



Analyse phénoménologique du vent acoustique dans un moteur thermoacoustique sous pression

R. Paridaens^a, S. Kouidri^{b,c} et F. Jebali Jerbi^b

^aDynFluid, Arts et Métiers ParisTech, 151 Boulevard de l'Hôpital, 75013 Paris, France

^bLIMSI-CNRS, Bâtiments 508, 502bis & 512 Rue John von Neumann, 91403 Orsay, France

^cUPMC Univ Paris 06, UFR 919, 4 place Jussieu, 75752 Paris, France

richard.paridaens@imelavi.fr

Les machines thermoacoustiques sont des systèmes de conversion d'énergie réversible permettant de convertir une énergie acoustique en une énergie thermique. L'absence de pièce mobile et l'utilisation de fluides non-polluants pour leur fonctionnement en font des machines relativement fiables et font donc l'objet d'importants travaux de recherche. Leur développement est principalement freiné par leur rendement énergétique relativement faible. Afin d'augmenter leur efficacité, les sources de dissipations énergétiques doivent être identifiées puis réduites. A ce titre, le vent acoustique, un écoulement secondaire se superposant à l'écoulement oscillant a été identifié comme étant une importante source de dissipation. Malgré son faible niveau, cet écoulement convecte une importante quantité d'énergie entre les échangeurs froid et chaud dégradant ainsi les performances de ces machines. Ce phénomène plus faible de 2 ordres de grandeur que l'écoulement oscillant, fait l'objet d'études théoriques et expérimentales au sein du Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur (LIMSI). Ces travaux concernent des générateurs d'ondes fonctionnant sous des pressions allant jusqu'à 30 bars. Les résultats d'une approche analytique validés par des mesures de types LDV sur les mécanismes de génération du vent acoustique seront présentés lors de cette conférence. Les 3 mécanismes identifiés et étudiés sont les contraintes de Reynolds, les contraintes visqueuses et le débit acoustique. La contribution de chacun de ces mécanismes a été déterminée et discutée.

1 Introduction

Les systèmes thermoacoustiques sont des machines de conversion énergétique qui convertissent de l'énergie thermique en énergie acoustique et réciproquement. L'utilisation de fluides non polluants tels que l'azote, l'hélium et l'air, procure à ces systèmes des performances environnementales élevées. Cependant le principal inconvénient de ces machines est leur performance énergétique. Les machines thermoacoustiques affichent à ce jour des performances énergétiques de l'ordre de 20 % [1]. Seule la machine conçue et réalisée par Swift et Bakhaus en 1999 [2, 3] a atteint des performances de 40 %. Les faibles performances énergétiques des systèmes thermoacoustiques sont liées à la multiplicité et à la complexité des phénomènes physiques sous-jacents. La combinaison des phénomènes acoustiques, thermiques et thermodynamiques [4, 5] rend difficile la compréhension et le contrôle de ce type de système de conversion d'énergie. L'efficacité énergétique, principale frein à leur développement, est désormais au centre des préoccupations de la communauté thermoacoustique [6, 7]. Afin d'augmenter l'efficacité des systèmes thermoacoustiques, toutes sources de dissipations énergétiques doivent être identifiées puis réduites. Le phénomène de vent acoustique a été identifié comme l'une des principales sources de dissipation énergétique dans les machines thermoacoustiques [8, 9]. Le vent acoustique est un écoulement secondaire qui se superpose à l'écoulement oscillant principal. Malgré son faible niveau, cet écoulement génère une importante dissipation énergétique. Ce phénomène a été observé pour la première fois par Faraday en 1831 [10]. A l'issue de cette observation, de nombreuses études ont été conduites. Les premières études ont été majoritairement théoriques. La première description théorique du vent acoustique est apparue en 1884 [11]. Lord Rayleigh a établi une solution analytique permettant de décrire le phénomène dans des conduites larges soumises à des ondes acoustiques stationnaires. Par la suite, plusieurs solutions théoriques sont apparues [12, 13]. Les études expérimentales sur le vent acoustique sont apparues bien plus tardivement avec le développement des techniques de mesures laser [14, 15].

Bien qu'un certain nombre d'études a été mené sur le vent acoustique, très peu ont porté sur leurs mécanismes de génération. L'une des premières études sur le sujet a été conduite par Lighthill en 1978. En introduisant le tenseur

de Reynolds dans le domaine de l'acoustique, il a été le premier à identifier l'un des mécanismes à l'origine du vent acoustique. Le tenseur de Reynolds, bien connu en théorie de la turbulence, a été étendu à la théorie des ondes acoustiques [16], $\overline{\rho_a u_{ai} u_{aj}}$, où u_{ai} est la composante i de la vitesse fluctuante et $\overline{\quad}$ la moyenne temporelle.

Considérons une surface S orientée dans la direction x_i , $\overline{\rho_a u_{ai} u_{aj}} S$ représente le transport moyen sur une période de la quantité de mouvement dans la direction x_i à travers la surface S . La quantité $\overline{\rho_a u_{ai} u_{aj}}$ agit comme une contrainte exercée sur la surface S . $\overline{\rho_a u_{ai} u_{aj}}$ correspond à la contrainte exercée dans la direction x_j sur la surface S dont la normale est orientée selon x_i . Sur un volume élémentaire, le bilan des forces associées à ces contraintes est non nul. Par unité de volume, la résultante des forces s'écrit de la manière suivante :

$$F_{Ri} = - \frac{\partial(\overline{\rho_a u_i u_j})}{\partial x_j} \quad (1)$$

En présence d'une onde acoustique lors de la compression-détente, f_{Rj} agit en moyenne comme une résultante non nulle de ce mouvement de va et vient et peut être vue, de ce fait, comme un terme source de l'écoulement moyen [17].

Les contraintes visqueuses sont aussi à l'origine du vent acoustique. Olson et Swift ont fourni une explication du phénomène [18]. Considérons une particule de gaz oscillante dans la couche limite thermique près de la paroi d'un stack soumis à un gradient de température. Le coefficient de viscosité varie spatialement car il dépend de la température. Lors de son déplacement, la particule fluide est donc soumise à une variation de la force de viscosité. Ne subissant pas la même force lors de son aller et retour, après un cycle, la particule fluide ne retourne pas à son point d'équilibre. Ce mécanisme a été introduit par Bailliet et al. dans leur modèle de description du vent acoustique. Ils ont pris en compte la dépendance à la température de la viscosité [19]. Dans leur modélisation, la force volumique liée à la viscosité projetée sur x s'exprime :

$$F_{\mu x} = \text{div}_\eta(\mu \text{grad}(u)), \quad (2)$$

où x et η sont respectivement la coordonnée axiale et radiale, u est la composante sur x de la vitesse acoustique et μ est la viscosité de cisaillement. Comme la viscosité dépend de la température, la moyenne de cette force sur une période est non nulle. L'expression de cette force peut se généraliser de

la manière suivante :

$$F_{\mu i} = \frac{\partial \overline{\sigma_{ik}}}{\partial x_k}. \quad (3)$$

σ_{jk} est le tenseur des contraintes visqueuses. Comme pour la force générée par les contraintes de Reynolds, cette force volumique est créée par la variation spatiale d'un tenseur de contrainte.

Ainsi les contraintes de Reynolds et les contraintes visqueuses sont des sources de génération du vent acoustique. Cependant, ces mécanismes ne sont pas suffisants pour décrire la génération de l'écoulement secondaire. Un troisième mécanisme sera introduit : le débit acoustique. Par la suite, la contribution de chacun de ces mécanismes sera quantifiée dans un moteur thermoacoustique à boucle annulaire sous pression. L'étude sur les sources de génération du vent acoustique sera ensuite étendue à quatre conduites de largeurs différentes.

2 Mécanismes de génération du vent acoustique

Cette partie porte sur les mécanismes de génération du vent acoustique. Les équations du vent acoustique sont présentées, commentées puis résolues. Afin d'étudier les effets non linéaires dans une machine thermoacoustique, quelques hypothèses sont effectuées. L'écoulement secondaire est superposé à l'écoulement oscillant de sorte que les variables dépendantes du temps et de l'espace peuvent être exprimées de manière à prendre en compte les variables au repos (ρ_0, p_0), les variables acoustiques ($\rho_a, p_a, \mathbf{v}_a$), et les variables caractéristiques du vent acoustique (ρ_m, \mathbf{v}_m) :

$$\rho = \rho_0 + \rho_a + \rho_m, \quad p = p_0 + p_a + p_m, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_a + \mathbf{v}_m. \quad (4)$$

Chaque variable acoustique peut être développée de manière asymptotique :

$$\rho_a = \rho_{a1} + \rho_{a2} + \dots, \quad p_a = p_{a1} + p_{a2} + \dots, \quad \mathbf{v}_a = \mathbf{v}_{a1} + \mathbf{v}_{a2} + \dots \quad (5)$$

Le nombre de Mach acoustique est supposé très petit devant 1. Le vent acoustique est supposé stationnaire et le nombre de Mach associé à cet écoulement inférieur à 0,3. Par conséquent, l'écoulement secondaire peut être considéré comme incompressible. Le nombre de Reynolds du vent acoustique est considéré très petit devant 1 ; ce qui permet de négliger l'effet d'advection par rapport à l'effet de viscosité. Le vent acoustique est alors dit de type lent. L'étude menée dans cet article porte sur le vent acoustique de Rayleigh, cela signifie que lorsque le régime est établi le débit massique à travers une section transversale est nul. Sous ces hypothèses, les équations régissant le vent acoustique s'expriment à l'ordre 2 de la manière suivante [19] :

$$\rho_0 \left[\frac{\partial u_m}{\partial x} + \frac{\partial v_m}{\partial y} \right] = S_a, \quad (6)$$

$$0 = -\frac{\partial p_m}{\partial x} + \mu_0 \frac{\partial^2 u_m}{\partial y^2} + F_R + F_\mu, \quad (7)$$

$$\frac{\partial p_m}{\partial y} \sim 0, \quad (8)$$

où

$$S_a = - \left[\frac{\partial \overline{\rho_{a1} u_{a1}}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho_{a1} v_{a1}}}{\partial y} \right], \quad (9)$$

$$F_R = - \left[\frac{\partial \overline{\rho_0 u_{a1} u_{a1}}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho_0 v_{a1} u_{a1}}}{\partial y} \right], \quad (10)$$

$$F_\mu = \frac{\partial}{\partial y} \left[\overline{\mu_{a1} \frac{\partial u_{a1}}{\partial y}} \right]. \quad (11)$$

Les équations (6) et (8) sont respectivement les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement du vent acoustique. u_m et v_m sont la vitesse axiale et transversale du vent acoustique. p_m est l'excès de pression généré par l'écoulement redressé. u_{a1} et v_{a1} représentent respectivement la vitesse acoustique axiale et transversale. Comme la viscosité ne dépend que de la température [20], elle peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\mu \propto T^\beta. \quad (12)$$

β est un coefficient dépendant de la nature du fluide et μ_{a1} peut s'exprimer en fonction de T_{a1} :

$$\mu_{a1} = \mu_0 \beta \frac{T_{a1}}{T_0}, \quad (13)$$

où T_{a1} est l'excès de température d'ordre 1 créé par la propagation de l'onde acoustique. S_a , F_R , et F_μ sont les termes sources du vent acoustique et dépendent du champ acoustique. F_R et F_μ sont les forces volumiques générées respectivement par la variation spatiale du tenseur de Reynolds et la variation spatiale du tenseur des contraintes visqueuses. F_R est composé de deux termes :

$$F_{Ru} = - \frac{\partial \overline{\rho_0 u_{a1} u_{a1}}}{\partial x}, \quad (14)$$

$$F_{Rv} = - \frac{\partial \overline{\rho_0 v_{a1} u_{a1}}}{\partial y}. \quad (15)$$

Le terme S_a est un débit massique induit par la propagation des ondes acoustiques. Afin de comprendre le sens physique de ce terme, un raisonnement par l'absurde est employé : on suppose qu'il n'y a pas d'écoulement secondaire. Sous cette hypothèse, la masse volumique et la vitesse s'expriment de la manière suivante :

$$\rho = \rho_0 + \rho_{a1} \quad u = u_{a1}. \quad (16)$$

Un bilan de masse est réalisé sur un volume élémentaire $d\tau$ (figure 1). La masse accumulée par unité de temps s'exprime :

$$d\dot{M} = [\overline{\rho_{a1} u_{ai}}(x_i) - \overline{\rho_{a1} u_{ai}}(x_i + dx_i)] S_i = - \frac{\partial \overline{\rho_{a1} u_{ai}}}{\partial x_i} S_i dx_i \quad (17)$$

$S_i = dx_j dx_k |_{j,k \neq i}$ est une surface élémentaire du volume $d\tau$. Par unité de volume, cette accumulation de masse devient :

$$d\dot{m} = \frac{d\dot{M}}{d\tau} = - \frac{\partial \overline{\rho_{a1} u_{ai}}}{\partial x_i} = S_a. \quad (18)$$

Sans l'existence d'un écoulement secondaire, S_a représenterait l'accumulation de masse par unité de volume. Comme une accumulation enfreindrait la loi de conservation de la masse, cet excès massique est évacué par

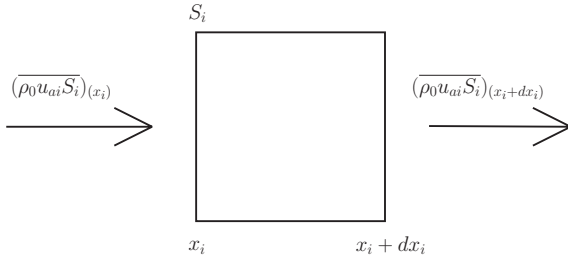


Figure 1: Bilan massique dans un volume élémentaire
 $d\tau = dx_i dx_j dx_k$.

génération d'un écoulement secondaire qui n'est autre que le vent acoustique.

Afin de calculer la vitesse axiale du vent acoustique dans une machine thermoacoustique, le modèle de Bailliet et al. [19] a été étendu à des configurations de sections variables. La solution des équations (6-11) à l'ordre 2 permet d'obtenir une expression de la vitesse axiale du vent acoustique :

$$u_m = \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4, \quad (19)$$

avec

$$\phi_1 = \frac{3}{4\rho_0} (\eta^2 - 1) \int_{-1}^1 \overline{\rho_{a1} u_{a1}} d\eta, \quad (20)$$

$$\phi_2 = \frac{R^2}{\mu_0} \left[\int_{-1}^{\eta'} \int_0^{\eta'} \frac{\partial(\rho_0 \overline{u_{a1} u_{a1}})}{\partial x} d\eta'' d\eta' - \frac{3}{4}(1 - \eta^2) \int_{-1}^{\eta'} \int_0^{\eta'} \frac{\partial(\rho_0 \overline{u_{a1} u_{a1}})}{\partial x} d\eta'' d\eta' d\eta \right], \quad (21)$$

$$\phi_3 = \frac{R}{\nu_0} \left[\int_{-1}^{\eta} \overline{u_{a1} v_{a1}} d\eta' - \frac{3}{4}(1 - \eta^2) \int_{-1}^{\eta} \int_0^{\eta'} \overline{u_{a1} v_{a1}} d\eta'' d\eta' \right], \quad (22)$$

$$\phi_4 = -\frac{\beta}{T_0} \left[\int_{-1}^{\eta} \left(T_{a1} \frac{\partial u_{a1}}{\partial \eta} \right) d\eta' - \frac{3}{4}(1 - \eta^2) \int_{-1}^{\eta} \int_0^{\eta'} T_{a1} \frac{\partial u_{a1}}{\partial \eta} d\eta'' d\eta' \right]. \quad (23)$$

Les contributions des mécanismes mentionnés précédemment sont représentées par ϕ_i dans l'équation (19) : ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 , et ϕ_4 sont respectivement les contributions des termes S , F_{Ru} , F_{Rv} , et F_{μ} à la vitesse axiale du vent acoustique et $\eta = y/R$ est la coordonnée transversale adimensionnée. La ligne centrale et la paroi sont respectivement situées en $\eta = 0$ et $\eta = 1$.

Les équations (19-23) conduisent à une expression de la vitesse du vent acoustique mettant en avant les paramètres de contrôle :

$$u_m = \frac{R^2}{\mu_0 \rho_0 c_0^2} \text{Re} \left[\Psi_1 p_{a1} \left(\frac{\partial p_{a1}}{\partial x} \right)^* \right] + \frac{R^2}{\mu_0 \omega^2 \rho_0} \text{Re} [\Psi_2] \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial x} \left| \frac{\partial p_{a1}}{\partial x} \right|^2 + \frac{R^2}{\mu_0 \omega^2 \rho_0} \text{Re} [\Psi_3] \frac{1}{T_0} \frac{\partial T_0}{\partial x} \left| \frac{\partial p_{a1}}{\partial x} \right|^2. \quad (24)$$

où Ψ_1 , Ψ_2 et Ψ_3 sont des fonctions complexes dépendant de la propriété du fluide (viscosité, masse volumique...), de la

fréquence et des paramètres géométriques. L'équation (24) diffère du modèle de Bailliet et al. par le second terme [19]. Ce terme permet, en effet, de prendre en compte la variation de la section. Ainsi, l'équation (24) couplée au champ de pression acoustique permet de déterminer la vitesse axiale du vent acoustique. La pression acoustique peut être calculée numériquement par le logiciel libre DeltaEC [21]. Cette manière de déterminer le champ de pression acoustique permet de s'affranchir de toute hypothèse sur la nature de l'onde acoustique. Par conséquent, la combinaison d'une approche numérique couplée à un modèle analytique permet de déterminer la vitesse du vent acoustique de type lent dans n'importe quel système thermoacoustique.

L'équation (24) permet également de mettre en valeur les trois paramètres de contrôle du vent acoustique : la variation spatiale de l'amplitude de l'onde acoustique, $\frac{\partial p_{a1}}{\partial x}$, la variation de section, $\frac{\partial R}{\partial x}$ et le gradient de température, $\frac{\partial T_0}{\partial x}$. Comme la variation spatiale de l'amplitude de l'onde acoustique est le paramètre de contrôle prépondérant, il ne peut avoir de vent acoustique lorsque l'amplitude de l'onde est indépendante de l'espace. Par exemple, en négligeant les dissipations liées à la viscosité, la propagation d'une onde acoustique de type progressive ne génère pas d'écoulement secondaire. Comme mentionné par Olson et Swift [18], le vent acoustique peut être localement supprimé par un ajustement adéquat de l'angle de variation de la section transversale.

3 Validation de la modélisation

Avant d'étudier les mécanismes de génération du vent acoustique, les résultats issus de la modélisation théorique sont comparés aux résultats expérimentaux dans le moteur thermoacoustique. Le dispositif utilisé est un moteur thermoacoustique composé d'une boucle annulaire reliée à un résonateur de 4.25 m de long. Les dimensions du système impose une fréquence de 22 Hz. La partie active du système dans laquelle la conversion énergétique se produit est localisée dans la boucle. La température de l'échangeur chaud, produite par effet Joule, peut atteindre une température de 930 K. L'échangeur froid est maintenu à température constante par circulation d'eau. Le système contient 41 L d'azote et peut fonctionner à une pression allant jusqu'à 30 bars. La pression acoustique est mesurée par des capteurs de pression piézoélectriques montés affleurants à la paroi aux emplacements Cp1 à Cp8 (Figure 2). Les mesures de la vitesse acoustique et de la vitesse du vent acoustique sont réalisées par Vélocimétrie Laser Doppler. Pour visualiser l'écoulement, cette méthode non intrusive nécessite un système optique et un système d'ensemencement. Ces deux dispositifs ont été conçus et fabriqués spécifiquement pour permettre la métrologie laser dans le moteur thermoacoustique.

Pour effectuer la mesure de la vitesse du vent acoustique, un ajustement complexe de plusieurs paramètres a été nécessaire. Le réglage de ces paramètres n'est pas présenté dans cet article. Malgré la difficulté métrologique, la mesure de la vitesse du vent acoustique a été réalisée pour trois puissances de chauffe, 165 W, 180 W et 210 W et pour trois pressions moyennes : 10 bars, 14 bars et 18 bars. Les résultats obtenus pour une puissance de chauffe de 165 W sont représentés sur la figure 3.

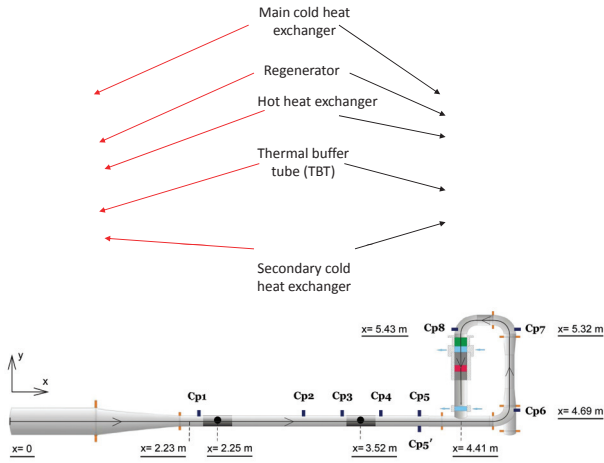
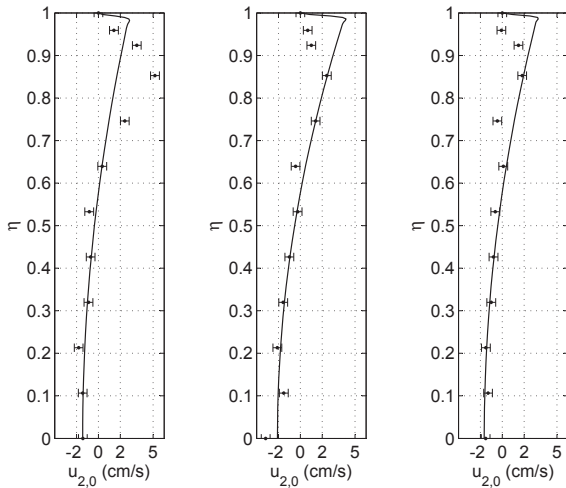


Figure 2: Moteur thermoacoustique à boucle annulaire.

Sur cette figure sont représentés les profils radiaux de la vitesse du vent acoustique pour $x = 3.52$ m. Hors de la zone proche paroi, un bon accord est obtenu entre les résultats théoriques et expérimentaux. Cet accord permet de valider la pertinence du modèle théorique utilisé. Les écarts rencontrés au voisinage de la paroi peuvent provenir de la non considération de l'effet de courbure dans le modèle théorique. Ils peuvent également provenir de la mesure. En effet, l'interaction entre la paroi et les particules ensemencées peut empêcher ces dernières de suivre convenablement l'écoulement, particulièrement au voisinage de la paroi. Pour $\eta = 0$, la vitesse négative du vent acoustique signifie qu'elle est orientée vers le noeud de pression acoustique situé à $x = 2.23$ m. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus par Hamilton et al. [23].

Figure 3: Profil radial de la vitesse du vent acoustique pour $x = 3.52$ m, $P=165$ W et $P_m=10$ bars (a), $P_m=14$ bars (b) ou $P_m=18$ bars (c).

4 Contributions des mécanismes de génération du vent acoustique

Désormais validée, la modélisation est utilisée pour quantifier les mécanismes de génération du vent acoustique

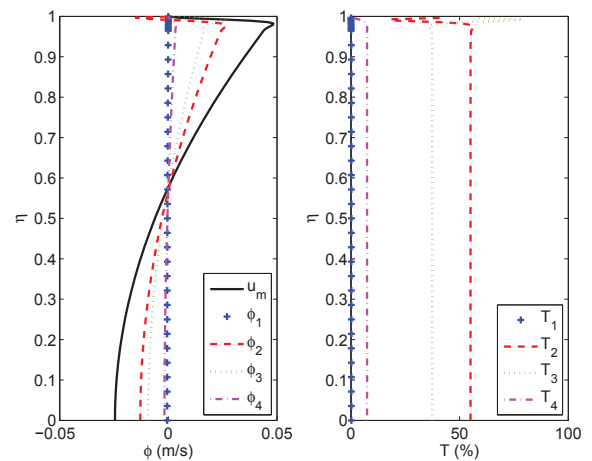
dans le moteur thermoacoustique. La figure 4 (a) représente les contributions de la vitesse axiale de l'écoulement redressé en fonction de η pour une position $x = 3.52$ m, pour une pression moyenne de 10 bars et une puissance de chauffe de 210 W. ϕ_2 et ϕ_3 , dues aux contraintes de Reynolds, apparaissent comme les contributions majoritaires à la génération vent acoustique. Tandis que ϕ_1 et ϕ_4 ne semblent pas contribuer de manière importante. Les contributions relatives calculées par la formule,

$$T_i = \frac{|\phi_i|}{|\phi_1| + |\phi_2| + |\phi_3| + |\phi_4|}, \quad (25)$$

sont représentées sur la figure 4 (b). Hors de la zone proche paroi comprise entre $\eta = 0.95$ et $\eta = 1$, les différentes contributions ne dépendent pas de η et prennent les valeurs suivantes : $T_1=1$ %, $T_2=55$ %, $T_3=37$ % et $T_4=7$ %. Ainsi, les contributions majoritaires sont celles générées par les contraintes de Reynolds, la viscosité a peu d'influence sur le phénomène. Ce résultat est en accord avec la théorie de Rayleigh. Comme il ne considère pas dans sa modélisation les mécanismes de génération liés au débit acoustique et à la viscosité, la vitesse du vent acoustique calculée par Rayleigh provient uniquement des contraintes de Reynolds ϕ_2 et ϕ_3 :

$$u_{m\text{Rayleigh}} \sim \phi_2 + \phi_3 \quad (26)$$

Comme sa modélisation prédit de manière correcte la vitesse du vent acoustique dans des conduites larges, il est cohérent de trouver que dans notre configuration la principale source de génération du vent acoustique provient des contraintes de Reynolds. Des résultats similaires sont obtenus pour des configurations dont la pression moyenne est égale à 10, 14 ou 18 bars et la puissance de chauffe égale à 165 W, 190 W ou 210 W. La valeur des contributions relatives ne semblent également pas dépendre de l'amplitude de l'onde acoustique.

Figure 4: Contributions des mécanismes de génération du vent acoustique en fonction de η pour $x = 1.62$ m.

L'étude sur les mécanismes de génération a également été conduite selon l'axe x . Les contributions absolues et relatives sont représentées sur la figure 5 pour $\eta = 0$, une pression moyenne de 10 bars et une puissance de chauffe de 210 W. Hors d'une zone proche paroi, les contributions relatives conservent une valeur constante indépendamment de la position. Les vitesses s'annulent en $x = 0$ et en $x = 2.23$ m correspondant respectivement à la position de la paroi et à

la position du noeud de pression acoustique. La vitesse axiale du vent acoustique est orientée dans le sens des x croissants entre 0 et 2.23 m et change de direction entre 2.23 m et 4.41 m. Cela signifie que dans tout le résonateur, la vitesse du vent acoustique pour $\eta = 0$ est toujours dirigée vers le noeud de pression acoustique. Ce résultat est en accord avec l'étude de Hamilton et al. [24].

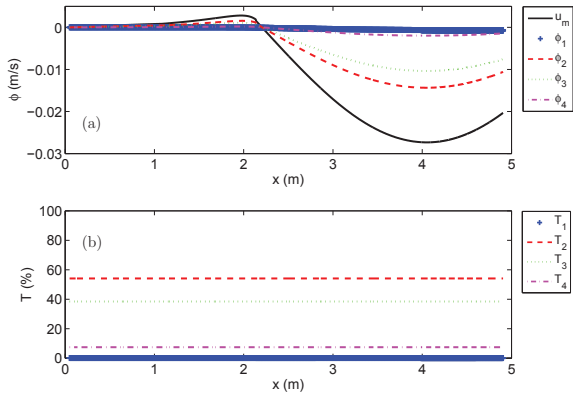


Figure 5: Distribution selon x des contributions (ϕ_i) (a) et des contributions relatives (T_i) (b) du vent acoustique pour $\eta = 0$, pour $p_0 = 10$ bars et $P = 210$ W.

Ainsi pour le moteur thermoacoustique, l'influence des différentes sources du vent acoustique a été étudiée. Les différentes contributions ont été quantifiées spatialement selon x et selon η . Il a été observé que hors de la zone proche de la paroi, les contributions relatives ne varient pas en fonction de l'espace. Dans le moteur thermoacoustique, le vent acoustique est généré majoritairement par les contraintes de Reynolds et le phénomène de viscosité ainsi que le phénomène de débit acoustique contribuent très faiblement aux écoulements redressés.

Afin d'avoir une meilleure connaissance des mécanismes de génération du vent acoustique, l'étude précédente a été étendue : l'influence de largeur de la conduite sur le vent acoustique est étudiée dans un résonateur rectangulaire de un mètre de long soumis à des ondes stationnaires. Ce résonateur est à pression atmosphérique et la température moyenne est de 293 K. La fréquence de l'onde est fixée à 170 Hz, une fréquence de résonance du système. L'amplitude de la pression est choisie égale à 10^4 Pa. L'étude est réalisée en fonction du rapport R/δ .

Sur la figure 6, la vitesse axiale du vent acoustique (u_m) et ces contributions ($\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$) sont représentées en fonction de $\eta = y/\delta_v$ pour R/δ_v égal à 1, 10, 20 et 100. Dans cette configuration, les tourbillons internes sont délimités par une succession d'un maximum suivi d'un minimum de vitesse. Ainsi une augmentation de la proportion des tourbillons internes est observée lorsque R/δ_v diminue de 100 à 10. Cette augmentation est en accord avec l'étude menée par Hamilton et al. [23]. Comme la séquence d'un maximum suivi d'un minimum apparaît seulement pour ϕ_2 , il en est déduit que les tourbillons internes sont exclusivement dus à la première composante des contraintes de Reynolds. Dans notre configuration, les tourbillons externes sont délimités par une valeur négative en $\eta = 0$ et par un maximum local. Ces caractéristiques apparaissent uniquement pour ϕ_2 et ϕ_3 . Les tourbillons externes sont donc produits par les contraintes de Reynolds. Comme les

tourbillons internes et externes sont créés par les contraintes de Reynolds, ils disparaissent pour $R/\delta_v=1$, lorsque l'effet du débit acoustique devient prépondérant, c'est à dire ϕ_1 majoritaire (6 (d)).

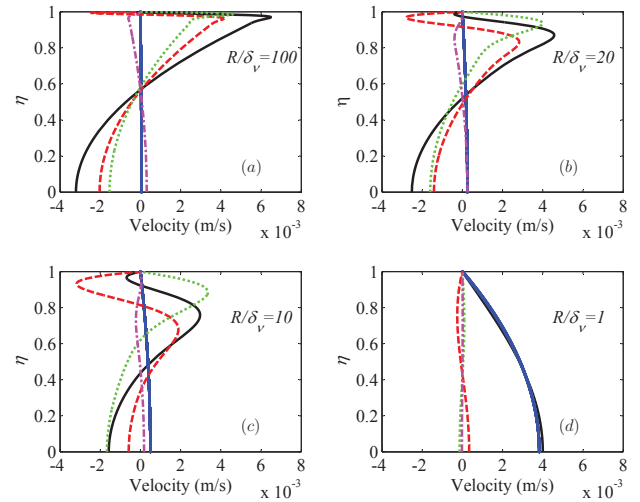


Figure 6: Distribution selon η de la vitesse du vent acoustique et de ses contributions pour différentes largeurs de conduite.

Afin de compléter cette étude, les évolutions de T_1, T_2, T_3 et T_4 , hors de la zone proche paroi, sont représentées en fonction de R/δ_v sur la figure 7. Pour $R/\delta_v < 2$, T_1 est la contribution dominante et aucun tourbillon interne, ni externe est généré dans cette configuration. Pour des valeurs de R/δ_v entre 2 et 5, T_2 est la contribution majoritaire. Dans cette configuration, seul le tourbillon de type interne apparaît. Pour $R/\delta_v > 5$, la contribution dominante étant T_3 , des tourbillons de type internes et externes apparaissent (figure 6 (a), (b) et (c)). T_4 , générée par la viscosité, n'est jamais la contribution majoritaire. Sans gradient de température, la viscosité a une contribution toujours inférieure à 10 % quelque soit la largeur de la conduite. Lorsque R/δ_v tend vers l'infini, T_1, T_2, T_3 , et T_4 tendent respectivement vers 1%, 53%, 37%, et 7%. Ces valeurs sont les valeurs obtenues pour le moteur thermoacoustique Swift-Backhaus ($R/\delta_v \sim 200$).

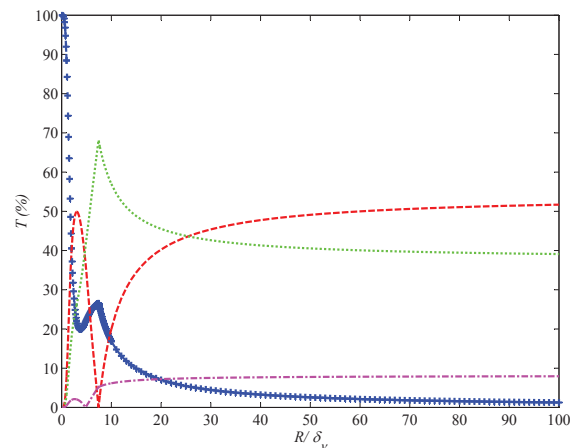


Figure 7: T_1, T_2, T_3 et T_4 en fonction R/δ_v .

5 Conclusion

Le vent acoustique a été étudié dans un moteur thermoacoustique sous pression. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux mesures du vent acoustique. Le bon accord obtenu a permis de valider le modèle théorique utilisé. Par la suite, les mécanismes du vent acoustique ont été étudiés. Trois phénomènes à l'origine de la génération de cet écoulement ont été identifiés : le débit acoustique, les contraintes de Reynolds et les contraintes visqueuses. La physique de chacun de ces phénomènes a été expliquée puis leur contribution a été quantifiée dans le moteur thermoacoustique. Le mécanisme du débit acoustique est la principale source de génération du vent acoustique dans les conduites de largeur étroite tandis que la principale source dans les conduites larges est due aux contraintes de Reynolds. Lorsque la largeur de la conduite diminue, la proportion des tourbillons internes augmente. Comme les tourbillons internes et externes sont provoqués par les contraintes de Reynolds, lorsque la conduite devient trop étroite, ces tourbillons disparaissent. Cette étude sur la compréhension des origines du vent acoustique est une étape importante pour l'amélioration des performances énergétiques des systèmes thermoacoustiques.

References

- [1] K. M. Godshalk, C. Jin, Y. K. Kwong, E. L. Hershberg, G. W. Swift, R. Radebaugh, Characterization of 350 Hz thermoacoustic driven orifice pulse tube refrigerator with measurements of the phase of the mass flow and pressure, *Advances in cryogenic engineering* **41**, 1411-1418 (1996).
- [2] S. Backhaus, G. W. Swift, A thermoacoustic-Stirling heat engine: Detailed study, *Journal of the Acoustical Society of America* **107**, 3148-3166 (2000).
- [3] S. Backhaus, G. W. Swift, A thermoacoustic Stirling heat engine, *Nature* **399**, 335-338 (1999).
- [4] A. De Waele, P. P. Steijaert, J. Gijzen, Thermodynamical aspects of pulse tubes, *Cryogenics* **37**, 313-324 (1997).
- [5] A. De Waele, P. P. Steijaert, J. J. Koning, Thermodynamical aspects of pulse tubes 2, *Cryogenics* **38**, 329-335 (1998).
- [6] M. Wetzel, C. Herman, Design optimization of thermoacoustic refrigerators, *International journal of refrigeration* **20**, 3-21 (1997).
- [7] M. E. H. Tijani, J. C. H. Zeegers, A. De Waele, The optimal stack spacing for thermoacoustic refrigeration, *The Journal of the Acoustical Society of America* **112**, 128-133 (2002).
- [8] V. Gusev, S. Job, H. Bailliet, P. Lotton, M. Bruneau, Acoustic streaming in annular thermoacoustic prime-movers, *The Journal of the Acoustical Society of America* **108**, 934 (2000).
- [9] M. Miwa, T. Sumi, T. Biwa, Y. Ueda, Y. Yazaki, Measurement of acoustic output power in a traveling wave engine, *Ultrasonics* **44**, 1527-1529 (2006).
- [10] M. Faraday, On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 299-340 (1831).
- [11] L. Rayleigh, On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **175**, 1-21 (1884).
- [12] P. J. Westervelt, The theory of steady rotational flow generated by a sound field, *The Journal of the Acoustical Society of America* **25**, 60 (1953).
- [13] W. L. Nyborg, Acoustic streaming, *Physical acoustics* **2**, Part B (1965).
- [14] M. Campbell, J. A. Cosgrove, C. A. Greated, S. Jack, D. Rockliff, Review of LDA and PIV applied to the measurement of sound and acoustic streaming, *Optics & Laser Technology* **32**, 629-639 (2000).
- [15] M. W. Thompson, A. A. Atchley, Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities in a standing wave using laser Doppler anemometry, *The Journal of the Acoustical Society of America* **117**, 1828 (2005).
- [16] S. J. Lighthill, Acoustic streaming, *Journal of Sound and Vibration* **61**, 391-418 (1978).
- [17] L. C. Valdes, D. Santens, Influence of permanent turbulent air flow on acoustic streaming, *Journal of Sound and Vibration* **230**, 1-29 (2000).
- [18] J. R. Olson, G. W. Swift, Acoustic streaming in pulse tube refrigerators: Tapered pulse tubes, *Cryogenics* **37**, 769-776 (1997).
- [19] H. Bailliet, V. Gusev, R. Raspet, R. A. Hiller, Acoustic streaming in closed thermoacoustic devices, *Journal of the Acoustical Society of America* **110**, 1808-1821 (2001).
- [20] N. Rott, Thermoacoustics, *Advances in Applied Mechanics* **20**, 135-175 (1980).
- [21] B. Ward, J. Clark, G. W. Swift, Design environment for low amplitude thermoacoustic energy conversion, DeltaEC version 6.2: Users guide, *Los Alamos National Laboratory* (2008).
- [22] R. Paridaens, S. Kouidri, F. Jebali Jerbi, Investigation on the generation mechanisms of acoustic streaming in a thermoacoustic prime mover, *Cryogenics* **58**, 78-84 (2013).
- [23] M. F. Hamilton, Y. A. Ilinskii, E. A. Zabolotskaya, Acoustic streaming generated by standing waves in two-dimensional channels of arbitrary width, *Journal of the Acoustical Society of America* **113**, 153 (2003).
- [24] M. F. Hamilton, Y. A. Ilinskii, E. A. Zabolotskaya, Thermal effects on acoustic streaming in standing waves, *Journal of the Acoustical Society of America* **114**, 3092-3101 (2003).