



HAL
open science

Structures tourbillonnaires cohérentes et intermittence des modes fréquentiels dans un écoulement en cavité ouverte

François Lusseyran, Luc R. Pastur, Thierry Faure, Romain Pethieu

► **To cite this version:**

François Lusseyran, Luc R. Pastur, Thierry Faure, Romain Pethieu. Structures tourbillonnaires cohérentes et intermittence des modes fréquentiels dans un écoulement en cavité ouverte. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. p. 176. hal-00179700

HAL Id: hal-00179700

<https://hal.science/hal-00179700>

Submitted on 16 Oct 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Structures tourbillonnaires cohérentes et intermittence des modes fréquentiels dans un écoulement en cavité ouverte

F. Lusseyran¹, L.R. Pastur^{1,2}, Th. M. Faure^{1,3} & R. Pethieu¹

¹Centre National de la Recherche Scientifique, ²Université Paris-Sud, Paris 11,

³Université Pierre et Marie Curie, Paris 6,

^{1,2,3}Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur,
B.P. 133, 91403 Orsay Cedex
francois.lusseyran@limsi.fr

Résumé :

L'étude porte sur un écoulement de cavité, parallélépipédique, ouverte, en interaction avec une couche limite laminaire. Elle vise à établir une relation entre les structures tourbillonnaires cohérentes, identifiées par décomposition en mode propres orthogonaux (POD) à partir des fluctuations du champ de vitesse mesuré par PIV, et les modes fréquentiels caractéristiques obtenus à partir de séries temporelles de la vitesse mesurée en un point par LDV. Suivant les valeurs du nombre de Reynolds (8500 ou 14000), la dynamique de l'interaction couche limite/cavité présente un ou deux modes fréquentiels (Pastur et al., 2005). Le premier mode spatial de la POD permet de mesurer la longueur d'onde et le taux d'amplification de l'instabilité se propageant dans la couche de cisaillement. Lorsque plus d'un mode est excité, un classement préalable des réalisations de la vitesse correspondant à l'une ou l'autre des fréquences est nécessaire. Les relations de dispersions expérimentales sont confrontées au modèle de stabilité linéaire.

Abstract :

This study deals with an open parallelepipedic cavity flow, in interaction with a laminar boundary layer. It aims at establishing a relation between the coherent eddies, identified by proper orthogonal decomposition (POD) from the velocity field measured by PIV, and the characteristic frequency modes obtained from local velocity time series measured by LDV. According to the values of the Reynolds number (8500 or 14000), the dynamics of the interaction between boundary layer and cavity presents one or two frequency modes (Pastur et al., 2005). The first space mode of the POD makes it possible to measure the wavelength and the rate of amplification of the instability being propagated in the shear layer. In case of more than one excited mode, a reclassification of the velocity field realization according to one or the other frequencies is necessary. The experimental dispersions relations are confronted with a linear stability model.

Mots-clefs :

cavité ouverte ; modes fréquentiels et spatiaux ; POD

1 Contexte de l'étude

L'écoulement généré par une cavité en interaction avec un écoulement extérieur est le siège d'oscillations auto-entretenues, ce qui est un résultat établi. Nous nous intéressons ici à une particularité moins étudiée de ces oscillations du champs de vitesse, à savoir le caractère intermittent de ces oscillations (Rockwell, 1983). L'instabilité de la couche de mélange, siège de l'oscillation principale, est soit interrompue, soit bascule entre deux modes fréquentiels. Nous souhaitons mettre en relation la structuration spatiale de l'écoulement avec sa structure temps-fréquence. Pour ce faire, nous analysons les structures tourbillonnaires cohérentes identifiées sur les champs de vitesse par décomposition en mode propres orthogonaux (POD). Le champ 2D de vitesse est obtenu par vélocimétrie par image de particules (PIV), dans le plan longitudinal médian. On y ajoute une mesure locale de la vitesse par vélocimétrie laser à effet Doppler

(LDV), résolue en temps et synchronisée avec la PIV. Elle donne accès aux caractéristiques temporelles et fréquentielles.

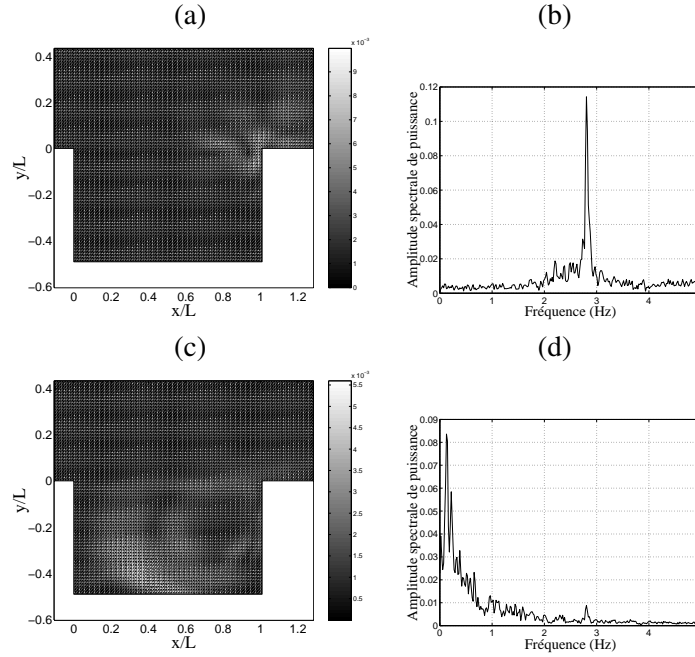


FIG. 1 – Modes POD, (a) $\phi_1(x, y)$, (c) $\phi_3(x, y)$, et spectres d’amplitude des coefficients temporels associés (b) $\alpha_1(t)$, (d) $\alpha_3(t)$. Noter le repliement du spectre : $12.8 \text{ Hz} = 2.8 + 10 \text{ Hz}$. $L = 10 \text{ cm}$ est la longueur de la cavité.

À partir de la mesure par PIV de $M = 1100$ champs de vitesse $\{\vec{U}(x, y; t_i)\}_{i=1\dots M}$, on détermine le champ $\vec{u}(x, y, t) = \vec{U}(x, y, t) - \bar{U}(x, y)$ des fluctuations de la vitesse par rapport au champ moyen \bar{U} , défini par :

$$\bar{U}(x, y) = \frac{1}{T} \int_0^T \vec{U}(x, y; t) dt \equiv \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \vec{U}(x, y; t_i) \quad (1)$$

On peut décomposer ces réalisations \vec{u} de l’écoulement sur une base de modes propres orthogonaux $\vec{\phi}_n(x, y)$ — qui représentent des structures spatiales *cohérentes* de l’écoulement —, et de leurs coefficients $\alpha_n(t)$ temporels — qui évaluent le poids relatif des modes $\vec{\phi}_n(x, y)$ correspondant dans la réalisation instantanée $\vec{u}(x, y; t) : \alpha_n(t) = \int_{\Omega} \vec{\phi}_n(x, y) \cdot \vec{u}(x, y; t) dx dy$ —, tels que (Cordier *et al.*, 2003) :

$$\vec{u}(x, y, t_i) = \sum_{n=1}^M \alpha_n(t_i) \vec{\phi}_n(x, y) \quad (2)$$

Dans ce contexte, nous avons montré que les deux premiers modes propres de la POD $\vec{\phi}_1(x, y)$ et $\vec{\phi}_2(x, y)$ comprenaient l’essentiel de l’énergie correspondant aux oscillations de la couche de cisaillement au dessus de la cavité, et que les suivants (en particulier 3 et 4) correspondaient aux fluctuations de l’écoulement tourbillonnaire intra-cavitaire, comme on peut le voir sur la Figure 1 (Pastur *et al.*, 2005).

Deux valeurs de la vitesse extérieure U_e sont étudiées. La valeur $U_e = 1.27 \text{ m/s}$ correspond à une configuration d’écoulement où un seul mode fréquentiel est dominant, à $f_1 = 12.8 \text{ Hz}$

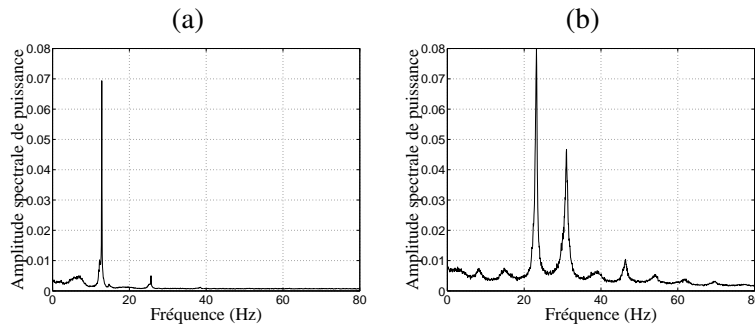


FIG. 2 – Spectre d’amplitude normalisé du signal LDV : (a) $U_e = 1.27$ m/s, (b) $U_e = 2.09$ m/s.

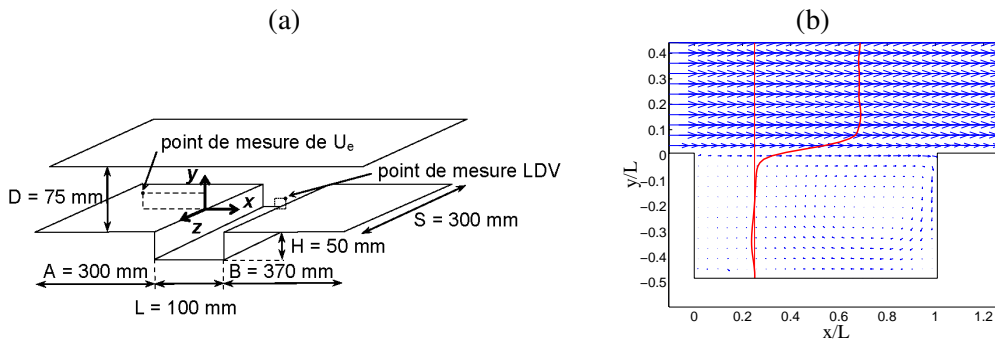


FIG. 3 – (a) Schéma de la cavité. Le volume de mesure LDV est placé à 15 mm en aval de la cavité ($x/L = +1,15$), 15 mm au-dessus de la plaque aval ($y/L = +0,15$, $z/L = 0$). (b) Champ de vitesse moyen $\bar{U}(x, y)$, à $U_e = 2$ m/s, réalisé sur 1100 champs instantanés obtenus par PIV. Le profil de vitesse longitudinale $\bar{U}_x(y)$ en fonction de l’altitude y (en unités arbitraires) à l’abscisse $x/L = 0,25$ est également représenté en trait gras.

(Figure 2a), alors que pour $U_e = 2.09$ m/s, le spectre de vitesse présente deux modes principaux, à $f_1 = 23.2$ Hz et $f_2 = 31.0$ Hz (Figure 2b).

Il est malaisé de déterminer la longueur d’onde de l’instabilité qui se développe dans la couche de cisaillement, ainsi que les taux d’amplification spatiale associés, à partir d’un instantané $\vec{U}(x, y; t)$ du champ de vitesse, à cause des fluctuations instantanées qui peuvent être considérables — nécessitant le recours à des critères de validation complexes des “bons” champs de vitesse, et qui ne se révèlent finalement pas toujours pertinents. L’idéal serait en fait de pouvoir disposer d’un champ représentant le développement moyen, à une phase donnée du cycle d’oscillation, de l’instabilité de la couche de cisaillement. On peut remarquer que le champ de vitesse moyen \bar{U} n’est pas plus approprié que les champs instantanés, celui-ci moyennant les événements instationnaires qui se développent dans la couche de cisaillement à des phases aléatoires du cycle d’oscillation. De fait, ce sont les modes spatiaux POD qui procurent précisément l’information recherchée, puisqu’ils extraient l’instabilité “moyenne”, à une phase arbitraire donnée, de la couche de cisaillement dans les deux modes $\vec{\phi}_1(x, y)$ et $\vec{\phi}_2(x, y)$ — modes en quadrature de phase l’un de l’autre, ce qui est caractéristique d’un processus propagatif. L’un de ces deux modes au choix va donc permettre de mesurer la longueur d’onde et le taux d’amplification de l’instabilité. De la connaissance de la fréquence f et de la longueur λ des ondes de Kelvin-Helmholtz qui se développent dans la couche de cisaillement, il est possible de déterminer la vitesse de phase $c = \lambda f$, et de comparer cette valeur à celle prédite par un simple modèle de stabilité linéaire d’une couche de cisaillement libre. Bien qu’un tel modèle ne prenne pas en compte la présence de la cavité, nous verrons que les valeurs prédites sont effectivement

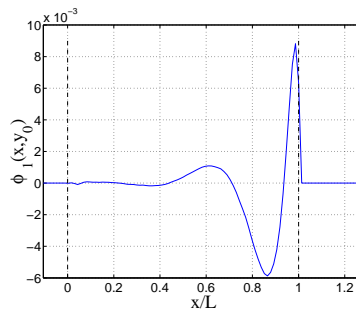


FIG. 4 – Profil suivant x de la composante verticale des fluctuations $u_y = \vec{u} \cdot \vec{e}_y$ de la vitesse, quasi à l’affleurement de la cavité ($y_0/L = -0.1375$; $z = 0$ — où l’amplitude de l’onde y est la plus développée). On notera l’effet de l’amortissement visqueux sur le bord aval de la cavité, sur une distance $\delta = \sqrt{\nu/(\pi f)} \simeq 0.6$ mm.

comparables à celles mesurées expérimentalement.

Lorsque plus d’un mode est excité, comme à $U_e = 2$ m/s (cf. Figure 2b), un classement préalable des réalisations du champ de vitesse, correspondant à l’une ou l’autre des fréquences f_1 ou f_2 , est alors nécessaire.

2 Dispositif expérimental

La cavité a pour longueur $L = 100$ mm, hauteur $H = 50$ mm, largeur $S = 300$ mm (cf. Figure 3a). Le rapport de forme de la cavité vaut $R = L/H = 2$. Le bord amont se trouve en $x = 0$, $y = 0$, le bord aval en $x/L = +1$, le fond de la cavité en $y/L = -1/2$, et les bords latéraux en $z/L = \pm 1.5$. L’écoulement est créé par un ventilateur centrifuge placé en amont de la chambre de tranquillisation de la soufflerie. Un conduit se terminant par un nid d’abeille et un convergent amène l’écoulement vers la section d’essais. La vitesse extérieure U_e est mesurée à 102 mm en amont de la cavité ($x/L = -1.02$), et 25.5 mm au dessus de la plaque amont ($y/L = +0.255$, $z/L = 0$). La vitesse longitudinale U_x de l’écoulement est mesurée par LDV au point aval représenté sur la Figure 3a. La source lumineuse est un laser Argon-ion continu à 488 nm (bleu). La fréquence moyenne d’échantillonnage, utilisée pour ré-échantillonner la série, vaut $f_{LDV} = 1530$ Hz.

Le champ de vitesse est obtenu par vélocimétrie par image de particules (PIV) basée sur un algorithme de flot optique utilisant une programmation dynamique orthogonale (Quénot *et al.*, 1998). Le système de PIV comprend un laser YAG pulsé de 30 mJ à la longueur d’onde 532 nm (vert), dont le faisceau est étendu en une nappe d’épaisseur 0.25 mm. L’enregistrement des images est assuré par une caméra CCD de résolution 1032×778 , 10 bits, cadencée à 20 Hz. Il en résulte une fréquence d’échantillonnage des champs de vitesse PIV de $f_{PIV} = 10$ Hz.

3 Etude de l’instabilité dans le cas uni-modal : $U_e = 1.27$ m/s

Dans le cas uni-modal, nous voyons sur la Figure 2a que l’énergie dans le spectre d’amplitude se compose de deux parties : les basses fréquences et un mode dominant, accompagné de son harmonique $n = 2$. Nous utilisons le premier mode spatial $\vec{\phi}_1(x, y)$ de la POD pour mesurer la longueur d’onde et le taux d’amplification de l’instabilité se développant dans la couche de cisaillement. On ajuste pour cela le profil longitudinal (suivant x) des fluctuations de la composante verticale de la vitesse (suivant y : $u_y = \vec{u} \cdot \vec{e}_y$), sur une plage de y arbitraire qui assure un

ajustement satisfaisant (typiquement y/L entre -0.25 et -0.05), avec une fonction du type :

$$w_y^{fit}(x) = A + B e^{\beta x} \cos(2\pi x/\lambda + \phi), \quad (3)$$

Le résultat est présenté sur la Figure 4. L'ajustement donne $\lambda = 4.93_{-0.38}^{+0.58}$ cm, $\beta \simeq 6450$ cm⁻¹. Dans un modèle de stabilité linéaire d'une couche de cisaillement libre, à la fréquence $f_1 = 12.8$ Hz est associée la longueur d'onde $\lambda^{mod} = c/f_1 = 5.08$ cm, où $c = (U_1 + U_2)/2 = 0.65$ m/s est la célérité des ondes, construite comme la valeur moyenne entre la vitesse U_1 au-dessus de la couche de cisaillement lorsque $y \rightarrow +\infty$, et U_2 la vitesse mesurée en dessous lorsque $y \rightarrow -\infty$ (non dispersif). Les vitesses U_1 et U_2 , dans le cas de la cavité, sont estimées sur le profil vertical (suivant y) de la vitesse longitudinale moyenne $\bar{U}_x(y, x_0)$, en $x_0/L = 0.25$ (cf. Figure 3b), par ajustement du profil avec une fonction du type :

$$U_x^{fit}(y) = A + B \tanh\left(\frac{y - y_0}{\delta}\right), \quad (4)$$

avec $U_1 = A + B$ et $U_2 = A - B$.

Les deux valeurs de λ , calculées expérimentalement ou à partir de la relation de dispersion du modèle de couche de cisaillement libre, sont raisonnablement en accord (aux incertitudes de l'ajustement près). Il semblerait donc que, bien que le mécanisme de sélection de mode induit par la présence de la cavité ne soit pas pris en compte par un tel modèle, celui-ci conserve néanmoins une certaine pertinence dans la description de l'instabilité.

4 Etude de l'instabilité dans le cas bi-modal : $U_e = 2.09$ m/s

Dans le cas où deux pics de fréquences sont présents dans le spectre (Figure 2b, à $U_e = 2$ m/s), les deux modes fréquentiels entrent dans un scénario de compétition non-linéaire, où la présence de l'un tend à exclure l'autre (Rockwell, 1983; Pastur *et al.*, 2007). La POD doit ici être calculée *conditionnellement* sur les sous-ensembles $\mathcal{S}_1 = \{\vec{u}(\vec{r}, t_k)\}_{k=1\dots M_1}^{f_1}$ et $\mathcal{S}_2 = \{\vec{u}(\vec{r}, t_k)\}_{k=1\dots M_2}^{f_2}$ de réalisations du champ de vitesse correspondant respectivement à l'une des deux fréquences f_1 ou f_2 d'oscillation de la couche de mélange. La détermination du mode d'oscillation instantané de la couche de cisaillement est décrite dans (Pethieu *et al.*, 2007). Les deux premiers modes de la POD sont là encore associés aux structures cohérentes de la couche de cisaillement. À nouveau, le premier mode $\vec{\phi}_1$ de chacun des deux sous-ensembles \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 nous permet de déterminer les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 associées aux fréquences f_1 et f_2 , ainsi que les taux d'amplification spatiale β_1 et β_2 . Comme précédemment, on ajuste le profil de la composante u_y suivant y de $\vec{\phi}_1$, sur une plage arbitraire de y , par la fonction (3), sur chacun des deux sous-ensembles \mathcal{S}_1 et \mathcal{S}_2 . On obtient :

$$\lambda_1 = 4.84_{-0.22}^{+0.11} \text{ cm}, \quad \beta_1 \simeq 3090 \text{ cm}^{-1},$$

$$\lambda_2 = 4.07_{-0.33}^{+0.50} \text{ cm}, \quad \beta_2 \simeq 3040 \text{ cm}^{-1}.$$

Le modèle de stabilité linéaire d'une couche de cisaillement libre donnerait, pour $f_1 = 23.2$ Hz et $f_2 = 31.0$ Hz, les longueurs d'onde $\lambda_1^{mod} = 4.68$ cm ($c_1 = 108.5$ cm/s), $\lambda_2^{mod} = 3.50$ cm ($c_2 = 108.4$ cm/s), qui sont à nouveau comparables aux valeurs obtenues expérimentalement, aux incertitudes d'ajustement près.

5 Discussion

Dans cette étude, nous avons utilisé la POD pour déterminer le profil moyen de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui se développe dans la couche de mélange d'un écoulement en cavité, à

partir de champs de vitesse 2D de l'écoulement obtenus par PIV (non résolus en temps). De ces champs moyens, il est possible de calculer proprement la longueur d'onde λ de l'instabilité. La connaissance de la fréquence f des modes excités par LDV permet alors de déterminer un point de la relation de dispersion : $\lambda = \lambda(f)$. À partir de la mesure des vitesses U_1 et U_2 au-dessus et au-dessous de la couche de cisaillement, on détermine la célérité $c = (U_1 + U_2)/2$ des ondes, dont la formule est donnée par un modèle simple d'instabilité d'une couche de cisaillement libre infiniment étendue. De $c = \lambda f$, on déduit la longueur d'onde $\lambda^{mod} = c/f$ du modèle. On constate que la valeur ainsi calculée est cohérente avec celle effectivement mesurée. Ce n'est pas totalement surprenant, dans la mesure où les perturbations, en amont de la cavité, semblent se développer dans la couche de cisaillement dans un scénario d'instabilité convective, comme dans le modèle, même si le profil vertical de vitesse en tangente hyperbolique n'est qu'approximativement vérifié dans la cavité, en raison de la recirculation de fluide intra-cavitaire (cf. profil vertical de vitesse sur la Figure 3b).

Cependant de nombreuses incohérences subsistent par rapport à ce schéma d'instabilités convectives. La présence du bord aval de la cavité agit directement dans la sélection des modes excités, ce qui suggère l'existence d'une remontée de l'information depuis le bord aval vers le bord amont, de sorte que le scénario convectivement instable doit au moins coexister avec un mode d'instabilité absolue. Ce fait, largement mentionné dans la littérature, doit être ici compris sans faire appel au couplage aéro-acoustique. De même, l'incertitude relative sur les longueurs d'onde de 7% (pour λ_1) à 22% (pour λ_2) n'est pas en bon accord avec le schéma convectif simple. En effet on ne peut ici invoquer le bruit, étant donné que les profils extraits des modes POD sont "propres", en ce sens que toute fluctuation instantanée a été filtrée par définition d'un mode spatial POD. Enfin le caractère intermittent des modes fréquentiels plaide pour une contribution non négligeable des effets non-linéaires.

En conclusion, dans le cadre d'une approche de stabilité linéaire, le calcul des modes instables globaux serait un progrès (Marquillie *et al.*, 2003) ; par ailleurs, le développement d'un modèle de compétition non-linéaire entre modes fréquentiels reste à élaborer.

Références

- Cordier, L., Bonnet, J.P. 2003 Proper Orthogonal Decomposition : an overview. *Contribution to the VKI Lectures Series : post processing of experimental and numerical data*. Van Karman Institute editions, Feb. 17-23
- Marquillie, M., Ehrenstein, U. 2003 On the onset of nonlinear oscillations in a separating boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.* **490** 169-188
- Pastur, L.R., Lusseyran, F., Faure, T.M., Pethieu, R., Debesse, P. 2007 Quantifying the non-linear mode competition in the flow over an open cavity at medium Reynolds number. *Submitted to Experiments in fluids*.
- Pastur, L.R., Lusseyran, F., Fraigneau, Y., Podvin, B. 2005 Determining the spectral signature of spatial coherent structures in an open cavity flow. *Physical Review E* **72** 065301-4 (R)
- Pethieu, R., Pastur, L.R., Lusseyran, F., Faure, T.M. 2007 Caractérisation expérimentale de la compétition non-linéaire de mode de Kelvin-Helmholtz dans un écoulement de cavité. *In Comptes-rendus de la Rencontre du Non Linéaire 2007*, pp. 143-148, éditions Physique Non Linéaire, Paris.
- Quénot, G.M., Pakleza, J., Kowalewski, T.A. 1998 Particle image velocimetry with optical flow. *Experiments in Fluids* **25** 177-189
- Rockwell, D. 1983 Oscillations of impinging shear layers. *AIAA Journal* **21** 645-664