



**HAL**  
open science

# Mesures de vent acoustique dans un moteur thermoacoustique à onde stationnaire par vélocimétrie laser

Islam Ramadan, Hélène Bailliet, Jean-Christophe Valière

► **To cite this version:**

Islam Ramadan, Hélène Bailliet, Jean-Christophe Valière. Mesures de vent acoustique dans un moteur thermoacoustique à onde stationnaire par vélocimétrie laser. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02097625

**HAL Id: hal-02097625**

**<https://hal.science/hal-02097625>**

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.

# Mesures de vent acoustique dans un moteur thermoacoustique à ondes stationnaires par vélocimétrie laser

Islam RAMADAN, Hélène BAILLIET et Jean-Christophe VALIERE

Institut Pprime, CNRS - Université de Poitiers-ENSMa, Département Fluides-Thermique-Combustion, ENSIP, 6 rue Marcel Doré Bât. B17-BP 633, 86022 Poitiers Cedex, France.

Email auteur correspondant : islam.ramadan@univ-poitiers.fr

La vélocimétrie par images de particules et l'anémométrie laser Doppler sont utilisées pour étudier le vent acoustique de Rayleigh dans un moteur thermoacoustique. Le vent acoustique est un écoulement stationnaire de second ordre superposé à l'écoulement acoustique oscillant du premier ordre. La mesure de ce type d'écoulement, même dans un résonateur vide, nécessite des techniques spéciales de post-traitement. Dans les moteurs thermoacoustiques réels, deux défis supplémentaires sont rencontrés lors de la mesure de la vitesse moyenne du second ordre. Tout d'abord, du fait du lien étroit entre vent acoustique et équilibre thermique, le temps requis pour atteindre le régime permanent est relativement long et, par conséquent, la densité des particules d'ensemencement (piégées à l'intérieur du résonateur) est significativement réduite à l'issue de ce temps d'établissement. Deuxièmement, la non-uniformité de distribution de température à la paroi du résonateur du moteur crée un flux de convection naturel qui se superpose au vent acoustique. Dans la présente étude, deux solutions sont proposées pour surmonter ces défis. Tout d'abord, le préchauffage du moteur est utilisé pour raccourcir le temps nécessaire pour atteindre les conditions d'équilibre. Deuxièmement, une méthode de découplage des différents écoulements moyens dans le moteur thermoacoustique est présentée. L'utilisation de ces techniques aide à mieux comprendre le comportement du vent acoustique de Rayleigh et de la convection naturelle dans un moteur thermoacoustique réel.

## 1 Introduction

Un moteur thermoacoustique est un moteur thermique dans lequel une onde acoustique est générée en appliquant un gradient de température le long du « stack » (empilement de plaques ou autre matériau poreux) placé à l'intérieur d'un résonateur. Ce type de moteur présente de nombreux avantages, tels qu'une construction simple, un très faible nombre de pièces mobiles et un fluide de travail respectueux de l'environnement. Le vent acoustique (aussi appelé streaming acoustique ou écoulements redressés) est l'un des phénomènes non linéaires qui dégradent les performances des moteurs thermoacoustiques ; ces phénomènes ne sont pas décrits par les outils de conception des dispositifs thermoacoustiques disponibles, e.g. DeltaEc, qui reposent principalement sur la théorie linéaire développée par Rott [1]. Parmi les différents types de vent acoustique, l'étude actuelle se concentre sur le vent de Rayleigh qui est un écoulement stationnaire du second ordre qui se superpose au flux oscillant du premier ordre ; dans le cas du vent de Rayleigh l'écoulement est généré par les effets de couches limites au niveau des parois d'un résonateur acoustique à ondes stationnaires. Dans la présente étude, la Vélocimétrie Laser à effet Doppler (LDA) et la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) sont utilisées pour mesurer l'écoulement continu du second ordre dans un moteur thermoacoustique à onde stationnaire simple. Les techniques de mesure et de post-traitement sont donc adaptées ici à l'extraction de l'écoulement moyen du second ordre dans un écoulement oscillant principal. Les techniques laser ont déjà été utilisées pour étudier les effets de différents paramètres sur le streaming de Rayleigh. Parmi ces études, Reyt et al. [2] ont étudié les effets d'un nombre de Reynolds non linéaire élevé sur un motif de vent à l'intérieur d'un résonateur vide, ce nombre étant défini comme :

$$Re_{NL} = \left(\frac{A}{c}\right)^2 \left(\frac{R}{\delta_\nu}\right)^2 \quad (1)$$

où  $A$  est l'amplitude acoustique au ventre de vitesse,  $c$  est la vitesse du son dans les conditions ambiantes,  $R$  est le rayon du guide et  $\delta_\nu$  est la profondeur de pénétration visqueuse ( $\delta_\nu = \sqrt{\nu/\pi f}$ ), où  $\nu$  est la viscosité cinématique et  $f$  est la fréquence d'oscillation). Pour s'approcher d'une géométrie correspondant aux dispositifs thermoacoustiques réels, Moreau et al. [3] ont étudié l'effet de l'insertion d'un stack dans le résonateur sur le schéma de streaming de Rayleigh (sans gradient de température, l'onde sonore étant  $g$  énérée par des haut-parleurs). Rares sont les travaux qui ont abordé la mesure du vent de Rayleigh dans de vrais dispositifs thermoacoustiques, certainement parce que les mesures par vélocimétrie laser à l'intérieur d'une machine thermoacoustique présentent de nombreux défis. Tout d'abord, un moteur thermoacoustique nécessite un temps relativement long pour atteindre ses conditions d'équilibre (thermique en particulier) et, à la fin du temps d'établissement la densité des particules

d'ensemencement sera significativement réduite. Deuxièmement, la non-uniformité de la distribution de température dans les dispositifs thermoacoustiques crée un flux de convection naturelle qui se superpose au flux de Rayleigh [4] et par conséquent, un découplage entre les différents écoulements moyens est nécessaire. Dans la présente étude, des procédures expérimentales utilisées pour surmonter ces défis sont présentées.

## 2 Dispositif expérimental

### 2.1 Montage expérimental

Comme le montre la Figure 1, le moteur thermoacoustique est constitué d'un résonateur en verre de diamètre de 39 mm et de longueur de 740 mm, permettant un accès optique pour les mesures laser. Le stack thermoacoustique est constitué d'un morceau de céramique de 400 CPSI (Cells Per Square Inch) ; celui-ci est placé à l'intérieur du résonateur et chauffé d'un côté par un fil en Ni-Cr. L'application d'un gradient de température suffisamment élevé le long du stack, résultant de ce chauffage d'une de ses extrémités, permet la génération par effet thermoacoustique d'une onde acoustique stationnaire à une fréquence dépendant des conditions aux limites et du fluide de travail. Dans notre montage le résonateur est fermé à ses deux extrémités et rempli d'air aux conditions ambiantes ; il s'ensuit que le mode demi-onde est excité. Un microphone de mesure électrostatique (modèle GRAS: 40BP) est placé à l'extrémité droite du résonateur pour mesurer les oscillations de pression dynamique. Le signal de pression est capté par une carte d'acquisition de données (modèle: NI 9234). Les mesures laser couvrent la distance axiale entre le côté froid du cœur thermoacoustique et l'extrémité droite du résonateur.

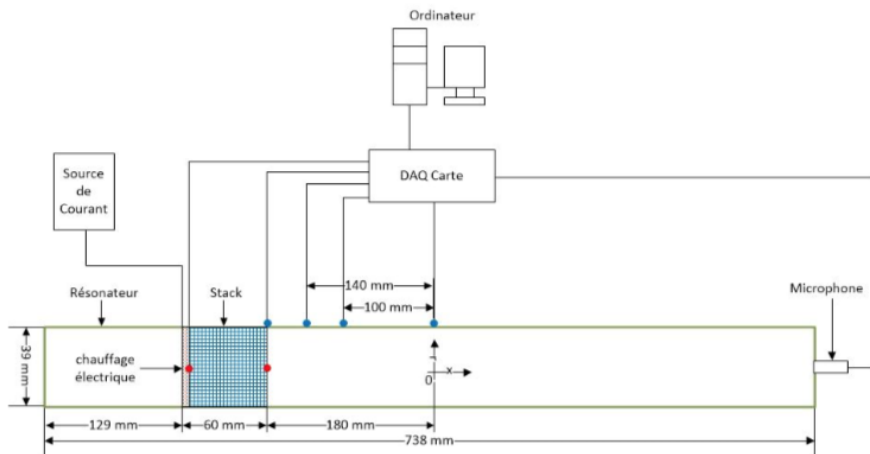


Figure 1: Schéma de principe du moteur thermoacoustique et de son instrumentation.

### 2.2 Procédure expérimentale

Dans ce travail, les écoulements redressés sont étudiés expérimentalement en régime établi dans le moteur simple présenté ci-dessus. Ici la condition de régime permanent est supposée atteinte lorsque l'écart entre la valeur de la quantité mesurée et sa valeur asymptotique ne dépasse pas 5% sur le temps de mesure. Lorsque le chauffage est allumé à partir de la température ambiante (fonctionnement normal), les températures des côtés chaud ( $T_h$ ) et ambiant ( $T_a$ ) du stack augmentent relativement lentement jusqu'à devenir presque constantes. Comme le montre la Figure 2 (colonne de gauche), la différence de température ( $T_h - T_a$ ) devient constante après environ 500 secondes. De plus, comme le montre la Figure 3 (colonne de gauche), la pression acoustique peut aussi être considérée comme ayant atteint son régime établi après environ 500 secondes. Cependant, si les mesures sont démarrées après ce temps (500 secondes), la plupart des particules d'ensemencement seront déposées au fond du résonateur et, par conséquent, les mesures de vitesse ne seront pas satisfaisantes en raison d'une trop faible densité de particules d'ensemencement. Dans le but de raccourcir le temps nécessaire pour atteindre un fonctionnement

en régime permanent, une procédure particulière est suivie. Des bouchons, situés aux deux extrémités fermées du résonateur et normalement utilisés pour ensemercer le fluide contenu dans le moteur avant la mise en route de celui-ci, sont retirés et la résistance électrique est allumée pour préchauffer le moteur. Ce faisant, le résonateur ne fonctionne pas en  $\lambda/2$  car ses conditions aux extrémités ont été modifiées, et le processus thermoacoustique n'entraîne aucune génération d'onde. Ce processus de préchauffage dure environ 10 minutes, puis des particules d'ensemencement sont introduites dans le moteur. Enfin, les bouchons sont fermés et le moteur, retrouvant sa condition de guide fermé aux deux extrémités, démarre immédiatement. Dans la suite cette procédure est appelée "opération de préchauffage". Il convient de noter que le temps de référence (temps zéro dans les figures suivantes) se réfère à l'instant auquel les bouchons aux deux extrémités du moteur sont fermés.

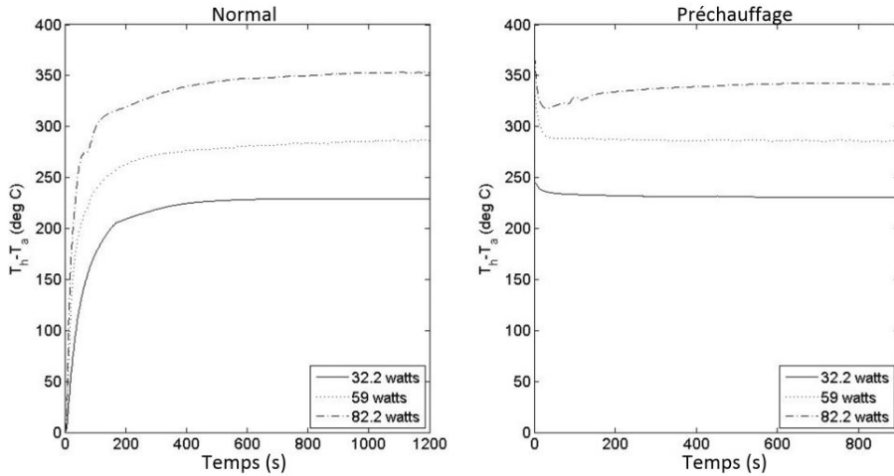


Figure 2: Evolution de la différence de température aux extrémités du stack ( $T_h - T_a$ ) en fonction du temps pour trois puissances électriques d'entrée différentes et pour: le fonctionnement normal (gauche), le fonctionnement « avec préchauffage » (droite).

Comme le montre la Figure 2 (à droite), la différence de température atteint son régime permanent après environ 300 secondes en mode « avec préchauffage » contre 500 s sans préchauffage. De plus, comme le montre la Figure 3 (à droite), la pression acoustique atteint son état stable après environ 150 secondes en mode « avec préchauffage ». La figure 4 montre des résultats de mesures préliminaires pour l'évolution temporelle des vitesses acoustique et moyenne correspondantes. La vitesse acoustique atteint sa valeur stabilisée après environ 100 secondes, tandis que la vitesse moyenne atteint un état stable après environ 300 secondes. Ceci s'explique par le fait que le champ de température influence le streaming acoustique [5] et par conséquent le transitoire de streaming est directement lié au transitoire du champ de température. Dans la suite des travaux toutes les mesures de vitesse débutent à 300 secondes après la fermeture des bouchons ; le temps d'acquisition ne dépasse pas, quant-à-lui, 3 minutes pour s'assurer qu'il reste dans le guide suffisamment de particules d'ensemencement.

## 2.3 Dispositifs laser utilisés

### 2.3.1 LDV

Un système LDV 1-D est utilisé pour mesurer la vitesse axiale des particules le long de l'axe du guide à différentes positions. La plage de mesure s'étend du stack en céramique (i.e.  $x = -175$  mm) jusqu'à la terminaison droite du résonateur (i.e.  $x = 340$  mm). Les systèmes LDV sont constitués d'une source de lumière laser (Spectra Physics - modèle : Stabilite 2017) ayant une longueur d'onde de 514,5 nm. Le faisceau laser est divisé en deux faisceaux dont un traverse une cellule de Bragg pour décaler légèrement la longueur d'onde (40MHz) du faisceau d'origine. Les deux faisceaux interfèrent et forment un volume de mesure de forme elliptique de longueur 0,4957 mm et de diamètre 0,047 mm ; l'espacement entre franges étant de 2,694  $\mu\text{m}$  en absence d'écoulement ou d'onde acoustique. L'émetteur et le récepteur sont situés de part et d'autre de la zone de mesure de sorte d'atteindre un taux d'échantillonnage



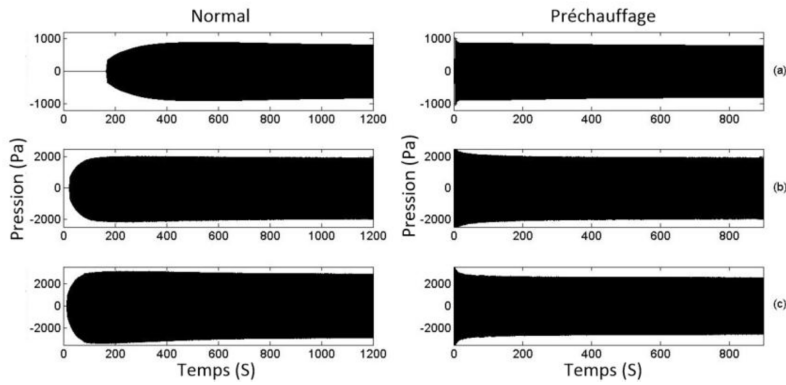


Figure 3: Evolution temporelle de la pression acoustique à l'extrémité droite du moteur pour les deux différents cas: « opération normale » (à gauche), « opération avec préchauffage » (à droite) et pour trois puissances électriques d'entrée: (a) 32,2 W, (b) 59 W et (c) 82,2 W.

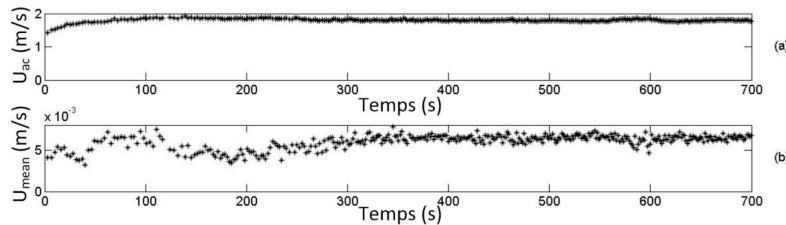


Figure 4: Evolution de (a) la vitesse acoustique et (b) la vitesse moyenne au centre du résonateur, à l'emplacement axial  $x = 180$  mm, pour une puissance électrique d'entrée de 32,2 Watts (en mode préchauffage).

élevé (transmission avant). En outre, ils sont montés sur un mécanisme de déplacement pour faciliter les mesures dans les directions axiale et radiale. La lumière diffusée est reçue par un récepteur optique et le signal ainsi formé est envoyé à un analyseur de spectre qui analyse les bouffées de particules traversant le volume de mesure, « burst », en temps réel (Dantec Dynamics - Modèle: BSA-F80). Après conversion de la fréquence instantanée obtenue en vitesse, cette dernière est stockée sur l'ordinateur ainsi que son instant d'arrivée. La technique de post-traitement utilisée pour estimer la vitesse d'écoulement moyenne est adaptée de Moreau et al. [6]. La Figure 5a présente un signal de vitesse particulière caractéristique des signaux obtenus par le système LDV dans l'expérience présentée. Afin d'obtenir la vitesse d'écoulement, une moyenne d'ensemble du signal de vitesse est effectuée (voir Figure 5b). Ensuite, les données sont moyennées en sous-fenêtres temporelles de taille très inférieure à la période acoustique, décalées les unes des autres par pas constant. Ce traitement permet d'obtenir un signal avec un échantillonnage temporel régulier (voir la Figure 5c). Enfin, les valeurs de vitesse ainsi obtenues sont moyennées sur la période acoustique afin d'obtenir la vitesse d'écoulement de streaming ( $U_m$ ). Des

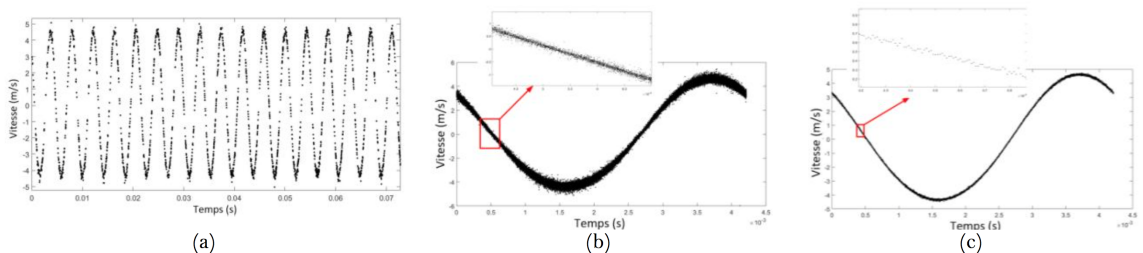


Figure 5: (a) Signal caractéristique acquis à partir de la LDV, (b) Ensemble des données ramenées sur une période acoustique, et (c) Données moyennées sur des petites fenêtres espacées par un pas de temps fixe.

mesures préliminaires ont été effectuées pour déterminer le nombre d'échantillons requis pour atteindre la convergence de l'estimation. L'écart entre la valeur estimée et la valeur convergée de la vitesse

moyenne (estimée en utilisant 70000 échantillons) en fonction du nombre d'échantillons est tracé pour différentes expériences sur la figure 6. L'écart peut être estimé comme suit :

$$Erreur = \frac{|U_m(n) - U_m(70000)|}{U_m(70000)} \times 100 \quad (2)$$

où  $U(n)$  est la valeur courante du signal de vitesse. Comme montré sur la figure w6, l'écart par rapport à la valeur finale est inférieur à 5% lorsque le nombre d'échantillons dépasse 35000. Par conséquent, il est décidé d'acquérir des données jusqu'à ce que le nombre d'échantillons atteigne 40000.

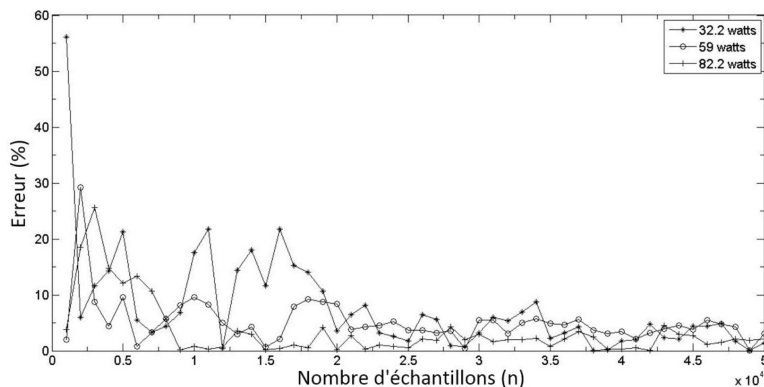


Figure 6: L'effet du nombre d'échantillons sur la valeur estimée de la vitesse moyenne axiale au centre du résonateur pour trois niveaux acoustiques différents –correspondants à trois puissances électriques de chauffage- ( $x = 180$  mm).

### 2.3.2 PIV

Le système PIV est également utilisé pour fournir une cartographie globale de la vitesse d'écoulement moyenne à l'intérieur du résonateur. Le plan de mesure est éclairé par un laser à double impulsion de 120 mJ Nd:YAG avec un taux de répétition maximum de 15 Hz. Deux caméras CMOS (modèle : CMC-4000) avec une résolution de 2320 pixels  $\times$  1726 pixels sont utilisées pour capturer les images. Le système PIV est déclenché par un signal TTL généré par une boucle à verrouillage de phase (PLL, modèle : SR830 DSP) en utilisant le signal de pression du microphone comme signal de référence. La PIV est utilisée pour mesurer la vitesse d'écoulement selon la méthode développée par Nabavi et al. [7] telle qu'appliquée par Reyt et al. [2]. Comme montré par la Figure 7, le principe de cette méthode est de choisir le temps entre les impulsions comme égal à la période acoustique ( $T = \frac{1}{f}$  ou à un de ses multiples,  $T$  étant donnée avec une très grande précision par la PLL. Dans ce cas, la corrélation entre les images permet d'obtenir le déplacement net des particules sur un cycle acoustique et par conséquent d'estimer la vitesse d'écoulement moyen superposée au signal acoustique. Les champs de vision de la caméra sont choisis relativement petits pour obtenir une bonne résolution spatiale et ainsi des profils de vitesse précis. Pour obtenir le champ global final de l'extrémité du stack au fond du guide, le laser et la caméra sont tous deux déplacés axialement pour couvrir toute la zone de mesure puis les données collectées sont fusionnées pour obtenir la distribution de la vitesse moyenne dans toute la zone de mesure.

## 3 Résultats

### 3.1 Conditions expérimentales

Dans cette étude, sept expériences ont été réalisées dans différentes conditions opératoires, présentées dans la Table 1. L'objectif principal de notre étude est d'estimer la proportion respectives des écoulements moyens dus au vent de Rayleigh et à la convection naturelle dans un système thermoacoustique. Les trois premières expériences (de 1 à 3 dans le Tableau 1) se proposent de mesurer les distributions de vitesses moyennes axiales dans les directions axiale et radiale dans la région de  $x = -175$  mm à  $x = 340$  mm du système globalisant tous les effets (convection naturelle et vent acoustique). Chacune de ces

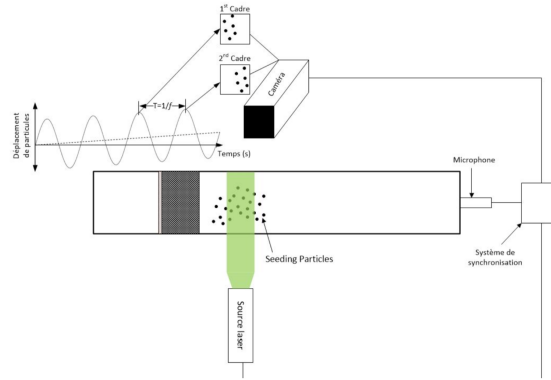


Figure 7: Schéma du système de mesure PIV

Exp. #	Puissance d'entrée électrique (Watts)	$Re_{NL}$	Amplitude de pression (Pa)	Fréquence acoustique (Hz)	Températures aux extrémités du stack (°C)		Bouchons
					$x = -180 \text{ mm}$	$x = -240 \text{ mm}$	
1	$32.2 \pm 1\%$	0.87	820	234	$52 \pm 9.9\%$	$283 \pm 1.5\%$	Mis
2	$59.0 \pm 1\%$	3.59	1950	238	$91 \pm 5.6\%$	$378 \pm 1\%$	Mis
3	$82.2 \pm 1\%$	7.20	2600	241	$120 \pm 7.4\%$	$457 \pm 3.5\%$	Mis
4	$32.2 \pm 1\%$	-	-	-	$36.5 \pm 2\%$	$282 \pm 2\%$	Enlevés
5	$59.0 \pm 1\%$	-	-	-	$46.2 \pm 2\%$	$376 \pm 2\%$	Enlevés
6	$82.2 \pm 1\%$	-	-	-	$54.6 \pm 2\%$	$455 \pm 2\%$	Enlevés
7	$28.1 \pm 1\%$	-	-	-	$39 \pm 2\%$	$201 \pm 2\%$	Mis

Table 1: Les conditions expérimentales des différents essais.

trois expériences correspondent à une puissances électriques d'entrée et donc à un niveau acoustique généré dans le résonateur par effet thermoacoustique. Pour déterminer le flux convectif, il était nécessaire de faire cesser les ondes acoustiques. Ainsi, dans les trois expériences suivantes (appelées 4, 5 et 6), les bouchons aux deux extrémités du résonateur ont été retirés pour empêcher les oscillations acoustiques ; dans ces conditions la vitesse moyenne résiduelle mesurée était associée à la convection naturelle. Les expériences 4, 5 et 6 ont été réalisées avec une puissance électrique d'entrée similaire aux trois premières expériences (1 à 3). Enfin, en vue de valider ce protocole de mesure et en particulier de vérifier que l'ouverture des bouchons n'affecte pas la vitesse de convection mesurée, une dernière expérience (7) a été réalisée avec les bouchons fermés mais avec une puissance électrique d'entrée juste au-dessous de la valeur critique associée à la génération d'oscillations acoustiques. Les résultats de cette expérience (7) doivent être comparés aux résultats de l'expérience 4 parce que les conditions de chauffage y sont proches, bien que l'une ait des "bouchons ouverts" tandis que l'autre a des "bouchons fermés". La précision dans les mesures de la puissance électrique d'entrée et les températures ont été estimées et sont données dans le Tableau 1. L'incertitude de mesure des vitesses acoustique et moyenne, due en partie au fait que la température moyenne n'est pas tout à fait constante tout au long de l'acquisition des données, a été estimée en répétant les mesures dans les mêmes conditions et en calculant l'écart-type des mesures. L'erreur de mesure de la vitesse acoustique a été estimée à  $\pm 1\%$ ,  $\pm 3,5\%$  et  $\pm 2\%$  dans les expériences 1, 2 et 3, respectivement. L'erreur de mesure pour la vitesse moyenne dans les expériences n°1, 2 et 3 s'est révélée être quant à elle de  $\pm 12\%$ ,  $\pm 5,8\%$  et  $\pm 8,5\%$ , respectivement.

### 3.2 Vitesse d'écoulement moyen

La distribution axiale de la vitesse axiale d'écoulement moyen au centre du résonateur est mesurée par PIV et LDV. Les résultats des expériences 1 à 3 sont comparés au calcul théorique du « streaming » de Rayleigh [8] et aux résultats obtenus par Rey et al. [2], ces deux références étant associées à un guide acoustique sans stack. La vitesse moyenne est normalisée par la valeur maximale de la vitesse de « streaming » théorique de Rayleigh :

$$A_{Ray} = \frac{3A^2}{8c} \quad (3)$$

où  $A$  est l'amplitude de la vitesse acoustique au ventre de vitesse, obtenue à partir des mesures LDV. La Figure 8 montre que le profil longitudinal d'écoulement redressé peut être séparé en trois régions différentes. La première région est délimitée par l'extrémité droite du résonateur et la ligne verticale pleine, la deuxième région s'étend de la ligne verticale pleine à la ligne verticale en pointillée et la dernière région se situe entre la ligne verticale en pointillée et l'extrémité droite du « stack ». Dans la première région, pour de faibles niveaux acoustiques (Figure 8a et b), il y a un bon accord entre la distribution de la vitesse moyenne axiale mesurée et le calcul analytique issu de la théorie de Rayleigh. Pour un niveau élevé (Figure 8c), on observe un désaccord entre les mesures et la théorie. Les présents résultats de mesures à la fois PIV et LDV sont en accord avec les résultats de Reyt et al. [2] ce qui nous permet d'affirmer que l'écart par rapport au streaming de Rayleigh théorique dans cette région est lié aux déformations du vent acoustique pour de forts niveaux. Ceci est confirmé par les résultats de mesures PIV reportées figure 9 qui donne le champ de vitesse d'écoulement moyen dans la moitié droite du résonateur pour les différents niveaux acoustiques. Ainsi, on peut conclure que la vitesse moyenne mesurée dans la première région, est due uniquement aux écoulements redressés de Rayleigh. Cette région est par la suite nommée région de « vent de Rayleigh froid ». La partie du résonateur plus

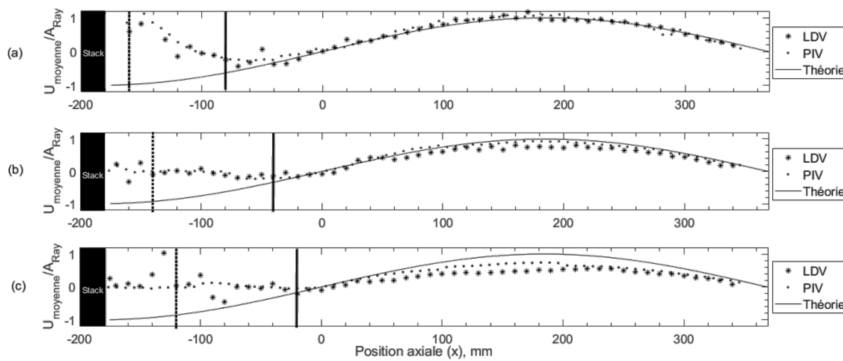


Figure 8: Vitesse moyenne axiale normalisée par la vitesse de vent acoustique de Rayleigh maximale le long de l'axe du guide à différentes puissances de chauffage (a) 32.2 Watts, (b) 59 Watts et (c) 82.2 Watts

proche du « stack », dans laquelle l'écoulement moyen diffère des écoulements redressés de Rayleigh pour des raisons autres que les effets dues aux amplitudes élevées, peut être divisée en deux régions. En se basant sur la littérature sur les effets de bords [3], nous distinguons une première région dans laquelle la discontinuité géométrique en sortie de stack est associée à la génération d'un écoulement moyen, connu sous le nom de « jet driven streaming », l'écoulement oscillant présentant une dissymétrie de mouvement entre les phases entrantes et sortantes du stack. Très proche du stack on donc peut s'attendre à ce que la vitesse moyenne mesurée résulte en partie de cet effet. Afin de définir la taille de cette région dans lesquels les effets d'extrémité priment, les résultats d'une étude précédente [3], qui donne une mesure de la distance du bord du stack le long de laquelle la vitesse moyenne est différente de celle du vent de Rayleigh sont utilisés. Dans la « région de vent chaud », située entre les deux précédentes région, la divergence entre les résultats de mesures et le vent théorique de Rayleigh est principalement due à la convection naturelle induite par la non-uniformité radiale de la distribution de température. Dans la section suivante, la méthode utilisée pour corroborer cette assertion et découpler vent acoustique et convection naturelle est présentée.

### 3.3 Découplage des différents écoulements moyens

Afin de déterminer expérimentalement la contribution du flux de convection naturelle à l'écoulement global mesuré dans le moteur, il est nécessaire de découpler le champ d'écoulement lié à la convection naturelle de celui issu des écoulements redressés. Comme indiqué précédemment, pour obtenir uniquement le champ de vitesse de convection naturelle, les oscillations acoustiques doivent être arrêtées tout en appliquant une énergie électrique d'entrée à la résistance chauffante en bout de stack. Ceci est obtenu en enlevant les bouchons aux deux extrémités du résonateur pour arrêter les oscillations. Les expériences associées sont numérotées 4, 5 et 6 (voir Tableau 1). Afin de valider l'approche consistant à retirer les bouchons pour mettre fin aux oscillations acoustiques, les résultats des expériences 4

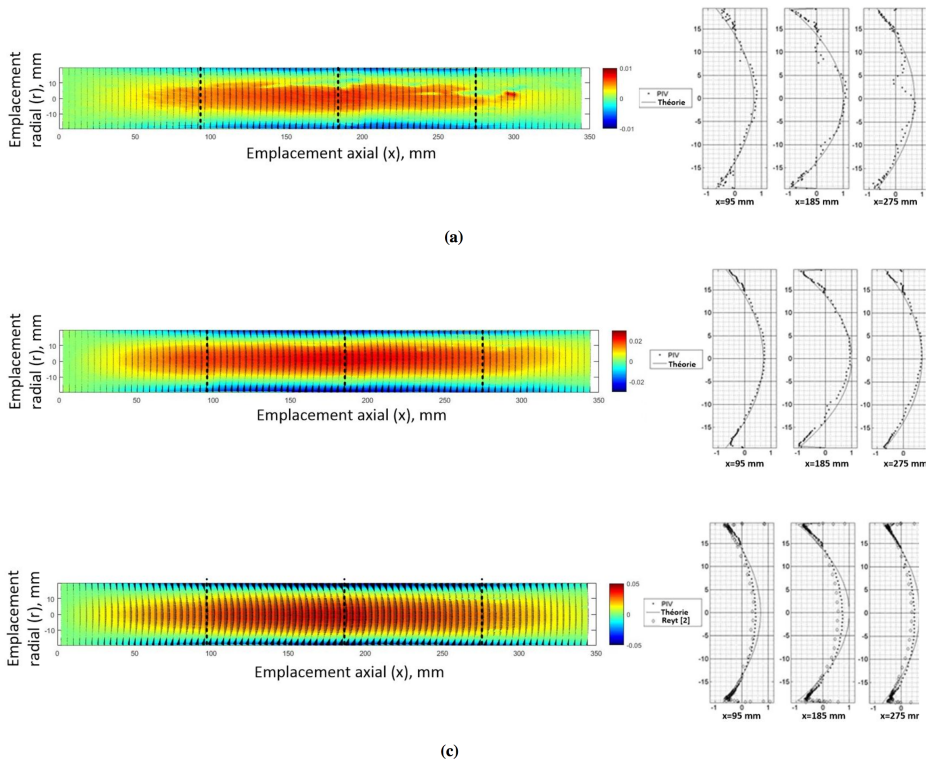


Figure 9: Gauche: Cartographie vectorielle de la vitesse moyenne et cartographie colorée pour la composante axiale de la vitesse moyenne. Droite : Distributions radiales de la composante axiale de la vitesse moyenne mesurée par PIV. Conditions expérimentales : (a) Exp # 1, (b) Exp # 2 et (c) Exp #3

(bouchons ouverts) et 7 (bouchons fermés) sont comparés. Comme le montre la Figure 10, les vitesses moyennes mesurées lors des expériences 4 et 7 sont assez similaires, ce qui montre que le retrait des bouchons n'affecte pas la génération d'un flux de convection naturelle. La Figure 10 montre également que la vitesse moyenne pour les expériences 4 à 7 (qui sont sans génération de son) est presque nulle dans la région dite « de vent de Rayleigh froid ». Cela peut être considéré comme la raison du bon accord précédemment discuté entre la vitesse moyenne mesurée et le vent de Rayleigh dans cette région. La Figure 10 montre que la vitesse d'écoulement convectif naturel diminue à mesure qu'on s'approche du stack qui bloque partiellement l'écoulement. La vitesse de convection naturelle peut être approximativement estimée comme augmentant linéairement dans la région de vent chaud. Si l'on compare la Figure 8 et la Figure 10, il apparaît que l'évolution axiale de la vitesse de convection naturelle est à peu près similaire à celle de Rayleigh attendue mais de signe opposé ( $3A^2/8c$  est égal à 0,025 m/s pour le cas Exp # 2). On peut donc en déduire que la vitesse moyenne mesurée dans la région de vent chaud (Figure 8), proche de zéro, est qualitativement la superposition du vent de Rayleigh et de l'écoulement de convection naturelle (Figure 10). Cependant, aucune analyse quantitative ne peut être fournie car les distributions de température pour les cas 1 à 3 sont très différentes de celles pour les cas 4 à 6. La figure 11 représente le champ de vitesse moyenne pour l'expérience 4 avec à gauche (en couleur) la répartition axiale et à droite les profils radiaux de la vitesse moyenne axiale à  $x = -120$  mm. Cette figure donne une représentation de la structure du flux de convection libre. Il est possible d'observer une vitesse maximale au centre du guide et un écoulement inverse près des parois, ce qui représente la trace d'un tourbillon. Cependant les distributions radiales (partie droite de la figure) montrent que la moyenne transversale n'est pas nulle, ce qui signifie que le plan de mesure ne correspond pas à un plan de symétrie du tourbillon.

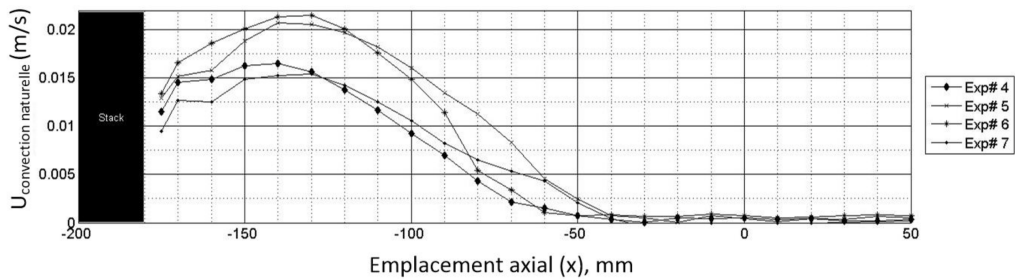


Figure 10: Vitesse de convection naturelle (vitesse moyenne sans acoustique) mesurée le long de l'axe du résonateur pour différentes conditions expérimentales.

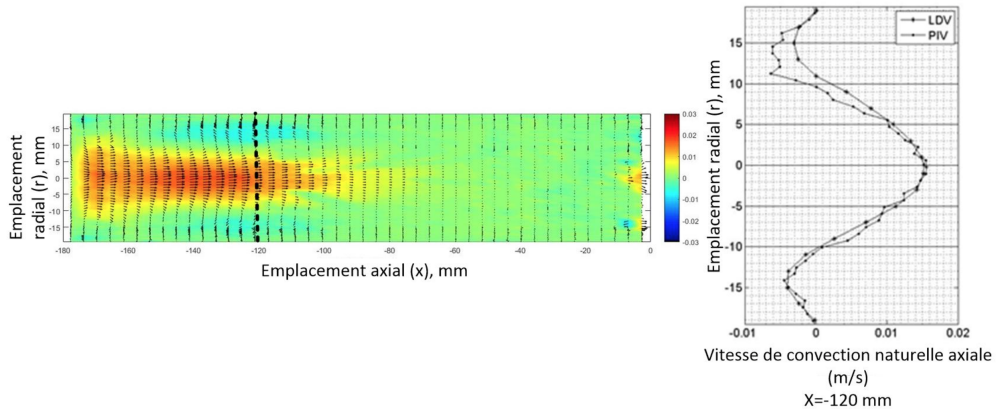


Figure 11: Gauche: Cartographie vectorielle de la vitesse de convection naturelle et cartographie colorée pour la composante axiale de la vitesse de convection naturelle. Droite: Distribution radiale de la vitesse de convection naturelle axiale à  $x = -120$  mm pour Exp #4.

## 4 Conclusion

Gauche: Cartographie vectorielle de la vitesse de convection naturelle et cartographie colorée pour la composante axiale de la vitesse de convection naturelle. Droite: Distribution radiale de la vitesse de convection naturelle axiale à  $x = -120$  mm

## References

- [1] N. Rott, «The influence of heat conduction on acoustic streaming,» *J. Appl. Math. Phys.*, vol. 25, pp. 417-421, 1974.
- [2] I. Reyt, H. Bailliet et J.-C. Valiere, «Experimental investigation of acoustic streaming in a cylindrical wave guide up to high streaming Reynolds numbers,» *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 135, n°11, pp. 27-37, 2014.
- [3] S. Moreau, H. Bailliet et J.-C. Valiere, «Effect of a stack on Rayleigh streaming cells investigated by laser Doppler velocimetry for application to thermoacoustic devices,» *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 125, n°16, pp. 3514-3517, 2009.
- [4] I. Ramadan, H. Bailliet et J.-C. Valiere, «Experimental investigation of the influence of natural convection and end-effects on Rayleigh streaming in a thermoacoustic engine,» *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 143, n°11, p. 361–372, 2018.
- [5] M. W. Thompson, A. A. Atchley et M. J. Maccarone, «Influences of a temperature gradient and fluid inertia on acoustic streaming in a standing wave,» *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 117, n°14, pp. 1839-1849, 2005.



- [6] S. Moreau, H. Bailliet et J.-C. Valiere, «Measurements of inner and outer streaming vortices in a standing waveguide using laser Doppler velocimetry,» *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 123, n°12, pp. 640-647, 2008.
- [7] M. Nabavi, K. Siddiqui et J. Dargahi, «Analysis of regular and irregular acoustic streaming patterns in a rectangular enclosure,» *Wave Motion*, vol. 46, p. 312–322, April 2009.
- [8] L. Rayleigh, «On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems,» *Philos. Trans. R. Soc. London*, vol. 175, pp. 1-21, 1884.
- [9] P. Debesse, D. Baltean-Carlès, F. Lusseyran et M.-X. Francois, «Oscillating and streaming flow identification in a thermoacoustic resonator from undersampled PIV Measurements», *Meas. Sci. Technol.*, vol. 25, pp. 1-16, 2014.