

Dynamique des structures tourbillonnaires participant à la production du bruit de fente

Martin Glessier¹, Alexis Billon¹, Vincent Valeau², Anas Sakout¹

¹ LEPTAB, Université de La Rochelle, 17042 La Rochelle cedex 01, France, courriel : asakout@univ-lr.fr

² LEA, Université de Poitiers, 86962 Futuroscope Chasseneuil cedex, France, courriel : vvaleau@univ-poitiers.fr

Résumé

Des sons auto-entretenus (sifflements de forte intensité) peuvent être produits par les bouches de soufflage des systèmes de ventilation. L'impact du jet produit par la bouche sur une grille de protection située en aval induit une perturbation pouvant remonter l'écoulement et venir exciter le jet à sa naissance, établissant ainsi une boucle d'auto-entretien. Pour certains nombres de Reynolds et distances « sortie du jet / obstacle », un couplage entre les sons auto-entretenus et le conduit de soufflage est observé. La résonance du conduit contrôle alors la fréquence et amplifie le niveau sonore. Cette étude s'intéresse à la production sonore résultant de ce couplage. Les structures tourbillonnaires créées dans les couches de cisaillement du jet jouent un rôle prépondérant : la synchronisation entre leur création ou leur impact sur l'obstacle et le champ acoustique rayonné par le conduit résonnant influe fortement sur la production sonore. Or les résultats disponibles dans la littérature pour des configurations géométriques ressemblantes ne permettent pas de clarifier cette synchronisation.

Un dispositif expérimental où un jet plan rectangulaire heurte une plaque fendue (configuration géométrique appelée bruit de fente) est donc étudié à l'aide de mesures vélocimétriques. La comparaison de la fluctuation du signal de vitesse dans le cône potentiel du jet (directement lié à la vitesse acoustique) et du signal de vitesse dans la couche de cisaillement (contenant des informations sur le passage des structures tourbillonnaires) permet de clarifier la dynamique de ces structures. L'information obtenue permet alors d'évaluer la synchronisation entre le champ acoustique et le champ tourbillonnaire.

Cette étude contribuera à terme à l'implémentation d'un modèle du bruit de fente basé sur la théorie aéroacoustique de Howe.

Introduction

Des sons auto-entretenus peuvent être produits quand un jet cisailé subsonique heurte un obstacle situé en aval [1, 2]. Les sons ainsi produits sont caractérisés par une énergie acoustique distribuée sur quelques pics fréquentiels. Les faibles perturbations ambiantes à la sortie du jet, sont amplifiées pendant leur convection dans les couches de cisaillement du jet jusqu'à former des tourbillons. L'impact de ces derniers sur un obstacle crée une perturbation qui se propage en amont jusqu'à la sortie

du jet contrôlant ainsi la formation d'un nouveau tourbillon (cas de la rétroaction directe [3]). Sous réserve d'une condition de phase favorable, une boucle d'auto-entretien est ainsi créée. Si un résonateur est placé à proximité de cette source aéroacoustique, un couplage peut se produire contrôlant la fréquence émise et augmentant le niveau sonore (cas de la rétroaction indirecte [3, 4]). Une théorie aéroacoustique, considérant la vorticité comme source sonore, permet d'exprimer la puissance acoustique \mathcal{P} générée dans un volume V pendant une période acoustique T en utilisant la composante rotationnelle du champ de vitesse, la vorticité $\vec{\omega}$:

$$\mathcal{P} = \left\langle -\rho_0 \iiint_V (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{u}_a dV \right\rangle_T, \quad (1)$$

où ρ_0 est la densité moyenne du fluide, \vec{v} est la vitesse, \vec{u}_a est la vitesse acoustique et le symbole $\langle \rangle_T$ représente une moyenne sur une période acoustique.

L'étude présentée ici traite du bruit de fente produit par un jet plan heurtant une plaque fendue [5, 6] dans le cas particulier ou un couplage avec les résonances du conduit de soufflage existe [3, 7]. L'objectif est de clarifier la dynamique des tourbillons et en particulier leur synchronisation avec le champ acoustique au moment du détachement et de l'impact.

Au point de séparation, à la sortie du jet, un tourbillon est d etach e chaque fois que la vitesse acoustique s'annule et est dirigée vers l'intérieur du résonateur. Ce résultat surtout observ e dans le cas ou la résonance implique des déplacements acoustiques perpendiculaires à l'axe du jet [8, 9, 10], doit être confirm e dans les cas ou ces déplacements sont parallèles à l'axe [9]. Le mode d'oscillation du jet détermine l'évolution relative des tourbillons dans les deux couches de cisaillement du jet plan impliqu e dans la production sonore par la configuration du bruit de fente. Dans le cas du bruit de fente en rétroaction directe, un mode symétrique est observ e pour des nombres de Reynolds (bas es sur la hauteur du jet) inférieurs à $4,5 \cdot 10^4$ et un mode antisymétrique pour des nombres de Reynolds supérieurs [5]. Enfin, plusieurs auteurs ont mis en évidence le lien entre la phase du champ acoustique au moment de l'impact du tourbillon et le niveau sonore produit par des résonances induites par une source auto-entret ene [11, 12].

Dispositif expérimental

Un flux d'air, crée par une soufflante, traverse un volume d'amortissement puis un tube (190×90 mm) suivi d'un

convergent créant un jet libre de hauteur $H = 10\text{mm}$, de largeur 190mm et de vitesse U (Figure 1). Le jet heurte une plaque en aluminium de 4mm d'épaisseur, munie d'une fente biseautée à 45° de mêmes dimensions que la sortie du convergent et alignée avec celui-ci. La distance convergent-plaque, notée L , peut être varié entre $0,5$ et 10 cm . La pression acoustique émise est mesurée grâce à un microphone B&K 4944-A placé derrière la plaque, à l'abri des perturbations hydrodynamiques. Un microphone B&K 4189-A-021 est monté en paroi du résonateur pour y mesurer les fluctuations de pression. Les mesures vélocimétriques sont réalisées à l'aide de deux sondes film chaud (Dantec 55R01 et 55R04). Une sonde fixe est placée dans le cône potentiel du jet. Cette zone du jet est laminaire, les fluctuations de vitesse enregistrées à la fréquence d'émission (f_0) sont donc dues à la résonance du conduit. La seconde sonde est déplacée à l'aide d'un système de déplacement contrôlé par ordinateur dans la partie interne de la couche de cisaillement ($z = 2\text{mm}$ et $z = 8\text{mm}$ du point de séparation bas, voir Figure 1.(b)). Étant donnée la rotation des tourbillons (dans le sens horaire dans la couche de cisaillement basse et dans le sens anti-horaire dans la couche haute), le passage d'un tourbillon au niveau d'une sonde implique une augmentation locale de la vitesse mesurée par celle-ci. Le passage successif des différents tourbillons génère ainsi une fluctuation quasi sinusoïdale à la fréquence de détachement des tourbillons sur la sonde placée dans la couche de cisaillement.

Pour une vitesse U et une distance L données, des mesures de vitesse au niveau des deux sondes sont réalisées simultanément pour différentes positions de la sonde mobile dans les deux couches de cisaillement. L'interspectre des deux signaux est calculé en moyennant 20 segments de 2048 points échantillonnés à 5kHz . La phase de l'interspectre à la fréquence d'émission est finalement relevée. Comme le domaine entre la sortie du jet et l'obstacle est compact (dimensions petites devant la longueur d'onde), la fluctuation acoustique peut-être considérée comme invariante dans l'espace. La phase de l'interspectre est donc égale à la phase du cycle acoustique (supposé cosinoïdal) quand un tourbillon atteint la sonde mobile (appelé dans la suite "phase acoustique au passage des tourbillons")

Résultats

Les fluctuations de pression dans le conduit et les fluctuations de vitesse dans le cône potentiel sont mesurées simultanément dans deux configurations. La première, $Re = 11800$ et $L/H = 3,3$, émet des sons auto-entretenus de fréquence $f_0 = 960\text{Hz}$ en rétroaction indirecte (résonance du conduit). La seconde, $Re = 7730$ et $L/H = 3,3$, émet des sons auto-entretenus de fréquence $f_0 = 590\text{Hz}$ en rétroaction directe (pas de résonance du conduit). La Figure 2 présente la fonction de cohérence des deux signaux pour chaque configuration. Un pic de cohérence à la fréquence d'émission est observé pour la configuration en rétroaction indirecte tandis que la cohérence reste inférieure à $0,3$ pour la configuration en

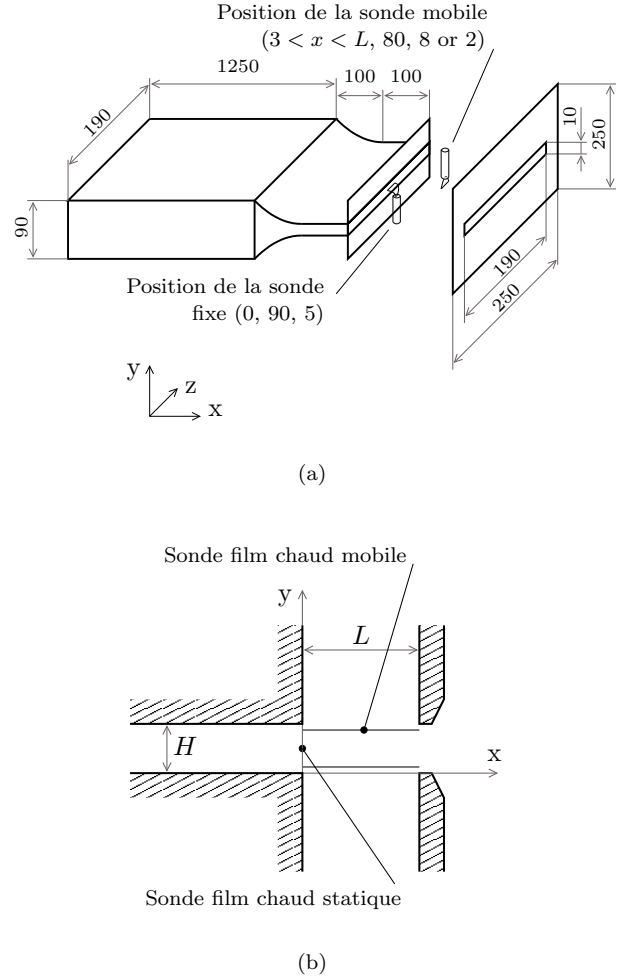


Figure 1: Dispositif expérimental, (a) géométrie du conduit et de l'obstacle, (b) position des sondes vélocimétriques.

rétroaction directe.

La Figure 3 décrit pour $Re = 11800$ et $L/H = 3,3$ la phase acoustique au passage des tourbillons en fonction de la position de la sonde mobile dans les couches de cisaillement haute ($z = 8\text{mm}$) et basse ($z = 2\text{mm}$). L'évolution est linéaire et quasiment identique dans les deux couches. Ce comportement typique, observé pour d'autres couples ($Re, L/H$), permet de se focaliser dans la suite sur la couche de cisaillement haute seulement.

La phase acoustique au passage des tourbillons est tracée en fonction de la position de la sonde mobile dans la couche de cisaillement haute pour différents couples ($Re, L/H$) correspondant à des fréquences émises comprises entre 322Hz et 1187Hz (voir Figure 4). Pour toutes les configurations, la phase acoustique au détachement tourbillonnaire ($x/L = 0$) est proche de $\pi/2$. De plus, trois familles de courbes peuvent être identifiées, chacune correspondant grossièrement à une valeur spécifique de la phase acoustique au passage des tourbillons au niveau de l'impact ($x/L = 1$).

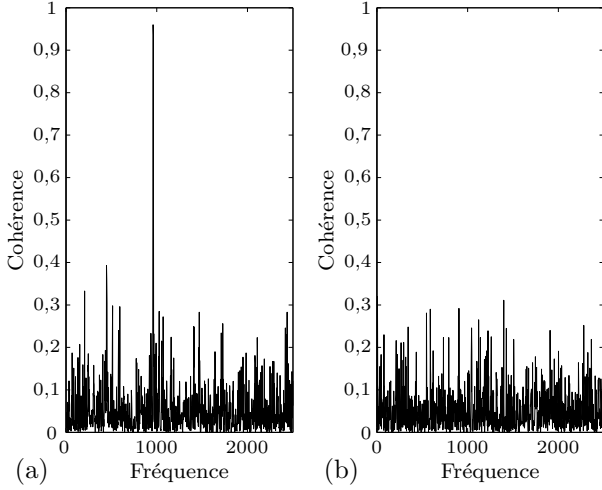


Figure 2: Fonction de cohérence des fluctuations de pression dans le conduit et des fluctuations de vitesse dans le cône potentiel du jet mesurées (a) dans une configuration en rétroaction indirecte, (b) dans une configuration en rétroaction directe.

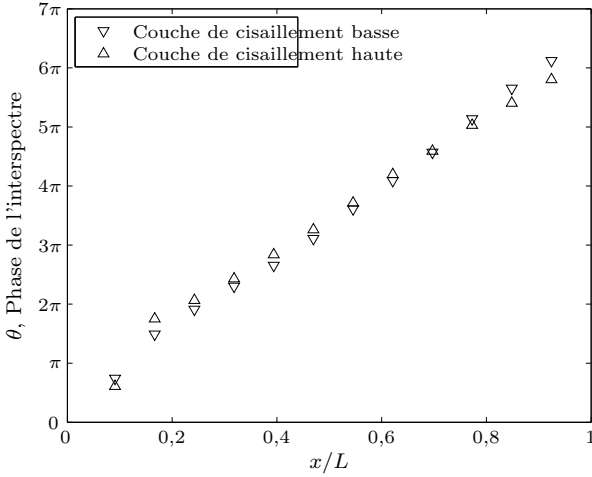


Figure 3: Phase acoustique au passage des tourbillons en fonction de la position de la sonde mobile ($Re = 11800$, $L/H = 3,3$, $f_0 = 962Hz$).

Discussion

Fluctuations de vitesse dans le cône potentiel.

La Figure 2(a) met en évidence la relation forte, à la fréquence d'émission, entre le champ acoustique résonnant dans le conduit et les fluctuations de vitesse dans le cône potentiel. Au contraire, lorsque aucune résonance du conduit n'est excitée (Figure 2(b)), aucune relation entre les signaux ne peut être observée bien que des sons auto-entretenus soient générés. Cela prouve que, dans le où il y a excitation de modes du conduit, les fluctuations de vitesse enregistrées à la fréquence émise dans le cône potentiel sont dues à la vitesse acoustique rayonnée par la résonance du conduit.

Vitesse de convection des tourbillons. Le domaine d'étude est compacte, la différence de phase acoustique au passage des tourbillons $\Delta\theta$ entre deux position x_1 et

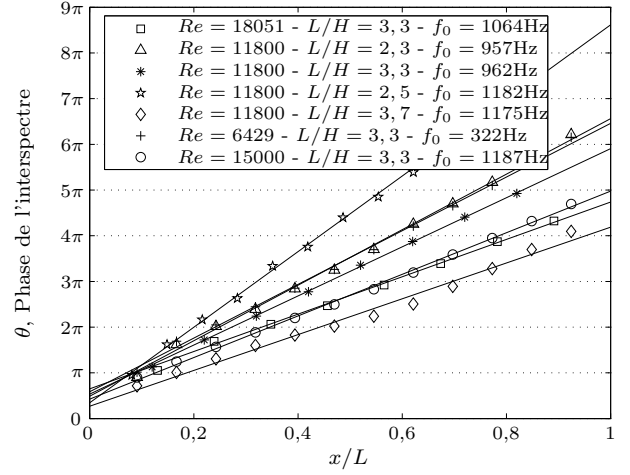


Figure 4: Phase acoustique au passage des tourbillons en fonction de la position de la sonde mobile (les droites en traits pleins correspondent à des régressions linéaires des données expérimentales).

x_2 de la sonde mobile (avec $x_2 - x_1 = \Delta x$) peut donc être reliée au temps ($t_{travel}^{\Delta x} = \Delta\theta/2\pi f_0$) que met le tourbillon à parcourir la distance Δx . La pente d'une courbe $\theta = f(x/L)$ peut donc être reliée à la vitesse de convection moyenne du tourbillon entre x_1 et x_2 : $Uc = (\Delta\theta/\Delta x)^{-1} \cdot 2\pi f_0$. Cette interprétation appliquée aux configurations étudiées en Figure 4 permet de spécifier la valeur de la vitesse de convection $Uc = 0,6U$.

Synchronisation entre le champ acoustique et le détachement tourbillonnaire.

Une phase de $\pi/2$ est obtenue par régression linéaire au moment du détachement tourbillonnaire pour toutes les configurations de la Figure 4. Cela démontre que les fluctuations de vitesse dues à la résonance du conduit produisant le jet contrôlent le détachement tourbillonnaire. Un nouveau tourbillon détaché à la sortie du jet correspond à un maximum local des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement. Pour être déphasé de $\pi/2$, la vitesse acoustique (cosinoïdale) doit être nulle et tournant vers l'amont à ce moment. Physiquement cela signifie qu'un tourbillon se détache chaque fois que les particules situées à l'extrémité du convergent sont stoppées au bout de leur déplacement vers l'aval et commencent à retourner vers l'amont s'opposant au mouvement du fluide. Ce résultat confirme [9].

Mode d'oscillation du jet. La géométrie du conduit de soufflage est telle que seul des modes plans dans la direction verticale sont excités, le détachement tourbillonnaire est donc symétrique dans les couches de cisaillement haute et basse. De plus, la Figure 3 montre que les tourbillons présent dans les couches de cisaillement haute et basse évoluent à la même vitesse de convection depuis la sortie du jet jusqu'à l'obstacle. Le mode de jet est donc symétrique.

Synchronisation entre le champ acoustique et l'impact des tourbillons. La phase acoustique à l'impact et au détachement spécifique, pour une configuration donnée, la rapport t_{travel}^L/T_0 . La phase au détachement est imposée, les trois valeurs spécifiques de la phase acoustique au passage des tourbillons au niveau de l'impact observée sur la Figure 4 implique que, quelque soit la distance L/H et le nombre de Reynolds caractérisant l'écoulement, le système "choisit" un rapport t_{travel}^L/T_0 donné. Ces rapports correspondraient à des maximum de puissance acoustique générée par l'interaction des tourbillons et du champ acoustique résonnant. Cette puissance acoustique peut être prédite par l'équation (1). La dispersion des valeurs de la phase acoustique à l'impact (Figure 4) peut alors être expliquée par le fait que dans une configuration donnée, la fréquence conduisant à un rapport t_{travel}^L/T_0 optimal n'est pas nécessairement une fréquence de résonance du conduit de soufflage. Ainsi, la fréquence émise (qui est une fréquence de résonance du conduit) n'est pas la fréquence optimale et la phase acoustique à l'impact s'écarte légèrement de la valeur idéale.

Conclusion

Cette étude a permis de clarifier la dynamique des tourbillons impliqués dans la génération de sons auto-entretenus par la configuration du bruit de fente couplé aux résonance du conduit de soufflage. Un nouveau tourbillon est formé dans chaque couche de cisaillement, à la sortie du jet, quand la direction des vecteurs du champ de vitesse acoustique engendré par la résonance du conduit de soufflage s'inverse vers l'amont. Les deux tourbillons sont convectés de la sortie du jet au point d'impact à la vitesse constante $Uc = 0,6U$, imposant un mode d'oscillation du jet symétrique. Pour contribuer à la production sonore, l'impact des tourbillons doit correspondre à une valeur précise de la phase acoustique. Ces résultats sont obtenus à l'aide d'un dispositif original basé sur deux mesures de vitesse simultanées. Cette étude sera étendue par le développement d'un modèle basé sur l'équation (1). La valeur idéale de la phase acoustique à l'impact pour une configuration donnée pourrait ainsi être expliquée de façon à prédire la fréquence émise par cette configuration.

Remerciements

Les auteurs souhaitent remercier Jérémy Metais pour son aide lors de la réalisation des mesures.

References

- [1] W.K. Blake and A. Powell. The development of contemporary views of flow-tone generation. In *Recent advances in aeroacoustics*. Springer Verlag, 1986.
- [2] A. Powell. Some aspects of aeroacoustics: From rayleigh until today. *Journal of Vibration and Acoustics*, 112:145–159, 1990.
- [3] A. Billon, V. Valeau, and A. Sakout. Two feedback paths for a jet-slot oscillator. *Journal of Fluid and Structures*, 21:121–132, 2005.
- [4] R.C. Chanaud and A. Powell. Some experiments concerning the hole and ring tone. *J. Acoust. Soc. Am.*, 37(5):902–911, 1965.
- [5] S. Ziada. Feedback control of globally unstable flows: Impinging shear flows. *Journal of Fluids and Structures*, 9(8):907–923, 1995.
- [6] S. Ziada. Interaction of a jet-slot oscillator with a deep cavity resonator and its control. *Journal of Fluids and Structures*, 15(6):831–843, 2001.
- [7] A. Billon. *Étude expérimentale des sons auto-entretenus produits par un jet issu d'un conduit et heurtant une plaque fendue*. PhD thesis, Université de La Rochelle, 2003.
- [8] P.A. Nelson, N.A. Halliwell, and P.E. Doak. Fluid dynamics of a flow excited resonance, part 1 : experiment. *Journal of sound and vibration*, 78(1):15–38, 1981.
- [9] A. Hirschberg, J.C. Bruggeman, A.P.J. Wijnands, and N. Smits. The "whistler nozzle" and horn as aero-acoustic sound sources in pipe systems. *Acustica*, 68:157–160, 1989.
- [10] M. Meissner. Aerodynamically excited acoustic oscillations in cavity resonator exposed to en air jet. *Acta Acustica united with Acustica*, 88:170–180, 2002.
- [11] K. Hourigan, M.C. Welsh, M.C. Thompson, and A.N. Stokes. Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles. *Journal of Fluids and Structures*, 4:345–370, 1990.
- [12] A.K. Stubos, C. Benocci, E. Palli, G.K. Stoubos, and D. Olivari. Aerodynamically generated acoustic resonance in a pipe with annular flow restrictors. *Journal of Fluids and Structures*, 13:55–778, 1999.