

Caractérisation spatio-temporelle des tourbillons générés proches de la soupape d'un moteur à combustion interne

Yann Laurant^{1,2}, Marc Michard², Géraldine Slama¹ & Patrick Rey¹

1

RENAULT SA – DIM-DCT
Centre Technique de Lardy
1, allée Cornuel
91510 LARDY

2

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA)
UMR 5509, ECL, UCB Lyon 1, INSA de Lyon
36 Avenue Guy de Collongue
69134 Ecully Cedex

contact : yann.laurant@renault.com

Résumé :

L'aérodynamique des moteurs à combustion interne est soumise à de larges fluctuations cycle à cycle qui rentrent dans le bilan des émissions polluantes. Le développement des outils de diagnostics optiques permet désormais de mesurer et d'étudier ces fluctuations, notamment dans des géométries réelles de moteur. Dans le cadre d'une analyse de ces fluctuations dans la phase d'admission, phase durant laquelle se structure l'écoulement, nous étudions la dynamique d'un jet de soupape sur un banc d'essai stationnaire avec une différence de pression constante aux bornes du montage et une levée de soupape fixe. Des mesures de vitesses résolues temporellement ont été réalisées par PIV à une cadence de 7,5 kHz. Une analyse de type POD (Décomposition Orthogonale en Modes Propres) des champs instantanés de vorticités permet de caractériser l'évolution spatio-temporelle des tourbillons présents dans les couches de cisaillement du jet, et d'analyser certains aspects de la dynamique de l'écoulement à la soupape.

Abstract :

Large cyclic variations occur in cylinder flow of internal combustion engine, and affect the combustion quality and pollutant emissions. Nowadays, optical measurements capabilities allow to provide a good knowledge of this phenomenon in real engine features. The cylinder flow is structuring itself in rotating motion during the intake stage. To study large scales fluctuations occurring during this phase, we suggest to have a look at the valve jet motion on a steady flow tests with a fixed pressure drop across the valve and a fixed valve lift. Time resolved PIV measurements were realized with a frequency of 7,5kHz. A POD (Proper Orthogonal Decomposition) analysis of the vorticity fields is able to extract the spatiotemporal features of vortical structures in valve jet's shear layers and allow the study of some phenomena occurring near the valve.

Mots-clefs :

Moteur à Combustion Interne ; PIV ; Jet de soupape

1 Introduction

La phase d'admission de l'air dans la chambre d'un moteur à combustion interne est critique vis-à-vis des fluctuations cycle à cycle car l'écoulement présente des interactions complexes entre le jet de soupape et les parois. Ces fluctuations à grandes échelles se retrouvent dans le bilan des émissions polluantes à l'échappement et représentent donc un enjeu important pour les motoristes. Afin d'étudier cette phase moteur, nous avons réalisé des mesures PIV résolues temporellement sur un banc soufflerie à géométrie fixe.

2 Dispositif expérimental – métrologie – post-traitement

Les mesures réalisées sur banc stationnaire sont représentatives de l'écoulement avec des soupapes mobiles (Desantes et al (1995)), car la constante de temps de l'écoulement par rapport à celle des mouvements de la soupape permet l'application de l'hypothèse de quasi-stationnarité. Le montage est décrit sur la *Figure 1* :

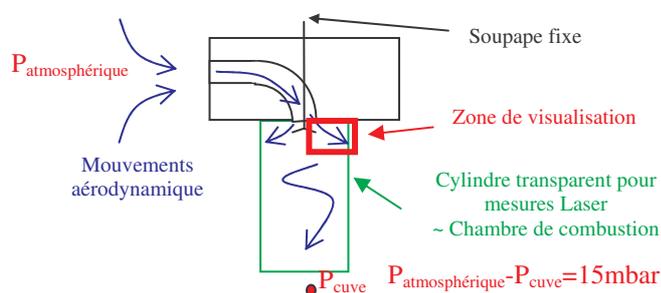


Figure 1- Schéma de principe du montage

La culasse utilisée lors de ces essais est une culasse à géométrie simplifiée, réalisée à partir d'un moteur série Renault d'alésage 84mm. Le nombre de Reynolds basé sur la largeur du jet au niveau du rideau de soupape est de l'ordre de 10^4 . Le système de mesure se compose d'une caméra rapide HighSpeedStar 5 à capteur CMOS dont la taille est de 1024x1024 pixels. Le Laser utilisé est un Pegasus PIV de marque New Wave Research permettant d'atteindre une fréquence de 2x7500Hz. L'air estensemencé avec des gouttelettes de DEHS permettant un bon suivi de l'écoulement, le nombre de Stokes basé sur le temps de retournement des structures étudiées dans cette article est en moyenne de $1,5e-2$.

Du fait de la haute cadence d'acquisition, seule une partie de 384 pixels x 352 pixels du capteur de la caméra a pu être utilisée. Afin d'obtenir une bonne résolution de l'écoulement, la corrélation des images a été réalisée en utilisant des fenêtres de corrélation de 32 pixels x 32 pixels et un recouvrement de 87% permettant d'obtenir une distance entre chaque vecteur de 0.3mm.

3 Description de l'écoulement

3.1 Description statistique de l'écoulement

Le champ moyen (*figure 2a*) met en évidence la structure du jet de soupape depuis sa base (proche de la soupape) jusqu'à son impact sur la paroi du cylindre (à droite). Une recirculation de fluide est alors observable dans le coin formé par le cylindre et la culasse formant une structure tourbillonnaire appelée « tourbillon de coin » (en vert sur la *figure 2a*). Afin d'avoir une première idée des fluctuations présentes, nous avons représenté les écarts types de vitesse dans la direction du jet (X_{jet}), et dans la direction perpendiculaire (Y_{jet}). Les *figures 2b* et *2c* permettent ainsi de mettre en évidence les disparités de comportement des 2 couches de cisaillement.

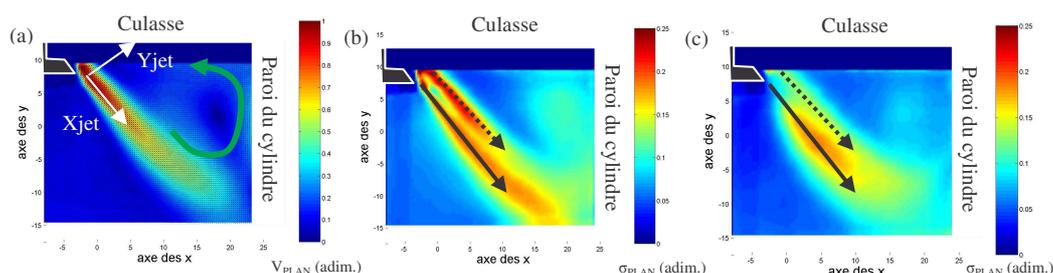


Figure 2 – (a) Champ de vitesse moyen adimensionné par la vitesse maximum, (b) Ecart type des vitesses suivant Xjet, (c) Ecart type des vitesses suivant Yjet

La couche de cisaillement inférieure (en noir plein figure 2b) se développe plus librement que celle en contact avec le tourbillon de coin (en noir pointillé figure 2b), on étudiera donc dans un premier temps la couche de cisaillement inférieure.

3.2 Identification des structures tourbillonnaires

L'observation des champs instantanés met en évidence la présence dans l'écoulement d'un grand nombre de structures tourbillonnaires d'intensité variables. Il est intéressant d'identifier ces structures dans un premier temps sur la base d'un critère indépendant de l'intensité de ces structures. Nous avons utilisé à cet effet la fonction Γ_2 développée par Graftieaux *et al* (1997) dont l'expression en un point courant \vec{x} est la suivante :

$$\Gamma_2(\vec{x}) = \frac{1}{S} \int_{\vec{x}' \in S} \sin \theta d\vec{x}'$$

- où S est un cercle de centre \vec{x} , et \vec{x}' parcourt le domaine S ;
 θ désigne l'angle entre $(\vec{x}' - \vec{x})$ et $(\vec{u}(\vec{x}') - \vec{u}(\vec{x}))$.

Le seuillage de cette fonction permet de mettre en évidence sur un champ instantané (Figure 3a) les contours des différentes structures présentes dans l'écoulement (Figure 3b), dont les plus intéressantes sont :

- des tourbillons qui prennent naissance dans les zones cisailées du jet de soupape, structures associées à de forts niveaux de vorticités (n° 1, 2, 3, 4 et 5 Figure 3b) ;
- le tourbillon de coin qui possède une dynamique plus faible (n° 6 Figure 3b).

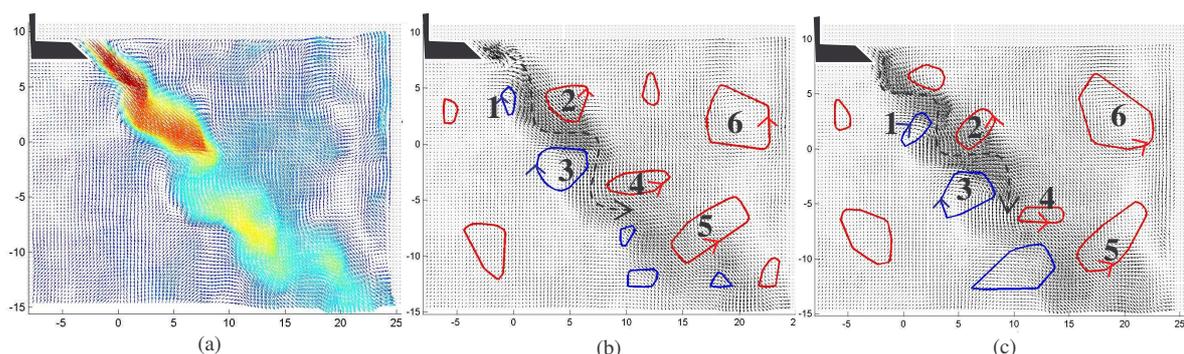


Figure 3 – (a) Champ instantané n°15, (b) Structures tourbillonnaires du champ 15, (c) Structures tourbillonnaires du champ 16
 (en bleu : tourbillons horaires ; en rouge tourbillons anti-horaires)

Les autres tourbillons détectés sont des structures de faible intensité issues de mouvements non structurés du fluide (zone de faibles vitesses sous la soupape). Les Figure 3b et 3c

représentent 2 champs instantanés successifs (espacé de $T_E = 0,133\text{ms}$), la résolution temporelle des mesures permet ainsi de suivre le mouvement convectif des structures tourbillonnaires. On peut déduire de la différence de ces 2 champs instantanés une vitesse instantanée de convection des structures tourbillonnaires d'environ $V_C = 20\text{m.s}^{-1}$. La Figure 3 montre que les tourbillons de part et d'autre du jet (tourbillons 1, 2, 3, 4 - Figure 3bc) sont disposés en quinconces, le jet s'enroulant autour de ceux-ci en un mouvement ondulatoire (flèches pointillées Figure 3bc).

La taille des structures observées semble importante par rapport à la largeur du jet. Afin de caractériser ces 2 grandeurs, on calcule le long d'un segment (cf en noir Figure 4a), définissant la couche de cisaillement inférieure, le diamètre équivalent moyen des tourbillons détectés en chacun des points du segment (Figure 4b, en rouge), ainsi que la largeur de jet au même niveau (isocontour de 10 m/sec - en bleu). Ainsi, dès la base du jet, le diamètre équivalent moyen des tourbillons vaut 50% de la largeur du jet, et atteint 70% plus en aval.

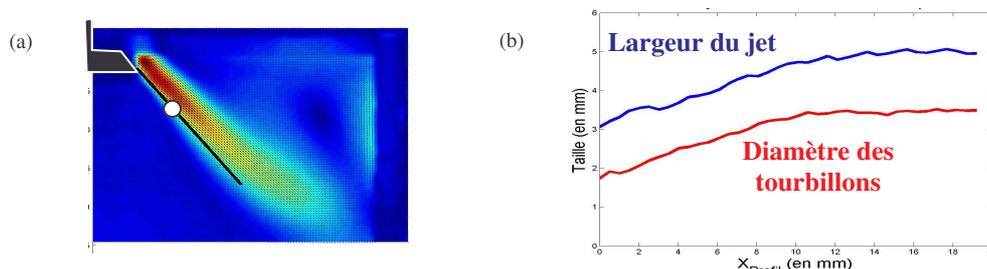


Figure 4 – (a) Définition du segment considéré en 3-2 et du point considéré en 4-1, (b) Diamètre des tourbillons (en rouge) et largeur du jet (en bleu) sur le segment

Il se dégage ainsi de la structure de l'écoulement plusieurs mouvements cohérents à analyser afin d'appréhender la dynamique du jet de soupape. Cet article s'attache à décrire la formation et l'advection des tourbillons à forte intensité de rotation présents dans les couches cisailées du jet (n°1-2-3 et 4, Figure 3b). La suite de l'étude porte donc sur l'analyse du champ de rotationnel du signal dont l'intensité est importante dans cette zone.

4 Analyse des tourbillons dans les zones cisailées du jet

4.1 Approche locale de la dynamique

D'après les observations des champs instantanés successifs, la formation des structures proches de la soupape semble être un phénomène périodique. Afin de l'appréhender, une première approche consiste à étudier la densité spectrale du signal du rotationnel (Figure 5) en un point fixe choisi (en blanc Figure 4a) dans la couche de cisaillement du jet.

Néanmoins, du fait des fluctuations d'angle du jet, le point choisi n'est pas placé dans la couche de cisaillement du jet pour chacun des champs instantanés considérés, rendant le signal intermittent et difficile à analyser.

Afin d'appréhender le phénomène quelle que soit la position du jet, nous proposons d'utiliser une méthode d'analyse plus globale, centrée sur l'étude des tourbillons à fort rotationnel proche de la soupape.

4.2 Décomposition en mode propre du champ de rotationnel

Pour analyser la dynamique des structures tourbillonnaires dans le jet, on applique une décomposition orthogonale en modes propres au champ de rotationnel $\omega(\vec{x}, t)$ associé aux champs

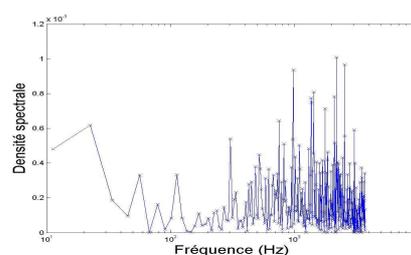


Figure 5 – Densité spectrale d'énergie du rotationnel au point défini figure 4a

de vitesse (cf Gurka et al 2005). On obtient ainsi les modes propres ϕ_k satisfaisant l'équation suivante :

$$\omega(\vec{x}, t) = \sum_{k=1}^N a_k(t) \phi_k(\vec{x})$$

La décomposition ainsi réalisée est optimale au sens de l'énstrophie (définie par $D = \|\omega\|^2$), c'est-à-dire que seuls les premiers modes propres vont participer aux mouvements cohérents des tourbillons à fort rotationnel. On remarque sur le spectre *Figure 6* que les contributions des modes 2 et 3 (cercle rouge) à l'énstrophie totale du signal sont équivalentes, et qu'une rupture dans le spectre à lieu entre les modes 3 et 4.

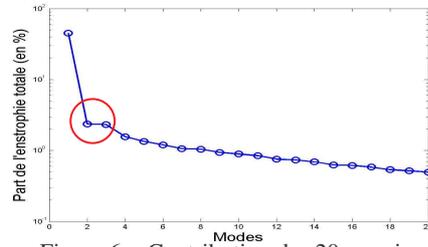


Figure 6 - Contribution des 20 premiers modes à l'énstrophie totale du signal (en %)

Observons donc, dans un premier temps, les 3 premiers modes obtenus :

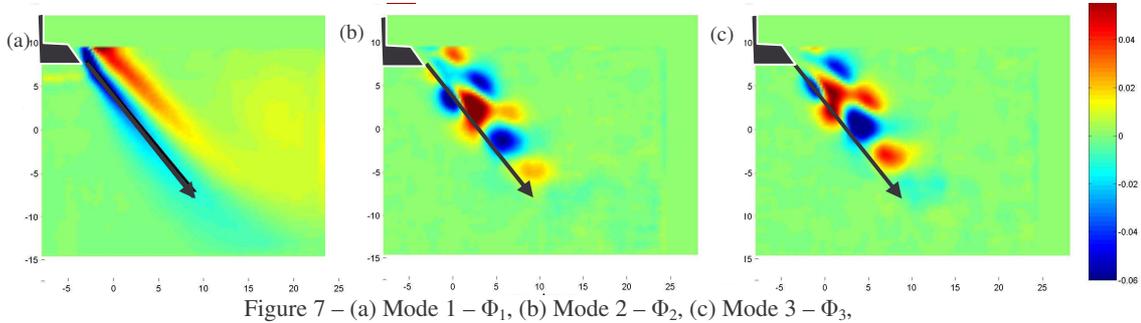


Figure 7 – (a) Mode 1 – Φ_1 , (b) Mode 2 – Φ_2 , (c) Mode 3 – Φ_3 ,

Le mode 1 est morphologiquement proche du champ de rotationnel moyen. L'intensité de la contribution de ce mode correspond ainsi à l'intensité de rotation moyenne des tourbillons du champ instantané considéré. En suivant le profil défini dans la couche de cisaillement inférieure du jet (en noir sur la *Figure 7a*), on observe les fluctuations de l'intensité spatiale des modes 2 (en bleu sur la *Figure 8a*) et 3 (en rouge). On remarque ainsi que les 2 modes sont déphasés spatialement d'un quart de période, pour une longueur d'onde des 2 signaux de $\Lambda_s = 8.6\text{mm}$. Afin d'étudier l'évolution temporelle de ces 2 modes au cours de la mesure, on calcule la fonction d'intercorrrelation des signaux $a_2(t)$ et $a_3(t)$. La *Figure 8b* montre un déphasage temporel φ_t de l'ordre de 0,133ms entre les 2 signaux. On peut alors estimer une vitesse de phase correspondant à la vitesse de convection moyenne des structures tourbillonnaires : $V_\varphi = \varphi_s / \varphi_t = \Lambda_s / 4\varphi_t = 16\text{m.s}^{-1}$. Cette valeur est la vitesse de convection maximum limite que l'on peut calculer par cette méthode à la fréquence d'acquisition utilisée. Elle est néanmoins en accord avec la vitesse de convection instantanée déterminée dans la *partie 3.2*.

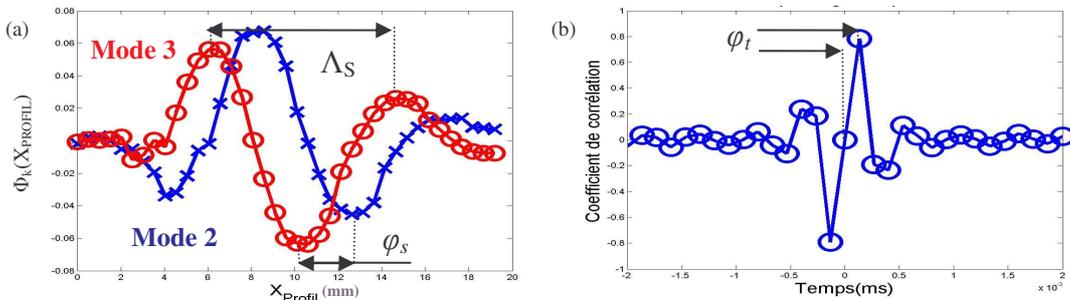


Figure 8 – (a) Déphasage spatial, (b) Déphasage temporel

La somme des contributions des 3 premiers modes ne représentent que 50% de l'énstrophie totale du signal. Néanmoins, la combinaison des signaux spatio-temporel des modes 2 et 3 permet de décrire qualitativement un mouvement de propagation caractérisant la formation et l'advection des tourbillons proches de la soupape, l'étude de l'évolution temporelle des coefficients POD $a_2(t)$ ou $a_3(t)$ associés permet ainsi l'analyse de la dynamique de ces mouvements cohérents.

La prise en compte de modes d'ordre plus élevé permettrait de préciser la dynamique de ces tourbillons dans l'écoulement, mais introduirait des phénomènes non étudiés dans cet article comme le battement du jet ou les fluctuations d'intensité du jet, auxquels l'analyse locale réalisée en 3-1 (Figure 5) était sensible. La densité spectrale d'énergie du signal $a_2(t)$ tracée Figure 9 permet alors de mieux caractériser la fréquence moyenne de formation des tourbillons.

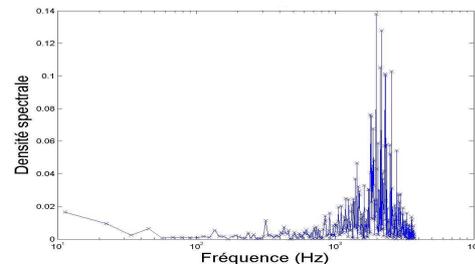


Figure 9 –Densité spectrale d'énergie de $a_2(t)$

Néanmoins, la puissance du signal se répartit encore sur une bande spectrale s'étalant globalement de 1,9 à 2,5kHz, montrant que la formation des tourbillons n'est pas harmonique, et interagit avec des phénomènes à plus basses fréquences présents dans l'écoulement.

5 Conclusion

Ce travail a pour objectif de caractériser le comportement spatio-temporel des tourbillons générés dans les couches de cisaillement d'un jet de soupape lors de la phase d'admission de l'air dans le cylindre. Les mesures de vitesse réalisées par PIV résolue dans le temps à une cadence de 7,5 kHz sont analysées en combinant différents outils de post-traitement, tels que des outils d'identification de tourbillons ou la POD. Nous pouvons ainsi pu établir que la dimension caractéristique d des structures tourbillonnaires augmente plus vite que la largeur e du jet, le rapport d/e évoluant de 0,5 à 0,7. Par ailleurs, l'analyse spectrale des coefficients POD du champ de vorticité permet de définir une fréquence moyenne d'apparition des tourbillons de l'ordre de 2 kHz. Cette valeur se recoupe avec la valeur obtenue par estimation de la vitesse de convection des tourbillons déduite de l'application du critère de reconnaissance de tourbillons à deux champs de vitesse successifs. Cependant, tant la structure spatiale que l'évolution temporelle du champ de vitesse montrent le caractère intermittent du processus de formation des tourbillons, et laissent supposer une forte interaction avec les autres structures telles que le tourbillon de coin. Des travaux sont en cours pour analyser ces interactions.

Références

- Desantes J.M., Benajes J., Urchueguia J. 1995 Evaluation of the non-steady flow produced by intake ports of direct injection Diesel engines. *Experiments in Fluids* 19 51-60
- Graftieaux L., Michard M., Grosjean N. 2001 Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement science and technologie Vol.12 pp. 1422-1429.*
- Gurka R., Liberzon A., Hetsroni G. 2006 POD of vorticity fields : A method for spatial characterization of coherent structures. *Int. Journal of Heat and Fluid Flow* 27 416-423