

Etude de la dynamique de l'allumage d'un foyer aéronautique

Laurent ZIMMER, Antoine RENAUD et Tapish AGARWAL

CNRS, UPR 288 "Laboratoire d'Energetique moleculaire et macroscopique, combustion"

Grande Voie des Vignes, 92295 Chatenay-Malabry

Ecole Centrale Paris, Grande Voie des Vignes, 92295 Chatenay-Malabry

1 Introduction

La réduction de la consommation de combustible combinée à la réduction des émissions polluantes a entraîné une modification de l'injection du combustible. Les stratégies développées actuellement se basent sur le principe de flamme prémélangée pauvre, permettant une température de combustion plus faible. Cependant, ceci engendre une profonde modification de la conception de la chambre complète. Parmi les principaux problèmes, l'allumage et le ré-allumage à haute altitude des foyers aéronautiques posent potentiellement des difficultés. Afin de regarder cet aspect, une expérience originale basée sur un injecteur industriel est développée. Généralement, les conditions d'allumage sont déterminées de manière statistique, en prenant un grand nombre d'échantillons des différentes grandeurs, sans pour autant avoir une corrélation croisée entre ces différents paramètres [1]. Dans ce papier, la dynamique de l'allumage est étudiée à travers différents diagnostics résolus en temps et acquis simultanément. La seconde partie présente brièvement le banc expérimental, la troisième une brève revue des techniques utilisées. La quatrième partie présente les résultats typiques obtenus ainsi que les tendances observées. Enfin, des conclusions tant sur les diagnostics que sur les aspects dynamiques sont proposées.

2 Description de l'injecteur

Un injecteur fonctionnant à pression atmosphérique et utilisant du dodécane comme combustible est utilisé. L'air est préchauffé (OSRAM Sylvania, Sureheat, Max control 18 kW) à 473K et passe à travers deux tourbilloneurs co-rotatifs (voir [2] pour une description complète de l'injecteur). Le rapport de débit est de 4 entre les deux étages tandis que le combustible est injecté à travers une buse de type cône plein à travers l'étage dans lequel 20% du débit d'air passe. Cette buse possède un nombre de débit de 1.4 l/h/bar^{1/2}. Le débit d'air total est limité à 10 g/s et celui du dodécane à 0,46 g/s entraînant ainsi une richesse globale est de 0,70. Le nombre de swirl géométrique de l'injecteur est de 1 pour les deux tourbilloneurs. Cependant, il est attendu que ce nombre soit plus faible en entrée de la chambre de combustion. Des mesures effectuées à 50 g/s montrent que ce nombre de swirl vaut 0,3 à 5 mm de la sortie du système d'injection [2]. La chambre est rectangulaire, de dimensions 150x150x500mm et est munie de quatre accès optique, dont deux parois en quartz et deux fentes verticales permettant le passage de nappe laser. Elle est refroidie par eau de façon à ne pas dépasser 40°C en sortie. Elle est aussi équipée de trois microphones permettant d'enregistrer les fluctuations de pression, tous installés par une méthode de tube semi-infini et refroidi. Un de ces microphones est placé dans la chambre de tranquillisation tandis que les deux autres sont répartis dans la chambre de combustion (voir Figure 1). Un tube photomultiplicateur, muni d'un filtre interférentiel centré autour de 430 nm est utilisé pour déterminer l'apparition du noyau initial. Afin de créer le noyau initial, un laser Nd:YAG (532nm) est focalisé à un taux de répétition de 3 Hz pour créer un plasma. La position de focalisation est variable dans deux dimensions mais toujours dans le plan vertical de symétrie de la chambre. L'ensemble des signaux est acquis via une interface électronique et enregistré à 16 kHz. Un schéma de l'injecteur placé dans la chambre est présenté dans la figure 1.

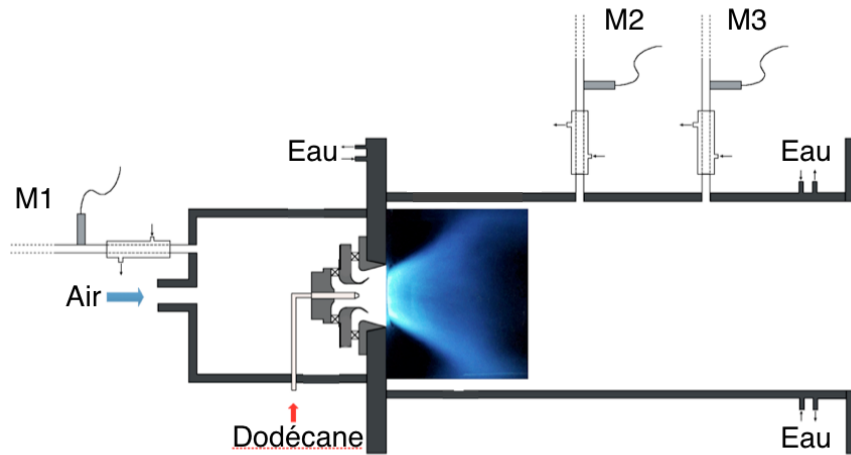


Figure 1 – Schéma de l'injecteur étudié

3 Techniques de mesure et post-traitements associés

Afin d'étudier la dynamique de l'allumage, plusieurs techniques laser sont utilisées et leur disposition est schématiquement représentée dans la Figure 2. Une technique de PIV à 20 kHz (TR-PIV) est utilisée dans le plan médian de la chambre. Le laser est composé de deux têtes émettant environ 5 mJ par impulsion (Quantronix). La caméra (Photron Fastcam) fonctionne à 20 kHz et permet l'acquisition d'images de 512x1024 pixels. Un objectif 105 mm (F/2.8) permet de visualiser un champ de 55mmx100mm ce qui engendre une résolution d'environ 7,5 pixel/mm.

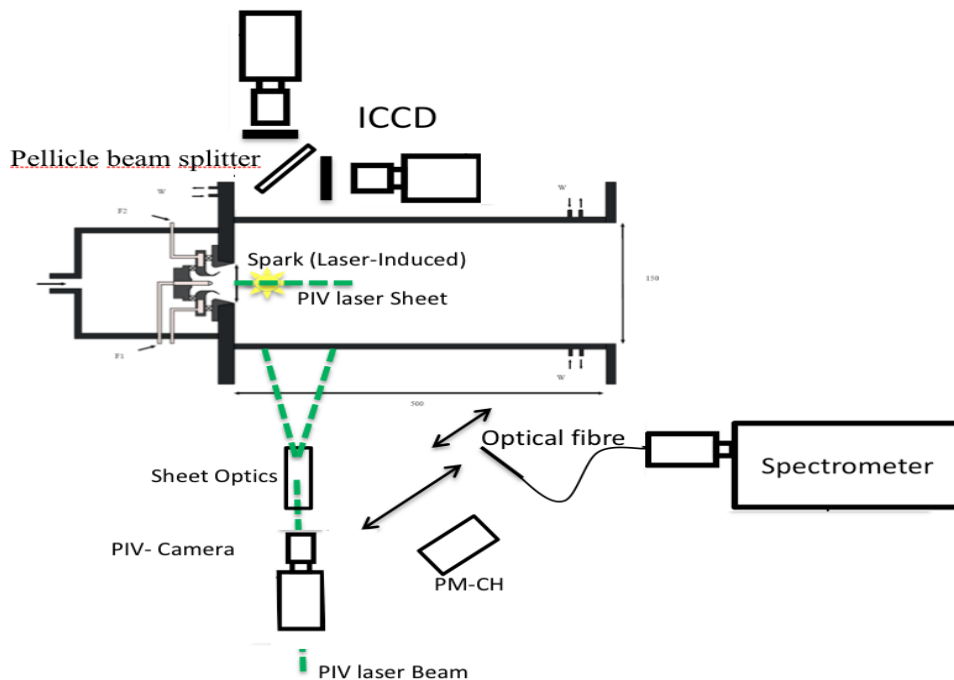


Figure 2 Représentation schématique des techniques de mesures

Aucun traceur n'est ajouté à l'écoulement et les résultats permettent d'avoir à la fois la vitesse des gouttes mais aussi une information sur la densité de surface par diffusion de Mie (TR-Mie). Pour déterminer la vitesse des gouttes, une méthode de PIV récursive est appliquée avec une taille de fenêtre initiale de 128x128 et finale de 16x16 et un chevauchement de 50%. La durée d'enregistrement étant de 1,35s; les acquisitions sont arrêtées en cas de succès, ce qui permet d'avoir des données relatives à trois échecs et un succès. Pour caractériser le plasma, une technique de spectroscopie de plasma induit par laser est utilisée. Les données obtenues permettent de mesurer le rapport entre atome d'hydrogène et d'oxygène et ainsi remonter à la richesse au sein de l'étincelle ([3]). Cette technique, généralement limitée à une seule mesure, a

été étendue pour mesurer les gradients spatiaux ([4]). Une caméra intensifiée est munie d'un filtre centrée sur 780 nm (+/- 5nm de largeur spectrale) pour visualiser les émissions de l'oxygène atomique (777 nm) tandis que la seconde est munie d'un filtre centré sur 660 nm (+/-5 nm de largeur spectrale) afin de mesurer les émissions induites par une raie de l'hydrogène ($H\alpha$ de la série de Balmer). Les signaux sont acquis 1500ns après la création du plasma et pour une durée de 50ns. Ce paramétrage du temps permet d'optimiser la technique car le pourcentage d'émission atomique effectivement enregistré par chaque caméra est maximum dans ces conditions. Ces deux caméras permettent aussi de mesurer non seulement la taille et la position du plasma initialement créé mais aussi d'en déduire les concentrations relatives d'oxygène et d'hydrogène. De plus, en apportant une correction pour tenir compte de la concentration d'hydrogène, il est possible d'estimer la densité d'énergie déposée en mesurant quantitativement l'émission d'oxygène ([3]). En parallèle, des mesures de spectres permettent de vérifier le pourcentage d'émission atomique enregistré par chaque caméra. Les post-traitements associés à ces techniques ont pour but d'identifier le temps exact d'allumage et quantifier les effets éventuels du PVC sur la propagation du noyau. Pour ce faire, des techniques de type FFT réel, DMD ([5]) et transformées par ondelettes sont utilisées.

4 Résultats globaux

Avant de présenter les résultats des tests d'allumage, il convient de quantifier la dynamique de l'écoulement en absence de flamme. Des mesures de diffusion de Mie basées sur l'acquisition de 100 images instantanées juste avant une étincelle sont présentées sur dans la figure 3 (gauche). On constate que des gouttes sont visibles jusqu'à des positions axiales d'environ 45 mm. On constate de plus une légère dissymétrie bas/haut en ce qui concerne le signal. Il a été montré ([6]) que ce signal était proportionnel aux diamètres des gouttes plus qu'à leurs densités dans ce cas précis. La diminution du signal provient donc de l'évaporation des gouttes. Le calcul par corrélation croisée de type PIV des vitesses correspondantes permet de constater une dissymétrie opposée (voir Figure 2, partie droite). Les vitesses sont plus importantes en haut qu'en bas. On constate globalement que l'ouverture du spray, telle que vue à travers la diffusion de Mie, ne correspond pas aux champs de vitesse car la vitesse est maximale pour des trajectoires horizontales. La zone de recirculation interne (vitesses nulles voire négatives) correspond à une zone de faible densité du signal de Mie. Les gouttes, prises dans cette zone de recirculation, exhibent un temps de séjour très long et sont quasi évaporées. Un point important dans la propagation de la flamme est l'existence d'une structure aérodynamique cohérente, de type Precessing Vortex Core. Une étude dynamique de la densité de diffusion de Mie et des vitesses permet de montrer que cette instabilité se propage à une fréquence de 533Hz (voir Figure 3)..

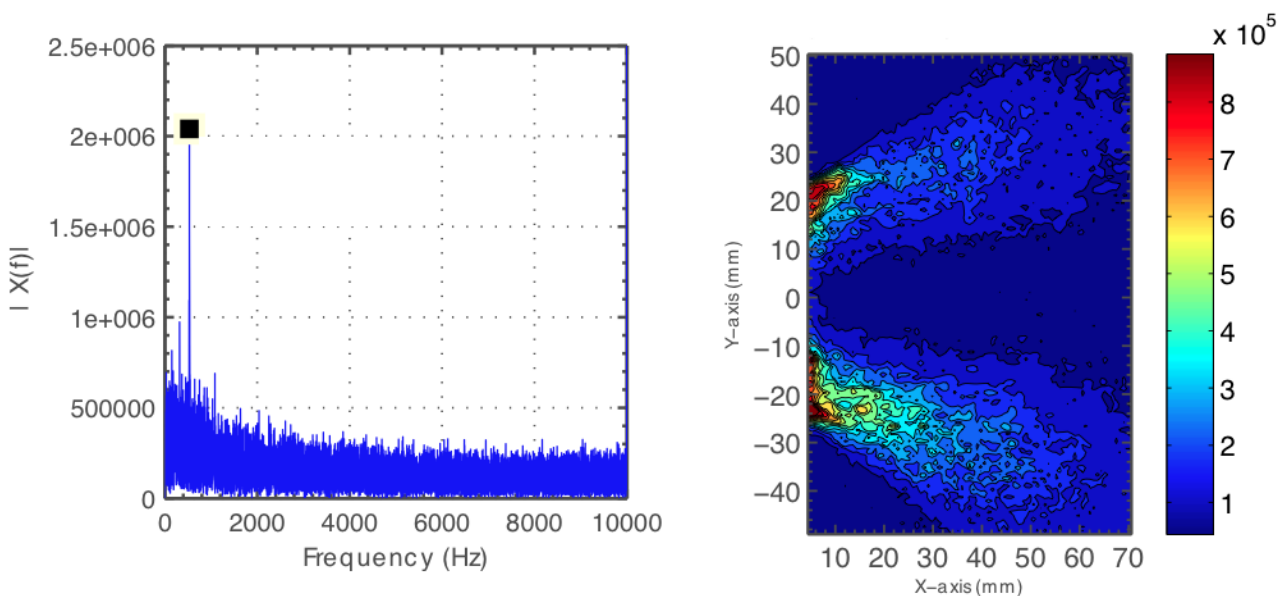


Figure 3 Spectre de puissance de la diffusion de Mie et extension spatiale du mode

Cette instabilité se propage le long de la chambre mais sa puissance se dissipe au fur et à mesure comme le montre l'évolution spatiale de la figure 3. On constate que ce PVC existe de clairement

jusqu'à environ 20mm. Il est attendu que cette structure joue un rôle non négligeable dans la propagation du noyau

Un autre point important concerne la taille des gouttes initialement présentes. Des mesures détaillées effectuées par un système d'anémométrie à phase Doppler à deux composantes a permis de montrer que les diamètres typiques 30 et 40 μm . Les diamètres ont tendance à être plus importants à l'extérieur du spray. Ceci provient du fait que les grosses gouttes sont éjectées par la structure cohérente vers l'extérieur et ont tendance à ne pas parfaitement suivre le mouvement moyen du gaz. L'évolution axiale montre une augmentation du diamètre de Sauter moyen. L'explication de ce phénomène est que les petites gouttes s'évaporent plus rapidement que les grosses, le diamètre moyen de Sauter augmente fortement en présence d'évaporation [6].

Afin d'étudier la dynamique de la propagation, différents points d'allumage sont testés. Les positions choisies correspondent aux cercles de la figure 4. Trois points sont situés au bord du spray, à la frontière avec la zone de recirculation interne. Un point est situé au cœur du spray, avec des vitesses axiales relativement fortes. Enfin, cinq points sont situés dans la zone de recirculation interne, présentant un signal de diffusion de Mie relativement faible car contenant essentiellement de la vapeur de dodécane. Les vitesses de cette région sont aussi très faibles, favorisant normalement la remontée du noyau initial.

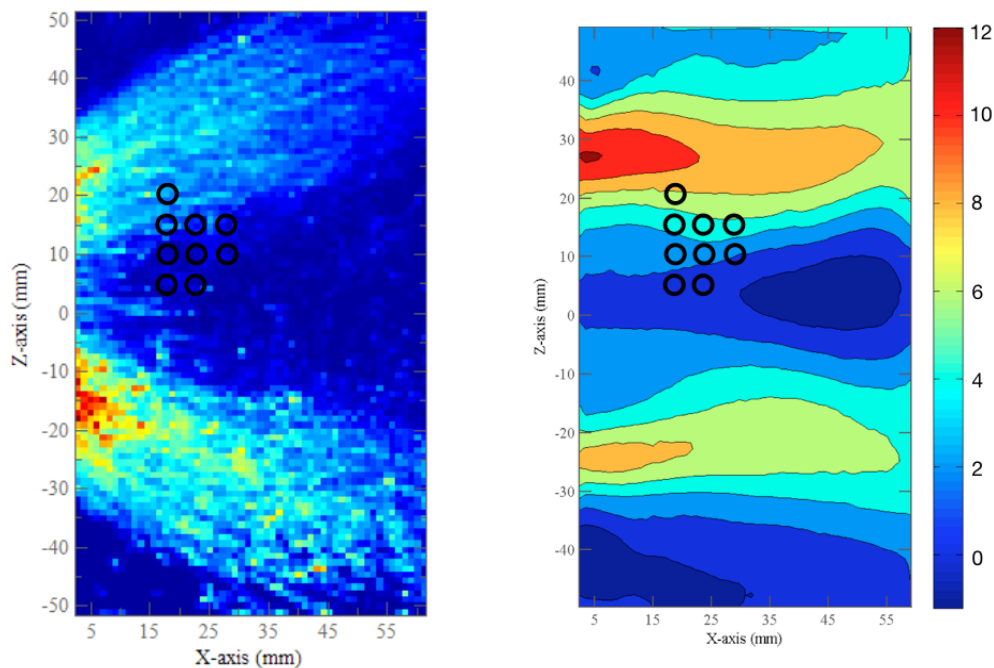


Figure 4 Intensité de la diffusion de Mie (gauche) et vitesses axiales des gouttes en non réactif

L'étude de la probabilité d'allumage permet de distinguer les différentes interactions entre richesse et propagation du noyau. Le point situé en bas à gauche présente une probabilité d'allumage d'environ 84% tandis que le point situé à une distance axiale de 28mm et radiale de ne permet jamais d'établir une flamme. La probabilité d'avoir une flamme stabilisée pour un plasma créé à $X=18\text{mm}$ et $Y=15\text{mm}$ est d'environ 50%. Les vitesses mesurées par PIV sont d'un ordre comparable entre ces deux points, la propagation du noyau initial devrait obéir à la même dynamique. Afin de limiter les cas discutés, seuls les résultats obtenus à $X=23\text{mm}$ et $Y=15\text{mm}$ sont détaillés dans la suite de l'article, position pour laquelle la probabilité d'avoir une étincelle permettant de stabiliser une flamme n'est que de 5%.

5 Dynamique locale d'un allumage

L'étude de la dynamique de l'allumage concerne aussi bien la dynamique de l'écoulement avant le dépôt de l'énergie qu'une fois le plasma créé pour voir comment se stabilise la flamme. Dans un premier temps, la dynamique de l'écoulement avant un allumage réussi est présentée.

Les champs de vitesse sont caractérisés par petite fenêtre temporelle avant le dépôt de l'énergie. Il est possible de suivre l'évolution de la puissance relative du PVC et des variations de celle-ci pour voir si il existe un lien entre allumage et puissance du PVC et pour déterminer la nature exacte de cette instabilité aérodynamique ainsi que son influence sur le champ de vitesse.

La puissance du PVC est calculée pour le cas des allumages réussis (6) et pour douze cas d'allumage non concluant. La fréquence du PVC étant d'environ 550Hz et les mesures étant effectuées à 20 kHz, il est possible d'avoir environ 18 mesures de vitesses par cycle de PVC, ce qui est suffisant pour bien décrire une bonne dynamique et largement supérieur au critère de Nyquist. Le rapport signal/bruit (ou SNR) est défini comme étant le rapport entre le pic correspondant au PVC et la médiane des puissances des fréquences comprises entre +/-100 Hz par rapport à la fréquence du PVC. Ce rapport signal/bruit ne peut être obtenu que pour un nombre minimum de cycle, car la résolution spectrale est liée au temps d'acquisition, les évolutions de ce rapport ne sont présentées que pour des nombres de cycles supérieurs à 13. On constate dans l'évolution temporelle présentée dans la Figure 5 une décroissance assez forte du PVC 50 cycles environ avant le dépôt du plasma pour les succès. Une tendance similaire est observée sur les cas n'ayant pas permis d'obtenir une propagation du noyau initial. Cependant, tandis que la puissance du PVC ne cesse de diminuer dans le cas de succès, un ralentissement de la décroissance est clairement observé dans le cas des échecs. La puissance du PVC 14 cycles avant le dépôt du laser est plus importante dans le cas d'échec que dans le cas de succès.

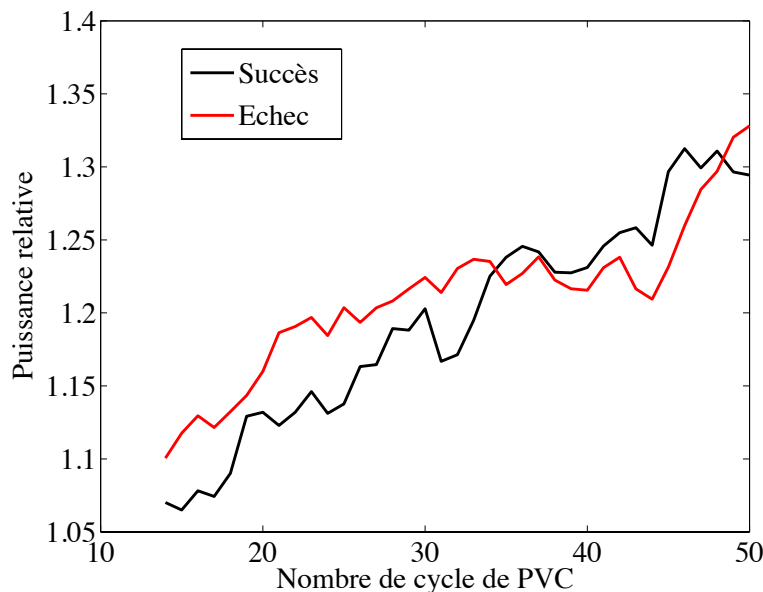


Figure 5 Puissance du PVC en fonction du nombre de cycle avant le dépôt de l'énergie

Enfin, la nature exacte sur les vitesses est déterminée en traçant le mode spatial pour quatre phases différentes du cycle complet. Les vitesses axiales et transverses sont représentées dans la Figure 6, avec une vitesse plus importante que la moyenne en rouge et moins importante que la moyenne en bleue. On peut d'une part constater que les vitesses axiales sont bien en opposition de phase entre le haut et le bas de l'injecteur, situation typique des instabilités de type PVC. On constate de plus que le mode est surtout visible dans la zone interne de recirculation du spray. Or, c'est justement la dynamique de cette zone interne qui permet l'éventuelle convection du noyau initial vers l'injecteur. Le fait que les vitesses transverses ne présentent pas la dissymétrie classique du PVC pour certaines phases (la première et la seconde) tend à montrer qu'il existe un autre effet du PVC sur la dynamique des gouttes. Les gouttes ne sont pas simplement éjectées

du cœur du spray mais le spray en lui même a une dynamique propre, qui consiste en un battement vertical à la fréquence du PVC.

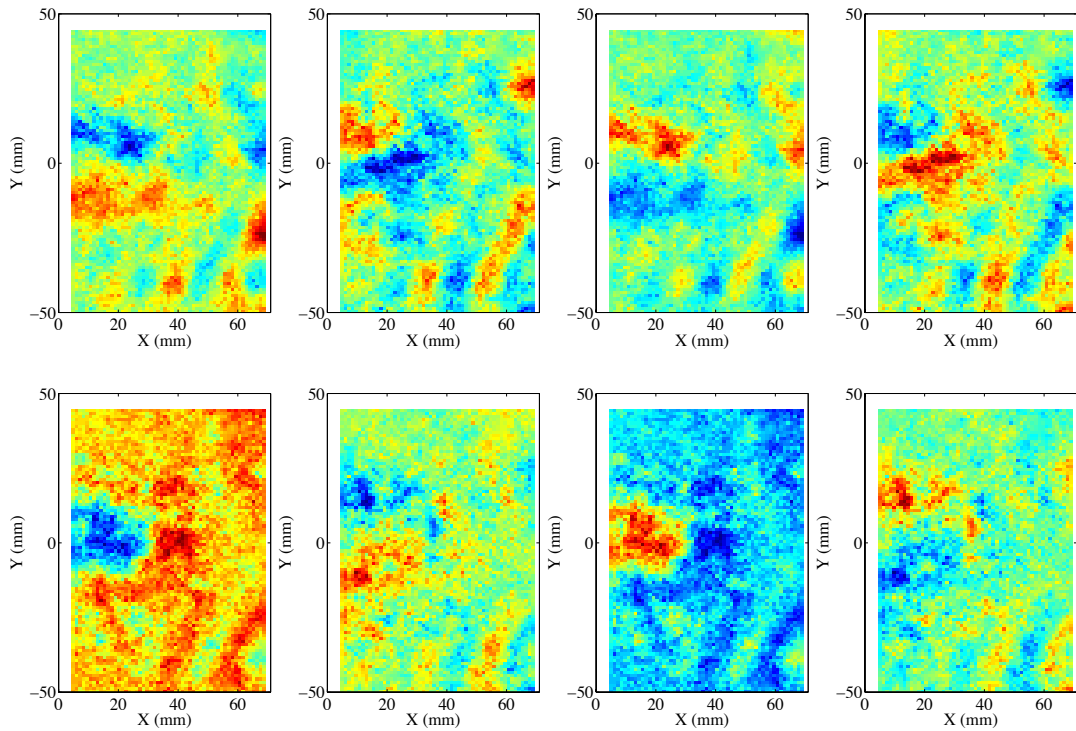


Figure 6 Effet du PVC sur les vitesses axiales (haut) et verticales (bas)

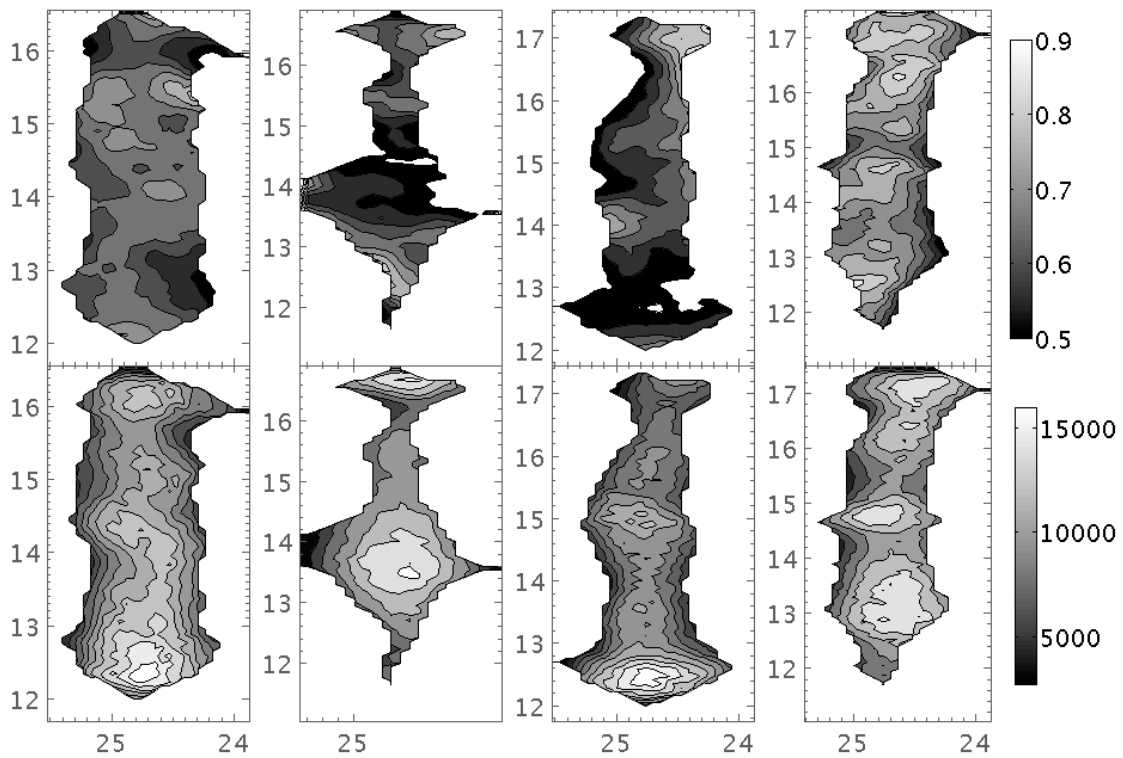


Figure 7 Rapports instantanés entre émission atomique d'hydrogène et d'oxygène (haut) et émission spontanée absolue d'oxygène (bas).

Les résultats obtenus par la spectroscopie de plasma induit par laser en deux dimensions (présentés Figure 7) permettent de comprendre les raisons de la création initiale du noyau. En effet, en regardant le rapport de richesse au sein des différents plasmas, on peut constater que le plasma de droite a une concentration relative en hydrogène plus forte que les autres. Ceci indique donc que dans ce cas précis, la richesse locale était plus importante et donc plus propice à la création du noyau. Ensuite, en regardant la forme du plasma, celui-ci est continu et relativement uniforme, contrairement au plasma numéro deux et numéro trois. La différence entre le plasma numéro un et celui permettant l'allumage est uniquement la richesse globale de la zone initiale

Une fois le noyau créé, la convection noyau vers l'injecteur permet l'allumage complet du système.

6 Conclusions

La dynamique d'un allumage dans un foyer aéronautique a été étudiée par différentes approches expérimentales. Une technique de vélocimétrie par images de particules a permis de mettre en avant la dynamique de l'écoulement avant dépôt de l'étincelle et de montrer l'existence d'une structure cohérente à 550Hz environ. L'analyse en deux dimensions des plasmas créés par laser a permis de montrer que l'allumage pouvait se faire lorsque le plasma créé contenait suffisamment d'hydrogène pour créer noyau initial et d'une forme homogène, traduisant l'absence d'interaction avec les gouttes. Cette forme homogène permet de créer le plasma dans un volume initial suffisamment important pour ensuite être convecté vers l'injecteur, permettant la stabilisation d'une flamme.

7 Remerciements

Ce travail a été réalisé grâce au support de la DGA à travers un programme Recherche Exploratoire et Innovation, du CNRS et de Turbomeca (Groupe SAFRAN) et bénéficie du label INCA (Initiatives en Combustion Avancée).

8 Références

- [1] T. Marchione, S.F. Ahmed, S. F. et E Mastorakos, « Ignition of turbulent swirling n-heptane spray flames using single and multiple Sparks », *Combustion and Flame* -156, 166-180, (2009)
- [2] L. Zimmer, T. Providakis, P. Scoufflaire et S. Ducruix, « Detailed Laser based investigations of the dynamic of spray combustion inside a multipoint injection system » in ICLASS 2012, 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Heidelberg, Germany, September 2-6, 2012
- [3] L. Zimmer, L. et S. Yoshida « Feasibility of Laser Induced Plasma Spectroscopy for measurements of equivalence ratio in high-pressure conditions », *Experiments in Fluids* – 52, 891-904 (2012)
- [4] T. Agarwal et L. Zimmer « Two dimensional Laser Induced Plasma Spectroscopy for the measurements of local composition in gaseous flow and sprays » in 16th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 09-12 July, 2012
- [5] P.J. Schmid « Dynamic Mode Decomposition of numerical and experimental data », *Journal of Fluid Mechanics* – 656, 5-28 (2010)
- [6] T Agarwal «Development of diagnostics for the expérimental studies of ignition in sprays », Thèse ECP (2012)