



Analyse expérimentale des effets non linéaires dans les systèmes thermoacoustiques

Diana Baltean-Carlès, François Lusseyran, Maurice-Xavier François, Philippe Debesse

► To cite this version:

Diana Baltean-Carlès, François Lusseyran, Maurice-Xavier François, Philippe Debesse. Analyse expérimentale des effets non linéaires dans les systèmes thermoacoustiques. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. hal-03360382

HAL Id: hal-03360382

<https://hal.science/hal-03360382>

Submitted on 30 Sep 2021

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.

Analyse expérimentale des effets non linéaires dans les systèmes thermoacoustiques

Philippe Debesse^{1,2}, Diana Baltean Carlès^{1,2}, François Lusseyran², Maurice-Xavier François^{1,2}

¹Université Pierre et Marie Curie (UPMC),

²Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur (LIMSI-CNRS)

¹UPMC, 4 place Jussieu 75252 Paris cedex 05

²LIMSI-CNRS BP 133, F-91403 Orsay Cedex
baltean@limsi.fr

Résumé :

Les phénomènes non linéaires présents dans les systèmes thermoacoustiques sont responsables de l'apparition des écoulements continus secondaires qui se superposent aux oscillations acoustiques dominantes, pénalisant l'efficacité des systèmes. L'objectif de cette étude est de caractériser le champ acoustique dans un résonateur contenant un générateur d'onde thermoacoustique et de mettre en évidence les écoulements secondaires. Nous avons mesuré le champ de vitesse par vélocimétrie par images de particules (PIV). Les premières mesures, désordonnées par rapport à la période acoustique, ont permis de reconstruire la composante acoustique sur une période, en réordonnant les vitesses suivant leur phase avec une technique de projection par décomposition en valeurs singulières (SVD). Le calcul du champ de vitesse moyenné en temps montre l'existence d'un écoulement continu. Le deuxième type de mesures, synchronisées aux mesures de pression, apporte une meilleure précision sur les écoulements secondaires. L'estimation de la vitesse acoustique est en accord avec la théorie linéaire.

Abstract :

The non-linear phenomena which appear in thermoacoustic systems generate continuous secondary flows, superposed on the dominant acoustic oscillations, reducing the systems efficiency. The aim of this study is to characterize the acoustic field created by a thermoacoustic wave generator and to highlight the secondary flows. We measured the velocity field with a Particle Image Velocimetry method (PIV). The first measurements, disordered with respect to the acoustic period, allowed the reconstruction of the acoustic field with a projection technique using singular values decomposition. The estimation of the mean velocity over the time period indicates the existence of a continuous flow. A second type of measurements, synchronized with the pressure signal, is performed, with a better precision of the mean velocity flow. Both measurements are in agreement with the linear theory of thermoacoustics.

Mots-clefs : thermoacoustique ; streaming ; PIV

1 Introduction

La thermoacoustique repose sur l'idée de conversion d'énergie acoustique/thermique. Les machines thermoacoustiques utilisent le mouvement oscillant du fluide comme moyen de transporter de la chaleur tout au long d'un empilement de plaques (réfrigérateur), ou au contraire, de créer ou amplifier une onde acoustique grâce à une instabilité thermoacoustique qui apparaît si les plaques sont soumises à un fort gradient de températures (moteur). L'intérêt principal des dispositifs thermoacoustique réside dans leur simplicité, fiabilité et l'utilisation des fluides non polluants. Le champ d'applications est très large : cryogénie, froid domestique, refroidissements des microcomposants électroniques, etc. La théorie linéaire de la thermoacoustique permet d'estimer les performances de ces systèmes, mais elle tombe en défaut dans le cas des systèmes de forte puissance, limitant ainsi les possibilités d'optimisation. Les phénomènes non linéaires présents dans les systèmes thermoacoustiques sont responsables de

l'apparition des écoulements continus de streaming (de second ordre) qui se superposent aux oscillations acoustiques dominantes (de premier ordre). Ces écoulements sont la source d'un transfert de chaleur convectif qui peut modifier le gradient de température aussi bien dans le générateur d'onde que dans le réfrigérateur, pénalisant ainsi l'efficacité des systèmes. La mise en évidence expérimentale de ces effets « non-linéaires », présente un certain nombre de difficultés métrologiques et d'analyse du signal. La métrologie classiquement utilisée dans ce cas est la vélocimétrie par images de particules (PIV) (Duffourd 2001), méthode qui nécessite une adaptation aux systèmes thermoacoustiques avec une forte pression moyenne et un générateur d'ondes thermoacoustique (Debesse et al, 2006). Nous utilisons une méthode originale de PIV, développée au LIMSI, fondée sur les techniques de flot optique (Quénou, 1992). L'avantage de cette approche réside dans le fait qu'elle est bien adaptée aux écoulements à fort gradient de vitesse et fournit une mesure des champs de vitesse peu bruitée avec une bonne résolution (précision de 1/32 pixel, donc une précision sur le champ de vitesse de 0,31%).

2 Dispositif expérimental

Le système expérimental est constitué d'un générateur d'onde thermoacoustique quasi-stationnaire créée dans un guide d'onde fermé à ses extrémités, et d'une zone de mesure adaptée pour l'application de la vélocimétrie par image de particule (PIV). Le résonateur est un cylindre en inox (Figure 1), de longueur $L=7,88\text{m}$ et de diamètre intérieur de $56,3\text{mm}$. Le générateur d'onde, constitué d'un empilement de plaques en inox, se trouve à $0,5\text{m}$ du fond du résonateur. Les différents paramètres expérimentaux sont précisés dans le Tableau 1 pour deux séries de mesures. Le paramètre de contrôle est la pression acoustique, directement lié au gradient de température établi dans le générateur d'onde. La zone de mesure par PIV est située à $x=1,16\text{m}$ de l'extrémité du résonateur opposée au moteur. Elle est constituée d'un module en verre, transparent sur 10cm de long, d'un laser pulsé mini-YAG Quantel cadencé à 20Hz et de longueur d'onde de 532nm , d'une caméra Marlin 1024×768 8/10bit 20Hz équipée d'un filtre passe-bande, et d'un système d'ensemencement Dantec. Les particules utilisées sont de l'oxyde de magnésium (MgO) dont le diamètre est de l'ordre de $1\mu\text{m}$. Les mesures de pression acoustiques sont réalisées à proximité du moteur à l'aide d'un capteur piézoélectrique Kistler alimenté par un amplificateur de charge.

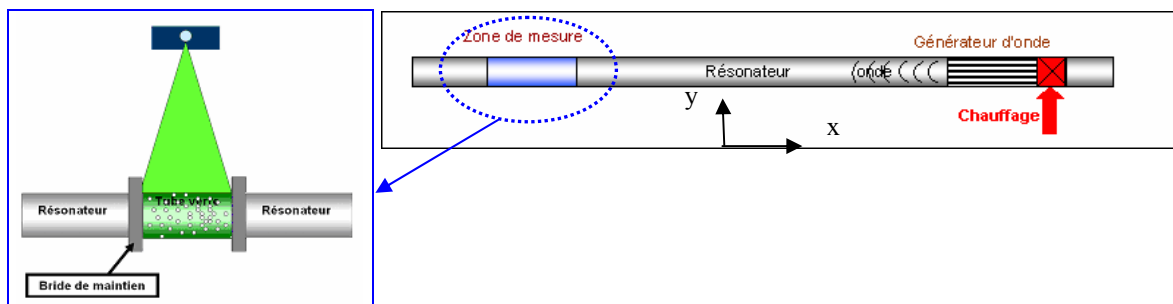


FIG. 1 – Schéma du résonateur et de la zone de mesure

Mesures	Température moyenne ($^{\circ}\text{C}$)	Pression P_0 moyenne (Pa)	Pression P_1 acoustique (Pa)	Fréquence (Hz)
Séries A1	15	$7,25 \times 10^5$	$0,125 \times 10^5$	21,9
Séries A2	22	$7,21 \times 10^5$	$0,146 \times 10^5$	22,1

Tableau 1 : Paramètres d'expérimentation et de contrôle

3 Champs PIV sans référence de phase

Les deux séries de mesures de champs de vitesse PIV sont réalisées au niveau du tube de verre dans une section passant par l'axe du tube. Après stabilisation du phénomène thermoacoustique, la poudre MgO est injectée au niveau d'une bride de maintien. Après homogénéisation par l'onde acoustique de l'ensemencement, les prises de vue PIV sont lancées sur ~110s. La cadence d'acquisition PIV est de 10Hz (100ms) et l'écart temporel entre deux images d'une paire est de 2ms pour un temps caractéristique des vitesses acoustiques de l'ordre de 45ms (~22Hz). Les champs de vitesse sont calculés par la méthode de flot optique utilisant une programmation dynamique orthogonale (Quénou, 1992). La géométrie étant cylindrique, nous avons corrigé les valeurs calculées, pour tenir compte des effets de dioptré (Faure *et al.*, 2006).

3.1 Reconstruction du cycle de vitesse acoustique

Le sous-échantillonnage des champs PIV ne permet pas de vérifier directement le caractère sinusoïdal de l'évolution de la vitesse. On a besoin de reclasser les champs instantanés. Pour se faire, nous extrayons la composante de vitesse acoustique, en retranchant à chaque champ PIV la vitesse moyennée en temps : $v_{x,y}^{ac}(x,y,t) = v_{x,y}(x,y,t) - \overline{v_{x,y}}(x,y)$. On construit ensuite la série temporelle $\langle v_x \rangle(t) = \int_D [v_x^{ac}(x,y,t) dx dy]$, sur une zone de l'image D. Cette nouvelle série est réordonnée par un classement en phase (Debesse *et al.*, 2006) à l'aide d'une méthode de projection par SVD (Broomhead *et al.*, 1986). Les portraits de phase obtenus par SVD montrent le caractère déterministe et périodique (Figure 2a). On définit ainsi une phase ϕ associée à chaque valeur de vitesse $\langle v_x \rangle(t)$. Il est maintenant possible de tracer $\langle v_x \rangle(\phi)$ sur un cycle entier (Figure 2b).

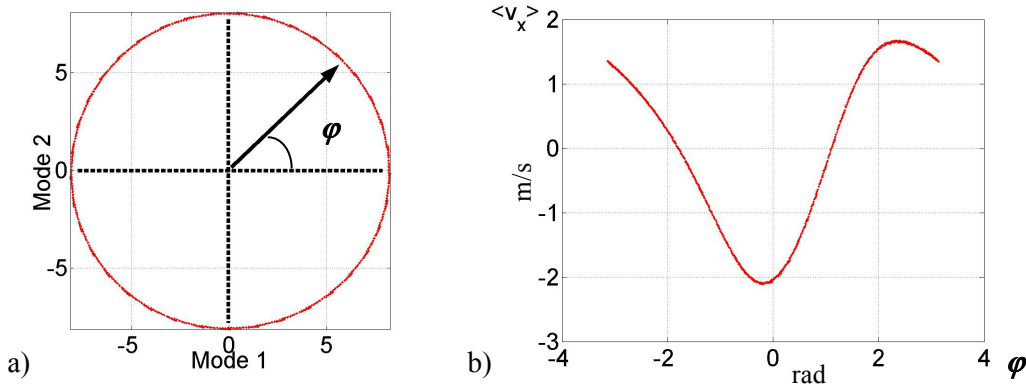


FIG. 2 – Série A1 : a) portrait de phase SVD, b) reconstruction du cycle acoustique de vitesse

3.2 Comparaison avec l'acoustique linéaire

Nous avons appliqué la méthode de reclassement par phase pour le signal de pression P_1 également. Sur la Figure 3 est représenté le cycle acoustique de vitesse et pression, reconstruit pour les deux séries A1 et A2. Le drive ratio (i.e. P_1/P_0) est de 1,7% (série A1), respectivement 2% (série A2). Nous avons déterminé par identification avec une série de Fourier, les valeurs des amplitudes des modes et leurs déphasages respectifs (Tableau 2). Les champs de vitesse ainsi que le signal de pression présentent une oscillation périodique en temps, avec le 1^{er} harmonique assez énergétique et le 2^{ème} harmonique négligeable. Pour la série A1, la sinusoïde présente une plus faible distorsion que celle de la série A2 pour laquelle la pression acoustique est plus importante. Cette différence correspond à une augmentation de l'amplitude du 1^{er} harmonique dans le cas de la série A2, tant pour la vitesse que pour la pression.

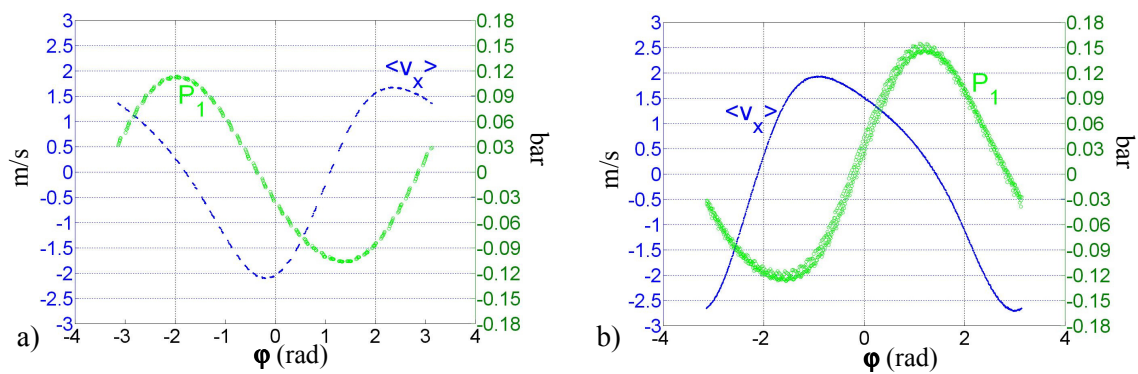


FIG. 3 – Reconstruction du cycle acoustique sur une période $[-\pi, \pi]$ de la vitesse axiale $\langle v_x \rangle$ (bleu) et la pression acoustique (vert) pour : a) Série A1, b) Série A2

	Série A1		Série A2	
	Vitesse	Pression	Vitesse	Pression
Amplitude fondamental (F)	1,78 m/s	11008 Pa	2,17 m/s	13195 Pa
Amplitude harmonique 1 (H1)	0,34 m/s	531 Pa	0,58 m/s	1282 Pa
Déphasage H1/F	1.09π	0.6π	1.12π	0.72π
Déphasage pression/vitesse	$0,49\pi$		$0,46\pi$	

Tableau 2: Amplitudes et déphasages des signaux reconstruits

Le décalage en phase entre les modes fondamentaux des signaux de pression et vitesse, calculé à partir des courbes de la Figure 3, est très proche de $\pi/2$ (caractéristique d'une onde stationnaire). La longueur d'onde calculée par une méthode d'ajustement sur tous les champs $v_i^{ac}(x, y, t)$ est de 14,8m, l'estimation théorique étant de 15,8m. Il est remarquable qu'on puisse identifier la longueur d'onde sur 0,7% de sa longueur. L'amplitude de l'onde de vitesse est en bon accord avec le modèle d'onde stationnaire mono-fréquentielle, dans une géométrie cylindrique bidimensionnelle, en prenant en compte les dissipations visqueuses et thermiques pour un gaz parfait (Swift et al. 2003, Hamilton et al. 2003) : 1,87m/s (série A1), 2,23m/s (série A2).

3.3 Calcul du champ moyen (non linéarités)

L'objectif à terme reste de déterminer l'existence ou non d'écoulements secondaires de type streaming et tout autre phénomène non-linéaire.

Sur la Figure 4 est présenté le champ moyen sur tous les cycles acoustiques, dans la fenêtre d'observation. La moyenne sur un cycle présente des fluctuations d'un cycle à l'autre, mais la moyenne incrémentée en augmentant le nombre de cycles converge vers le champ moyen sur tous les cycles. On observe des écoulements moyens globalement descendants. Les vitesses sont comprises entre 1cm/s et 8cm/s. Le streaming de Rayleigh est théoriquement stationnaire et la moyenne temporelle $\bar{v}(x, y)$ des champs PIV devrait révéler un écoulement axial orienté vers le milieu du résonateur.

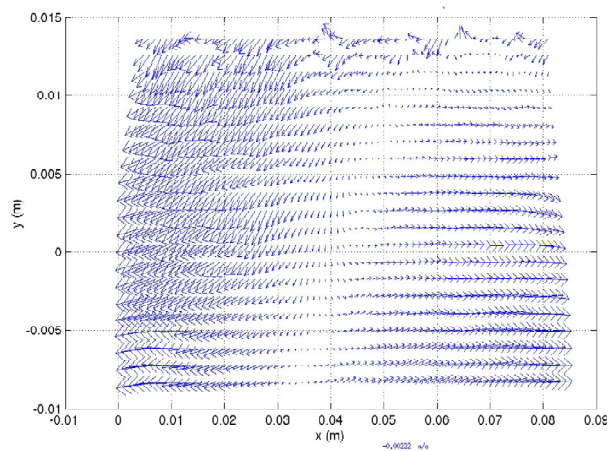


FIG. 4 – Champ moyen $\bar{v}(x, y)$; série A1

L'écart par rapport à la théorie pourrait être du à l'imprécision de cette méthode de mesure du champ moyen, ou bien à l'existence d'un écoulement tridimensionnel. Pour tenter de répondre à cette question, nous avons effectué des mesures différentes, avec référence de phase.

4 Champs PIV avec référence de phase

Ces séries de mesures sont réalisées dans les mêmes conditions expérimentales que les précédentes. La différence réside dans les moments de prises de vue PIV : les paires d'images sont prises à la même phase du cycle acoustique en prenant comme référence le signal de pression, à l'aide d'une électronique de synchronisation. L'écart temporel entre deux images d'une paire est toujours de 2ms. L'intérêt de cette procédure est de permettre la réalisation de moyennes de phases sur les vitesses et d'extraire avec plus de précision les composantes moyennes, liées notamment aux écoulements dits de streaming de Rayleigh.

Dans cette étude, nous présentons les résultats du traitement de $N=847$ champs instantanés, mesures effectuées à une seule phase (vérification effectuée par SVD). Un des objectifs est de trouver le nombre minimum de champs à calculer et donc d'images à acquérir pour avoir une bonne convergence de la moyenne sur tous les champs à la même phase. A chaque instant t_i ($1 \leq i \leq N$, $t_i = i \varphi_{PIV}$ avec φ_{PIV} phase d'acquisition PIV), la valeur moyenne spatiale $\langle v_{x,y} \rangle(t)$ est extraite. La moyenne temporelle est ensuite calculée, $\overline{\langle v_{x,y} \rangle(t)} = \frac{1}{t_i - t_1} \int_{t_1}^{t_i} \langle v_{x,y} \rangle(t) dt$, pour tout

$i = 1, \dots, N$. On détermine i_{min} tel que $|\langle v_{x,y} \rangle(t_{imin+1}) - \langle v_{x,y} \rangle(t_{imin})| < \text{valeur seuil} (\approx 10^{-3})$.

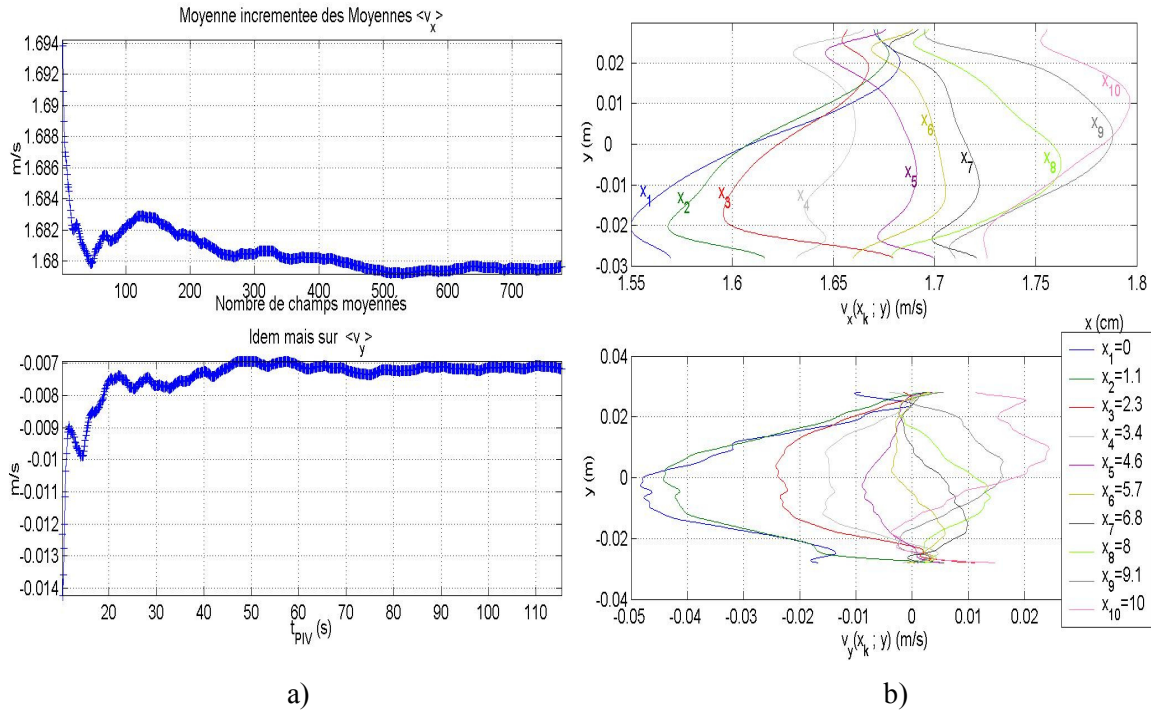


FIG. 5 – a) Moyennes incrémentées des composantes de vitesse, b) Moyennes des composantes axiales ($\langle v_x \rangle$) et radiales ($\langle v_y \rangle$) de vitesse en fonction de y , pour différents x_k

Sur la Figure 5a on a représenté les moyennes temporelles des deux composantes de vitesse en fonction du nombre d'acquisitions (nombre de champs moyennés) et du temps de mesures (t_{PIV}). La convergence est plus lente sur la composante axiale de vitesse. Nous voyons qu'il faut un nombre important d'acquisitions pour obtenir des données représentatives pour une phase donnée du cycle acoustique. Le profil de vitesse moyenne axiale (Figure 5b) semble

indiquer la présence des cellules de Rayleigh streaming, mais avec une importante distorsion. Nous observons un écoulement globalement descendant (Figure 5a, seconde courbe et Figure 5b) de faible amplitude. Ceci est le signe de l'existence d'un écoulement secondaire différent du Rayleigh streaming.

Les champs de vitesse moyennés en temps, obtenus de manière asynchrone (Figure 4), nous indiquent la même chose : existence des écoulements faiblement transverses. Ceci expliquerait qu'un certain nombre de particules visibles sur les prises de vue perdent en intensité d'une image PIV à l'autre.

5 Conclusions

Nous avons utilisé une métrologie de PIV adaptée aux mesures de champs de vitesse dans un système thermoacoustique réel. Une nouvelle méthode de post-traitement a été utilisée (Debesse et al., 2006) à partir de la décomposition en valeurs singulières (SVD) des champs de vitesses. Il est ainsi possible de réordonner les vitesses, capturées dans un ordre aléatoire, suivant leur phase à l'intérieur du cycle acoustique. À l'aide du signal ainsi reconstruit, nous avons identifié la longueur d'onde, le contenu fréquentiel de l'onde, amplitudes et phases des harmoniques du développement en série de Fourier temporelle du signal, déphasage entre champs de vitesse et pression. Les confrontations avec le modèle d'onde stationnaire mono-fréquentielle en guide d'onde cylindrique (Hamilton et al, 2003) sont bonnes. Une approche alternative a été envisagée par la suite pour obtenir des moyennes du champ de vitesse synchronisées avec le signal de pression à l'aide d'une électronique de synchronisation. Nous avons réalisé des mesures de moyenne de phase ayant comme référence le signal de pression, mesures qui permettent d'observer un écoulement moyen, du même ordre de grandeur que le Rayleigh streaming, mais avec un profil déformé par la présence d'un écoulement descendant. Cette déformation est en cours d'étude. Elle semble associée à des écoulements tridimensionnels.

Références

- Broomhead, D.S. and King, G. P. 1986 Extracting qualitative dynamics from experimental data, *Physica D: Nonlinear Phenomena*, Volume 20, Issues 2-3, June-July 1986, pp.217-236
- Quénot, G. M. 1992 The Orthogonal Algorithm for Optical Flow Detection Using Dynamic Programming, *Proc. IEEE ICASSP*, vol. III, pp. 249-252
- Duffourd S, 2001, Réfrigérateur thermoacoustique : études analytiques et expérimentales en vue d'une miniaturisation, Thèse de doctorat Ecole Centrale de Lyon,
- Hamilton, M. F., Ilinskii, Y. A., Zabolotskaya, E. A. 2003 Thermal effects on acoustic streaming in standing waves», *JASA* 114 (6), Pt. 1
- Swift, G. W., Garrett, S. L. 2003 Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators, *Acoustical Society of America*
- Faure, Th. M., Lusseyran, F., Gougat, P., Launay, F. 2006 Experimental investigation of the flow distribution inside a tubular heat exchanger, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 128, No 6, pp. 1218-1227
- Debesse Ph, Baltean-Carles D, Lusseyran F, François M.-X, 2006 Adaptation de la Vélocimétrie par Images de Particules à l'analyse des effets non linéaires en Thermoacoustique, *Proc ; CFTL 2006*, Toulouse 19-22 septembre 2006