglais) appliquée à un accroche-flamme cylindrique mis en rotation, ce dernier pouvant servir à effectuer du contrôle de la combustion. Afin de tenir compte de la durée de décroissance des luminophores et du temps effectif de collection du signal, le dispositif classique ponctuel est modifié afin d'illuminer une plus grande surface de l'objet. Une fonction de correction analytique est dérivée afin de tenir compte de la convolution systématique du signal avec le mouvement du cylindre. La principale limitation de ce type de traitement est liée la perte rapide de signal. Les mesures obtenues valident des simulations numériques isothermes. Les résultats indiquent que les variations de température liées à la précision de la technique sont négligeables alors qu'un écart plus important altère la position de stabilisation de la flamme.

1 Introduction

Les normes environnementales sur les émissions de polluants, la consommation de carburant et le bruit guident l'optimisation et le développement des futurs systèmes de combustion aéronautiques [1]. Le développement de nouveaux matériaux avec des températures de fusion plus élevées pourraient améliorer le rendement thermique, mais cela nécessite d'avoir une meilleure compréhension de leur comportement dans des environnements réactifs [2, 3, 4]. Par exemple, le processus d'interactions flamme-paroi doit être correctement caractérisé car il peut influencer les mécanismes de formation de polluants [13], modifier la stabilité de flamme [9], et mener à l'apparition d'instabilités de combustion [10, 12].

Les mesures de température de parois au sein de foyers de combustion reste un défi majeur en terme de métrologie [13]. Les techniques usuelles de thermométrie pour les parois sont peu nombreuses et souffrent de plusieurs limitations. La thermométrie par luminophores apparait comme une solution attrayante et prometteuse. Ce diagnostic utilise des cristaux inorganiques dopés avec des terres rares dont les propriétés spectroscopiques sont sensibles à la température [14, 15, 16]. Son implémentation dans le domaine temporel permet de corrélér la durée de décroissance du signal de phosphorescence (suite à une excitation laser) à la température de la paroi [17].

Récemment, Mejia et al. [18] a effectué du contrôle d'instabilités thermoacoustiques sur une flamme stabilisée sur un accroche-flamme cylindrique en rotation. Le manque de données expérimentales dans l'étude de Mejia était la raison première pour implémenter de la phosphorescence induite par laser (LIP) sur cette configuration. Cependant, la rotation de l'accroche flamme pose certaines questions sur le traitement des données: le dispositif classique ponctuel est mis en défaut si la durée de décroissance de phosphorescence est plus grand que le temps de passage devant le champ de vision du capteur. Ce biais a été réduit grâce à l'utilisation de particules luminophores ultra-rapides [20, 22]. dans ce cas, l'objet est considéré comme quasi-statique, mais requiert des particules spécifiques avec un matériel d'acquisition adéquat.

L'objectif de cette étude est de présenter une méthode simple pour réaliser des mesures de température sur des objets en mouvement et avec des particules luminophores ayant des temps de décroissance longs. Dérivé du dispositif classique de LIP, la méthodologie est testée sur le cas canonique d'une flamme stabilisée sur un accroche-flamme cylindrique en rotation [18]. L'article présente dans un premier temps le dispositif expérimental ainsi que le diagnostic optique de LIP. La procédure de traitement et de correction des signaux est ensuite développée avant de présenter des résultats validant la faisabilité de cette méthode.

2 Dispositif expérimental et diagnostic optique

2.1 Banc de combustion

Cette étude est conduite sur une flamme confinée de pré-mélange pauvre méthane/air, stabilisée dans le sillage d'un accroche flamme cylindrique. Le brûleur a une section rectangulaire constante ($h = 37$ mm par $l = 94$ mm), Fig. 1. L'accroche flamme en acier inoxydable de diamètre $d = 8$ mm, est connecté à un moteur électrique (Faulhaber 2232S024BX4) afin d'imposer une vitesse angulaire constante, ω . La cellule d'essai est équipée d'un hublot en quartz afin de faire des mesures directes d'émission de flamme. Deux fentes optiques sont insérées sur les parois latérales refroidies par eau pour faire passer les faisceaux laser. La vitesse de l'écoulement est fixée à $u_b = 1.07$ m/s avec une richesse de $\phi =$

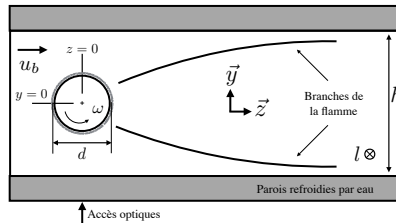


Figure 1: Vue en coupe de la chambre de combustion et définition des paramètres de contrôle.

0.7, permettant d'obtenir une flamme stationnaire. La vitesse de rotation est caractérisée par le taux normalisée de rotation, α , défini comme

$$\alpha = \omega d / 2u_b. \quad (1)$$

Les vitesses de rotation imposées vont de 380 à 7600 trs/min, correspondant à des valeurs de α allant de 0.15 à 3.

2.2 Phosphorescence induite par laser (LIP)

La poudre de luminophores commerciale $Mg_4FGeO_{5,6} \cdot Mn$ (Osram SV067) a été sélectionnée pour cette étude (300-900 K), avec des durées de décroissance allant de 3.3 ms à 5 μs [24]. Cette poudre est mélangée à un liant céramique à base d'eau (Zyp Coatings, Inc., HPC). La concentration massique est fixée à 5 %, donnant un signal-sur-bruit supérieur à 30 entre 300 et 800 K. Le mélange est appliqué sur la surface du cylindre à l'aide d'un aérographe (Sotar Super Micron).

Le revêtement de particules est excité par la troisième harmonique (355 nm) d'un laser Nd:YAG avec une cadence de tir de 10 Hz. L'énergie laser est ajustée à 30 μJ /impulsion à l'aide d'une densité optique variable (Thorlabs NDC-50C-4-A), permettant ainsi de rester dans le domaine linéaire et d'éviter tout échauffement lié au laser [25, 26]. Le signal de phosphorescence est collecté sur un photomultiplicateur (PM : Hamamatsu H7422-50) équipé de densités optiques et d'un jeu de filtres optiques. Les résidus de l'excitation laser sont coupés à l'aide d'un filtre passe-haut (CVI LPF-550) et un filtre passe-bande à 660 ± 10 nm (CVI F10-660) permet de collecter le signal d'émission. Le courant en sortie de PM passe au travers d'un convertisseur courant-tension avant d'être enregistré sur une carte d'acquisition fonctionnant à 1 MHz.

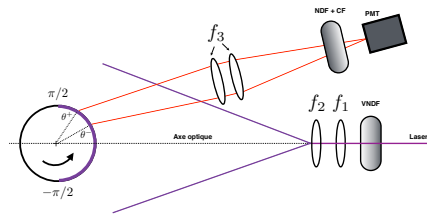


Figure 2: Dispositif optique de la phosphorescence induite par laser sur un objet en mouvement. VNDF: Filtre à densité neutre variable; NDF: Densité neutre variable; CF: filtre optique; PMT: photo-multiplicateur; f_1 : lentille sphérique (1000 mm); f_2 : lentille cylindrique (-22 mm); f_3 : lentille sphérique (500 mm).

Lorsque la paroi est en mouvement, la principale contrainte avec une excitation laser ponctuelle réside dans le fait que le temps de décroissance de phosphorescence est plus grand que le temps que le PM voit la zone illuminée. Par exemple, un cylindre en rotation avec $\alpha = 2$ (i.e. 5100 rpm) à $T_c = 300$ K, a un déplacement de ≈ 7 mm pendant la durée de décroissance. Ce déplacement est beaucoup plus grand que le champ de vision du PM, et induira une extinction très rapide du signal. Au lieu d'ajuster le temps de décroissance des luminophores, le dispositif optique est modifié pour produire une nappe laser. Au delà de l'augmentation du signal, cette solution permet d'augmenter le temps de collection. La figure 2 présente le dispositif optique utilisé sur les cas sans et avec rotation. La génération d'une nappe laser se fait à l'aide d'une lentille convergente ($f_1 = 1000$ mm) et d'une d'une lentille divergente ($f_2 = -22$ mm). L'axe optique est normal à l'axe de rotation du cylindre, ce qui permet d'illuminer la moitié du périmètre du cylindre. La collection se fait à l'aide d'un système de collimation, ce dernier étant légèrement incliné par rapport à l'axe optique d'excitation. Le signal est collecté entre deux angles, θ^- et θ^+ (i.e. angle de vision du PM). Dans cette étude, $\theta^- = 0.5$ rad et $\theta^+ = \pi/2$ rad, i.e. le PM voit la portion haute du cylindre (par rapport au sens de l'écoulement).

3 Traitement du signal et validation

Le signal temporel de phosphorescence est normalisé par son maximum et une portion (entre 10 et 90 % du maximum) est interpolée à l'aide d'une fonction exponentielle, $I(t) = e^{-t/\tau}$. La constante de temps τ étant directement liée à la température T , une procédure d'étalonnage permet d'établir la relation $T = f(\tau)$. Un échantillon en acier inoxydable équipé de cartouches chauffantes est utilisé comme étalonnage. La température est mesurée à l'aide d'un thermocouple de type K. 100 tirs sont enregistrés pour chaque température. De la moyenne de ces 100 courbes est extrait τ . La précision de la technique (basée sur la moyenne des écarts type des mesures) est de ± 7 K. La justesse est estimée à $\sim 1\%$ grâce à une comparaison avec des mesures de thermographie infrarouge.

Comme expliqué précédemment, la moitié du cylindre est illuminée à l'aide de la nappe laser et la phosphorescence est collectée via l'angle de vision du PM. Par conséquent, ce dispositif donne accès à une température moyenne de la surface du cylindre. L'estimation du nombre de Biot, $Bi = 0.01$ indique que la température dans le matériau est homogène. De plus, lorsque le cylindre est en rotation ($\alpha > 0.2$), le temps thermique caractéristique du cylindre $\tau_t = d^2/D$ (D est la diffusivité thermique) est d'environ 6 s, ce qui est 50 fois plus grand que le temps caractéristique de rotation du cylindre $\tau_r = \pi d/\alpha u_b$. La mise en rotation accentue donc l'homogénéité en température du cylindre.

La figure 3 montre des signaux de phosphorescence enregistrés à température ambiante et pour différents taux de rotation α . Pour $\alpha = 0$, le signal a bien une forme d'exponentielle décroissante. Lorsque α augmente, la durée de décroissance diminue due à l'extinction du signal (i.e. la zone illuminée sort de l'angle de vision du PM). Ceci mène à une erreur systématique sur l'évaluation de la température via la courbe d'étalonnage $T = f(\tau)$ obtenue sans rotation. Pour de grandes valeurs de α , le cylindre

effectue une rotation complète durant le temps de décroissance de phosphorescence. Ceci donne lieu à une extinction complète du signal avec apparition de pics secondaires lorsque la zone illuminée a effectuée une rotation complète. Afin de corriger ce biais, une fonction de correction, $\gamma(t, \alpha)$, est déterminée

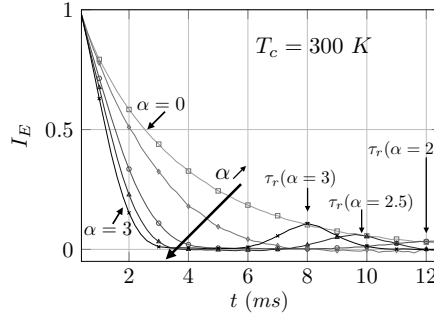


Figure 3: Evolution temporelle de phosphorescence pour différents taux de rotation α , à température ambiante ($T_c = 300\text{ K}$). Les pics secondaires sur les signaux correspondent aux temps τ_r d'une rotation complète du cylindre.

analytiquement afin d'obtenir le lien entre le signal lorsque le cylindre est en mouvement, $I(t, \alpha)$, de celui sans rotation $I(t, \alpha = 0) = I_0(t)$.

La figure 4(a) représente une portion du cylindre illuminée par la nappe laser. Puisque la lentille divergente se situe à 2 m du cylindre, la distribution d'énergie peut être considérée comme uniforme entre $-\pi/2$ et $\pi/2$. De plus, la LIP est implémentée dans le régime linéaire, l'émission de la phosphorescence, dI_E , d'une portion de cylindre dl , peut s'écrire

$$dI_E = \beta I_L \cos(\theta) \cos(\theta - \omega t) e^{-t/\tau} dl, \quad (2)$$

avec β le coefficient de linéarité entre l'intensité reçue et ré-émission. L'angle d'émission $\theta - \omega t$ (Fig. 4(b)) tient compte la rotation du cylindre avec une forme lambertienne. Afin d'imposer une valeur nulle de dI_E lorsque le cylindre a effectué une demi-rotation, une fonction escalier glissante $H(\theta)$ est introduite, ce qui donne

$$dI_E = \beta I_L e^{-t/\tau} \cos(\theta - \omega t) \cos(\theta) H(\theta + \pi/2 - \omega t) dl. \quad (3)$$

Le signal collecté sur le PM est obtenu en intégrant dI_E sur les bornes de vision de ce dernier,

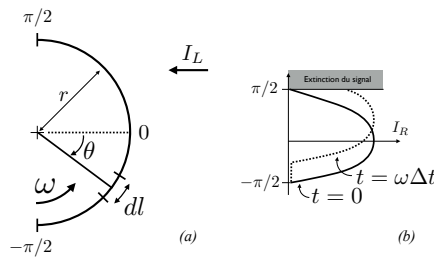


Figure 4: représentation schématique du dispositif de LIP modifié. (a) Définition des différents paramètres. (b) Convection azimutale de l'intensité I_R reçue du laser.

$$I(t, \alpha) = r \beta I_L e^{-t/\tau} \int_{\theta^-}^{\theta^+} \cos(\theta - \omega t) \cos(\theta) H(\theta + \pi/2 - \omega t) d\theta. \quad (4)$$

La fonction de correction $\gamma(t, \alpha)$ est obtenue en faisant le rapport du signal avec rotation, $I(t, \alpha)$, et de celui sans rotation, $I(t, \alpha = 0) = I_0(t)$,

$$\gamma(t, \alpha) = \frac{I(t, \alpha)}{I_0(t)} = \frac{\int_{\theta^-}^{\theta^+} \cos(\theta - \omega t) \cos(\theta) H(\theta + \pi/2 - \omega t) d\theta}{\int_{\theta^-}^{\theta^+} \cos^2(\theta) d\theta}. \quad (5)$$

On remarque que la fonction de correction ne dépend que du champ de vision du PM et de la vitesse de rotation du cylindre. La figure 5(a) montre la fonction de correction analytique pour différents taux de rotation α . Le cylindre sans rotation ne donne pas lieu à une correction. Quand le taux de rotation

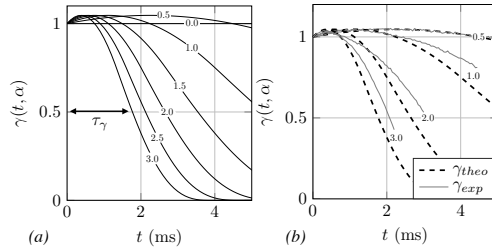


Figure 5: (a) Fonction de correction théorique $\gamma(t, \alpha)$ issue de Eq. 5 pour différents α . (b) Evaluation théorique et expérimentale de la fonction de correction γ pour plusieurs taux de rotation α .

est imposé, la fonction dépasse l'unité avant de tendre vers zéro : le PM ayant un champ de collection situé en haut du cylindre, il enregistre avec un délai le maximum de phosphorescence émis à $\theta = 0$. Dès lors que le taux de rotation augmente, $\gamma(t, \alpha)$ chute plus rapidement vers zéro, confirmant l'extinction de signal due à la rotation. La fonction analytique peut également être validée par des mesures, en estimant le rapport des signaux $I(t, \alpha)/I_0(t)$. Ce test ne peut cependant être effectué qu'à température ambiante. La comparaison entre la théorie et les mesures (Fig. 5(b)) montre un très bon accord pour de faibles temps d'émission, ce qui correspond bien aux temps caractéristiques de phosphorescence des luminophores en question.

Comme indiqué par Tobin et al. [22], si le temps de décroissance $\tau_P = \ln(10)\tau$ est plus long que le temps de collection sur le PM (qui est corrélé au temps de mouvement de l'objet τ_c), un biais apparaîtra en réduisant la fenêtre d'interpolation. De la même manière, la correction proposée implique une division par une fonction qui tend vers zéro. Afin de d'estimer une plage de mesures valides, il est donc nécessaire de fixer des critères temporels, i.e. $\tau_P < \tau_c$ et $\tau_P < \tau_\gamma$, avec τ_γ le temps pour que la fonction de correction atteigne 50% de sa valeur initiale. La figure 6 montre ces différents temps caractéristiques

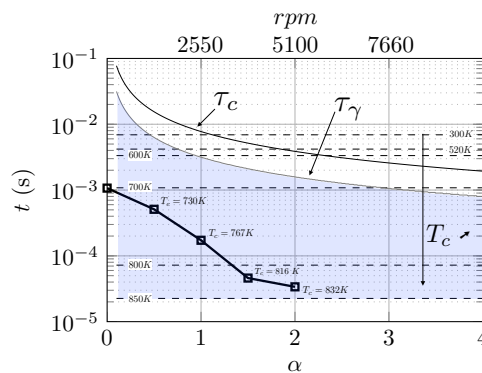


Figure 6: Carte indiquant plusieurs temps caractéristiques (τ_c : rotation du cylindre, τ_γ : fonction de correction, lignes pointillées: PIL). La zone grisée correspond à la gamme de taux de rotation où la LIP peut être corrigée avec Eq. 5.

en fonction du taux de rotation. Des durées de phosphorescence τ_P et les températures correspondantes sont représentées en lignes pointillées. Le critère sur la fonction de correction est plus restrictif que celui sur le temps de décroissance. La zone grisée correspond aux couples α - τ où les mesures peuvent

être considérés comme non-biaisés. Plus le taux de rotation augmente, plus le temps de décroissance doit être petit, ce qui est le cas pour le cylindre en rotation (ligne épaisse).

4 Résultats

L'utilisation des mesures de température par LIP permet de s'affranchir de l'utilisation de conditions adiabatiques, couplés ou homogène-adaptative précédemment implémentés dans des études numériques [18, 7, 27]. Des conditions limites thermiques isothermes sont imposées afin de valider l'adéquation entre les simulations numériques directes et les expérimentations. La figure 7 montre un très bon accord entre les visualisations directes de la flamme (chimiluminescence CH*) et les simulations (iso-contour du taux de dégagement de chaleur), ceci pour plusieurs taux de rotation α . L'hypothèse d'homogénéité de température est donc valide dans notre cas. La sensibilité de la température du cylindre T_c est évaluée

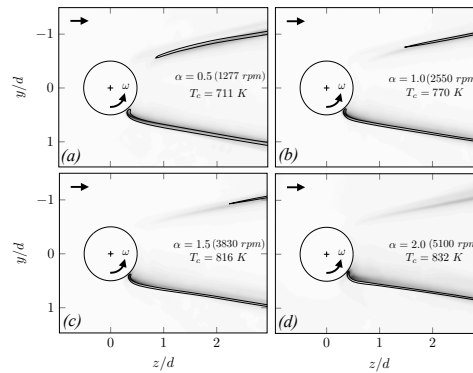


Figure 7: Comparaison entre expérimentations (chimiluminescence CH*) et simulations numériques directes avec des conditions limites thermiques isothermes (les contours noirs indiquent 20 % du maximum du taux de dégagement de chaleur), pour différents taux de rotation : (a) $\alpha = 0.5$, (b) $\alpha = 1.0$, (c) $\alpha = 1.5$, (d) $\alpha = 2.0$.

sur le cas $\alpha = 0.5$, en imposant artificiellement un écart de température ΔT (allant de -40 à +40 K) et en inspectant l'évolution de la position des pieds de flamme (PPF). La PPF (z et y) est extraite à

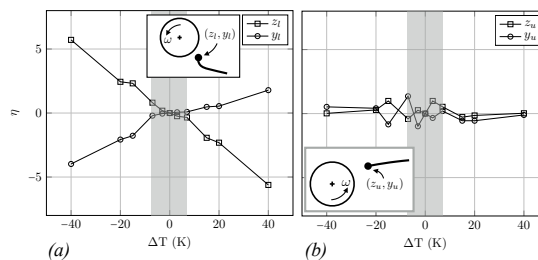


Figure 8: Analyse de sensibilité de la position du pied de flamme en variant la température du cylindre et avec $\alpha = 0.5$. $\Delta T = T_c^{ref} - T_c$ et $\eta = 100(x_i - x_i^{ref})/x_i^{ref}$ ($x_i = z$ ou y). La température et position de référence sont ceux obtenus à l'aide de la Fig. 7(a). (a) Branche basse. (b) Branche haute. La zone grisée correspond à la précision de la LIP.

l'aide d'un détecteur de crête sur le taux de dégagement de chaleur (20% du maximum). La localisation des branches est normalisée par le cas de référence (Fig. 7(a)) pour donner accès à une déviation $\eta = 100(x_i - x_i^{ref})/x_i^{ref}$ ($x_i = z$ ou y), Fig. 8. La zone grisée représente la précision de la technique (i.e.

± 7 K). On peut observer qu'une déviation inférieure à la précision de la LIP induit un déplacement de la PPF inférieure à 3% pour les deux branches. Lorsque cet écart de température augmente, l'évolution de la PPF de chaque branche n'est pas similaire: la branche basse (Fig. 8(a)) est plus sensible à la température du cylindre alors que la branche haute (Fig. 8(b)) n'est pas affectée. Ceci est compréhensible car la branche basse est clairement dans la zone d'influence du cylindre et les gaz frais arrivant au niveau du front de flamme sont préchauffés au préalable par le cylindre. Au contraire, la branche haute se retrouve très loin du cylindre (Fig. 7) et sa PPF ne dépend pas de la température du cylindre.

5 Conclusion

L'estimation de la température de parois au sein des futures systèmes de combustion est essentielle afin de valider les outils de simulations numériques. Ce travail présente une adaptation de la phosphorescence induite par laser (LIP) afin d'effectuer des mesures sur des pièces mobiles. Le dispositif ponctuel usuel est modifié afin d'augmenter le temps de collection du signal de phosphorescence : une zone plus grande est illuminée et le signal collecté est corrigé à l'aide d'une fonction de correction, déterminée analytiquement. La justesse de cette fonction est estimée à l'aide de mesures expérimentales. Le principal biais provient de l'adéquation entre les temps caractéristiques du déplacement de l'objet et ceux de décroissance des luminophores. Les mesures effectuées sur un accroche-flamme cylindrique permettent de valider des simulations numériques ayant des conditions limites isothermes. Une analyse de sensibilité montre que la position de la branche basse de la flamme est très dépendante de la température du cylindre.

6 Remerciements

L'obtention des résultats a reçue l'aide du Conseil Européen de la Recherche sous le septième programme cadre de l'Union Européenne (FP/2007-2013)/ERC Grant Agreement ERC-AdG 319067-INTECOCIS. Les auteurs souhaitent remercier Q. Douasbin (IMFT), C. Kraus (IMFT), B. Bedat (IMFT) et T. Schuller (IMFT) pour les discussions et conseils.

References

- [1] A. Wulff and J. Hourmouziadis. Technological review of aeroengine pollutant emissions. *Aerosp. Sci. Technol.* , 1:557–572, 1997.
- [2] A. H. Lefebvre. *Gas Turbines Combustion*. Taylor & Francis, 1999.
- [3] F. Duchaine, A. Corpron, L. Pons, V. Moureau, F. Nicoud, and T. Poinot. Development and assessment of a coupled strategy for conjugate heat transfer with large eddy simulation: application to a cooled turbine blade. *Int. J. Heat Fluid Flow* , 30:1129–1141, 2009.
- [4] S. Berger, S. Richard, F. Duchaine, G. Staffelbach, and L. Y. M Gicquel. On the sensitivity of a helicopter combustor wall temperature to convective and radiative thermal loads. *App. Therm. Eng.* , 103:1450–1459, 2016.
- [5] M. Mann, C. Jainski, M. Euler, B. Bohm, and A. Dreizler. Transient flame-wall interactions: experimental analysis using spectroscopic temperature and CO concentrations measurements . *Combust. Flame* , 161:2371–2386, 2014.
- [6] C. Jainski, M. Ribmann, J. Janicka, and A. Dreizler. Sidewall quenching of atmospheric laminar premixed flames studied by laser-based diagnostics. *Combust. Flame* , 183:271–282, 2017.
- [7] P. Xavier, A. Ghani, M. Miguel-Brebion, M. Bauerheim, L. Selle, and T. Poinot. Experimental and numerical investigation of flames stabilised behind rotating cylinders: interaction of flames with a moving wall. *J. Fluid Mech.* , 813:127–151, 2017.
- [8] T. F. Guiberti, D. Durox, P. Scoufflaire, and T. Schuller. Impact of heat loss and hydrogen enrichment on the shape of confined swirling flames. *Proc. Combust. Inst.* , 35:1385–1392, 2015.

- [9] R. Mercier, T. F. Guiberti, A. Chatelier, D. Durox, O. Giquel, N. Darabiha, T. Schuller, and B. Fiorina. Experimental and numerical investigation of the influence of thermal boundary conditions on premixed swirling flame stabilization. *Combust. Flame* , 171:42–58, 2016.
- [10] Tay-Wo-Chong and W. Polifke. Large eddy simulation-based study of the influence of thermal boundary condition and combustor confinement on premix flame transfer functions. *J. Eng. Gas Turb. and Power* , 135:021502, 2013.
- [11] D. Mejia, L. Selle, R. Bazile, and T. Poinso. Wall-temperature effects on flame response to acoustic oscillations. *Proc. Combust. Inst.* , 35:3201–3208, 2015.
- [12] C. Kraus, L. Selle, T. Poinso, C. M. Arndt, and H. Bockhorn. Influence of heat transfer and material temperature on combustion instabilities in a swirl burner. *J. Eng. Gas Turb. and Power* , 129:051503, 2017.
- [13] A. Dreizler and B. Bohm. Advanced laser diagnostics for an improved understanding of premixed flame-wall interactions. *Proc. Combust. Inst.* , 35:37–64, 2015.
- [14] S. W. Allison and G. T. Gillies. Remote thermometry with thermographic phosphors: instrumentation and applications. *Rev. Sci. Instrum.* , 68:2615–2650, 1997.
- [15] A. H. Khalid and K. Kontis. Thermographic phosphors for high temperature measurements: principles, current state of the art and recent applications. *Sensors* , 8:5673–5744, 2008.
- [16] M.D. Chambers and D.R. Clarke. Doped Oxides for high-temperatures luminescence and lifetime thermometry. *Ann. Rev. Mater. Res.* , 39:325–359, 2009.
- [17] C. Knappe, J. Linden, F. Abou Nada, M. Richter, and M. Alden. Investigation and compensation of the nonlinear response in photomultiplier tubes for quantitative single-shot measurements. *Rev. Sci. Instrum.* , 83:034901, 2012.
- [18] D. Mejia, M. Bauerheim, P. Xavier, B. Ferret, L. Selle, and T. Poinso. Stabilization of a premixed flame on a rotating cylinder. *Proc. Combust. Inst.* , 36:1447–1455, 2017.
- [19] T. Poinso and D. Veynante. *Theoretical and Numerical Combustion*. Third Edition (www.cerfacs.fr/elearning), 2011.
- [20] L. Mannick, S. K. Brown, and S. R. Campbell. Phosphor-based thermometry of rotating surfaces. *Applied Optics* , 26:4014–4017, 1987.
- [21] S. W. Allison, M. R. Cates, B. W. Noel, and G. T. Gillies. Monitoring permanent-magnet motor heating with phosphor thermometry. *IEEE transactions on instrumentation and measurement*, 37:637–641, 1988.
- [22] K.W. Tobin, S.W. Allison, M. R. Cates, G. J. Capps, D. L. Beashears, M. Cyr, and B. W. Noel. High-temperature phosphor thermometry of rotating turbine blades. *AIAA Journal* , 28:1485–1490, 1990.
- [23] M. Alden, A. Omrane, M. Richter, and G. Sarner. Thermographic phosphors for thermometry: a survey of combustion applications. *Prog. Energy Comb. Sci.* , 37:422–461, 2011.
- [24] J. Brubach, J. P. Feist, and A. Dreizler. Characterization of Manganese-activated magnesium fluorogermanate with regards to thermographic phosphor thermometry. *Meas. Sci. Technol.* , 19:025602–11, 2008.
- [25] B. Atakan and D. Roskosch. Thermographic phosphor thermometry in transient combustion: A theoretical study of heat transfer and accuracy. *Proc. Combust. Inst.* , 34:3603–3610, 2013.
- [26] J. Linden, B. Johansson, M. Richter, and M. Alden. Investigation of potential laser-induced heating effects when using thermographic phosphors for gas-phase thermometry. *Appl. Phys. B* , 96:237–240, 2009.
- [27] D. Mejia, M. Miguel-Brebion, A. Ghani, T. Kaiser, F. Duchaine, L. Selle, and T. Poinso. Influence of flame-holder temperature on the acoustic flame transfer function of a laminar flame. *Combust. Flame* , 188:5–12, 2018.