



HAL
open science

Identification des sources acoustiques dans un tuyau corrugué sous écoulement

Daniel Mazzoni, Muriel Amielh, Pierre-Olivier Mattei

► **To cite this version:**

Daniel Mazzoni, Muriel Amielh, Pierre-Olivier Mattei. Identification des sources acoustiques dans un tuyau corrugué sous écoulement. 16ème Congrès Français d'Acoustique, CFA2022, Société Française d'Acoustique; Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Apr 2022, Marseille, France. hal-03847850

HAL Id: hal-03847850

<https://hal.science/hal-03847850>

Submitted on 10 Nov 2022

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.



16^{ème} Congrès Français d'Acoustique
11-15 Avril 2022, Marseille

Identification des sources acoustiques dans un tuyau corrugué sous écoulement

D. Mazzoni^a, M. Amielh^a, and P.O. Mattei^b

^aAix-Marseille Univ., CNRS, Centrale Marseille, IRPHE, Marseille, France

^bAix-Marseille Univ., CNRS, Centrale Marseille, LMA, Marseille, France

Le phénomène connu sous le nom de "tuyau chantant" concerne l'émission acoustique de tuyaux qui peuvent se mettre à siffler lorsqu'ils sont soumis à un écoulement interne de gaz. Ce sifflement trouve son origine dans la géométrie particulière de ces tuyaux qu'on qualifie de "corrugués" parce que leur paroi interne est constituée d'une suite de cavités régulièrement espacées. Afin de prédire ce sifflement, il est important de comprendre les mécanismes qui sont à l'origine de l'émission sonore. L'étude s'appuie sur une approche numérique en DNS par la méthode Lattice-Boltzman (LBM) confrontée à des résultats expérimentaux. Une expérience de tuyau corrugué chantant a été montée à IRPHE autour d'un tuyau rectangulaire transparent de longueur $L = 2\text{m}$. Les corrugations sont de dimension caractéristique de 10mm. L'écoulement a été caractérisé par des mesures de vitesse et de pression acoustique jusqu'à des vitesses de 25m/s. Une analyse de la dynamique des structures de la turbulence qui se développent dans les couches cisailées de l'écoulement a été réalisée par la méthode d'estimation stochastique linéaire (LSE). Nous avons observé que ce sifflement trouve son origine dans le couplage entre les mouvements de la couche de cisaillement qui se développe sur les parois du tuyau et les modes acoustiques du tuyau. Le rôle des premières corrugations ayant été exploré expérimentalement, le modèle numérique permet d'étendre cette observation à tout le tuyau corrugué, et d'explorer les contributions des différentes régions de l'écoulement à l'émission sonore. Le modèle utilise le code libre Palabos, basé sur la LBM. Cette méthode numérique donne accès à un grand nombre de paramètres en tous points de la géométrie et permet d'observer les fluctuations de pression et de les corrélérer avec l'écoulement. La complémentarité des approches expérimentale et numérique apporte des éléments de compréhension des mécanismes de génération du sifflement dans les tuyaux corrugués.

1 Introduction

En raison de leurs propriétés de flexibilité sur la longueur et de rigidité locale, les tuyaux corrugués sont utilisés dans de nombreuses applications de transport de fluides. Toutefois, dans certaines conditions de géométrie et débit, ces canalisations, dont la paroi interne est constituée d'une suite de cavités régulièrement espacées, peuvent siffler, générant ainsi des vibrations nocives pour les installations industrielles attenantes. Cet intense sifflement est attribué à la cohérence entre les structures qui se développent dans la couche de cisaillement au ras de chaque cavité, et la propagation du son liée aux modes acoustiques longitudinaux du tuyau

Une étude antérieure [2], principalement expérimentale, a concerné spécifiquement la contribution de la première cavité à l'entrée d'un tuyau corrugué qui est particulière, puisque située sur un nœud de pression acoustique et soumise au battement de la frontière de la vena contracta (zone d'accélération de l'écoulement sur le centre et à l'entrée de la veine). Nous orientons ici l'étude vers la simulation numérique pour analyser le rôle des autres cavités dans la production sonore. Après un rappel de ces résultats expérimentaux, des calculs basés sur le code PALABOS (méthode LBM) sont menés sur la même géométrie de tuyau corrugué. L'analyse porte sur la description globale de l'écoulement prédit pour plusieurs vitesses. Elle est ensuite affinée pour préciser la contribution du voisinage des cavités à la production sonore par deux approches de calculs de la puissance acoustique.

2 Description de l'expérience

Les expériences ([1], [2]) ont été réalisées dans un tube corrugué de section droite rectangulaire alimenté par une soufflerie fournissant un écoulement d'air de vitesse jusqu'à 30 m.s^{-1} (Figure 1). La veine centrale du tuyau

est de dimension transversale D . Le tuyau est latéralement corrugué sur sa longueur L avec 100 cavités placées en face à face, de hauteur 100 mm. Les parois supérieure et inférieure sont lisses. Chaque cavité est caractérisée par sa profondeur H et sa largeur w (Figure 2, Tableau 1). Le bord amont de chaque cavité est arrondi avec un rayon de courbure r_1 , le bord aval est d'angle vif à 90°. L'ensemble est usiné en Plexiglas de 20 mm d'épaisseur.

Lorsqu'on augmente la vitesse de l'écoulement dans la veine corruguée, un sifflement intense est perçu à partir de la vitesse en sortie de veine $U_s = 17\text{ m.s}^{-1}$. Alors que le signal de vitesse capté par un fil chaud positionné en sortie du tuyau corrugué ($X = 1981\text{ mm}$, $Y = 0\text{ mm}$) contient la turbulence qui s'est développée tout le long du tuyau corrugué, celui donné par le fil chaud situé juste en amont de la section d'entrée ($X = -5\text{ mm}$, $Y = 10\text{ mm}$) est complètement soumis aux perturbations acoustiques lorsque le sifflement devient intense. Cet accord entre les modes acoustiques du tuyau et la dynamique de l'écoulement au niveau des cavités a été également confirmé grâce à des mesures par PIV sur la première cavité, située à l'entrée du tuyau, couplées à des mesures de vitesses ponctuels par fils chauds et de pression acoustique par microsonde. Un post-traitement de ces mesures couplées par méthode LSE (« Linear Stochastic Estimation ») a permis de combiner la résolution spatiale des mesures PIV à la résolution temporelle des capteurs ponctuels afin de reconstruire des champs de vitesse à haute fréquence. L'exploitation de ces derniers résultats a permis de mettre en évidence la localisation des sources tourbillonnaires que l'on pourrait identifier comme sources acoustiques d'après [8].

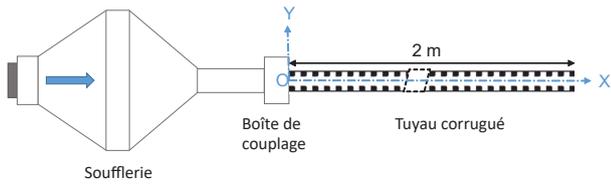


FIGURE 1 – Installation expérimentale du tuyau corrugué (100 cavités).

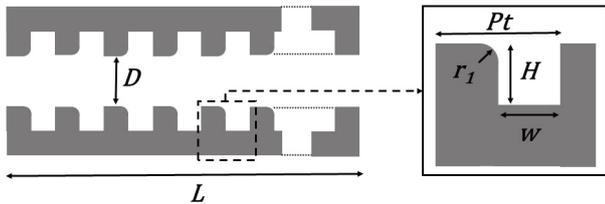


FIGURE 2 – Géométrie interne du tuyau corrugué (vue de dessus).

3 Simulations numériques par méthode de Lattice Boltzmann (LBM)

3.1 Principes de la LBM

La méthode Lattice Boltzmann est basée sur la théorie cinétique d'un écoulement de fluide et sur l'équation de transport de Boltzmann de la théorie cinétique classique des gaz. L'équation discrète de Boltzmann avec l'approximation de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) [6] régit l'évolution de la fonction de densité de probabilité $f_i(\vec{x}, t) = f(\vec{x}, \xi_i, t)$ de trouver une particule au point x , à la date t , de vitesse ξ_i , en l'absence de forces extérieures. Pour un réseau bidimensionnel à neuf vitesses (D2Q9) utilisé dans la présente étude, ξ_i sont les neuf vitesses possibles ($i = 0, \dots, 8$) pour les particules dans cet espace de vitesses discret.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \vec{\xi}_i \cdot \nabla_{\vec{x}} f_i = -\frac{1}{\tau} [f_i - f_i^{eq}] \quad (1)$$

où f_i^{eq} est la fonction de densité de probabilité discrète en l'absence de collision, f_i^{eq} est généralement considérée comme le développement au second ordre de la distribution de vitesse de Maxwell conduisant à :

$$f_i^{eq}(\rho, \vec{u}) = w_i \rho \left(1 + \frac{\vec{\xi}_i \cdot \vec{u}}{c_{LB}^2} + \frac{(\vec{\xi}_i \cdot \vec{u})^2}{2c_{LB}^4} - \frac{\vec{u}^2}{2c_{LB}^2} \right) \quad (2)$$

où \vec{u} est le vecteur vitesse local résultant, $w_0 = 4/9$, $w_{1,\dots,4} = 1/9$, $w_{5,\dots,9} = 1/36$ sont les points d'intégration de Gauss. $c_s = 1/\sqrt{3}$ est la vitesse du son sur réseau. τ est le temps de relaxation lié à la viscosité du fluide, voir eq.???. La densité et la vitesse macroscopiques du fluide sont les moments de la fonction de densité discrète f_i :

Tableau 1 – Dimensions du tuyau corrugué.

Géométrie	Dimension
L	2 m
D	10 mm
Pt	20 mm
H	10 mm
w	10 mm
r_1	3 mm
N	100
H/w	1

$$\text{Masse volumique : } \rho = \sum_i f_i = \sum_i f_i^{eq} \quad (3)$$

$$\text{Quantité de mouvement : } \rho \vec{u} = \sum_i \vec{\xi}_i f_i = \sum_i \vec{\xi}_i f_i^{eq}$$

En intégrant l'équation de Boltzmann (1) le long des caractéristiques ξ_i , pour un pas d'espace égal à un ($\Delta x = 1$), notant \vec{e}_i le vecteur unitaire pointant dans la direction du vecteur vitesse $\vec{\xi}_i$ et en supposant que les particules se déplacent d'une cellule par pas de temps Δt (ie $\Delta x \vec{e}_i = \Delta t \xi_i$), on obtient l'équation de Boltzmann sur réseau (LBE) :

$$f_i(\vec{x} + \vec{e}_i, t + \Delta t) - f_i(\vec{x}, t) = -\frac{\Delta t}{\tau} [f_i(\vec{x}, t) - f_i^{eq}(\vec{x}, t)] \quad (4)$$

L'analyse de Chapman-Enskog [5] montre que dans la limite des grandes longueurs d'onde et basse fréquence, la LBE reproduit exactement l'équation de Navier-Stokes pour les écoulements faiblement compressibles avec une équation d'état idéale qui est : $P = \rho c_s^2$ où P est la pression et où $c_s = 343 \text{ ms}^{-1}$ est la vitesse du son dans l'air. La viscosité cinématique du fluide ν est liée au temps de relaxation τ par :

$$\nu = c_{LB}^2 \left(\tau - \frac{\Delta t}{2} \right) \quad (5)$$

Malgré la limitation de la LBM aux faibles nombres de Mach, son intérêt principal réside dans la possibilité de simuler les phénomènes de propagation des ondes acoustiques [3], [4].

3.2 Conditions de calcul

Les calculs parallèles sont effectués en utilisant le code Palabos basé sur la méthode de lattice Boltzmann (<https://palabos.unige.ch/>) avec environ 32 cœurs du mésocentre de calcul d'Aix Marseille Université (<https://equipex-mesocentre.univ-amu.fr/>). Les vitesses des particules sur le réseau u_{LB} sont calculées en supposant que le nombre de Mach est conservé de sorte que $u_{LB} = c_{LB} u_0 / c_s$ où (u_0, u_{LB}) et (c_s, c_{LB}) sont les vitesses d'écoulement et les vitesses du son respectivement dans l'espace physique et sur le réseau. La géométrie est celle de l'expérience. La section d'entrée du tuyau corrugué

est reliée à une chambre tranquillisante de dimensions $300 \times 100 \text{ mm}^2$ avec des parois absorbantes. Le rôle de cette chambre tranquillisante est d'introduire un changement brutal de section de la voie d'écoulement conduisant d'une part à la déstabilisation de l'écoulement et d'autre part à une condition aux limites acoustique de Dirichlet approchée. L'ensemble du domaine est maillé avec une grille à pas constant de $50 \mu\text{m}$. Les conditions aux limites sur les parois sont obtenues par la procédure de "bounce-back". A l'entrée du domaine, un écoulement turbulent avec un profil de vitesse en loi de puissance $1/7$ est utilisé. A la sortie, une condition de densité constante est imposée, elle s'écrit $\rho = 1$ sous la forme adimensionnelle et assure des conditions aux limites acoustiques de Dirichlet.

Les conditions d'écoulement sont simulées pendant $0.6s$ pour six vitesses de référence U_s entre 5.7 et 38 m.s^{-1} (Tableau 2) correspondant à des nombres de Reynolds $Re_s = U_s \cdot D / \nu$ entre 2200 et 34000 environ. Ces vitesses de référence sont les vitesses moyennes calculées sur l'axe sur les $3/4$ aval du tuyau corrugué. L'analyse des résultats porte sur la dernière moitié du temps de calcul ($0.3s$ environ).

Tableau 2 – Paramètres LBM

Cas	$\Delta t \cdot 10^7$ (s)	$\nu \cdot 10^5$ ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	U_s ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Re_s
LBM1.5	1.26	5.00	5.7	2280
LBM2.5	2.10	3.33	9.6	5760
LBM3.75	3.16	2.86	14.3	10010
LBM5.0	4.21	2.50	18.8	15040
LBM7.5	6.31	2.22	28.7	25830
LBM10	8.42	2.22	38.0	34200

4 Résultats

4.1 Analyse de l'écoulement

L'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe du tuyau corrugué est donnée pour toutes les conditions calculées sur la Figure 3(a). Un zoom sur les premiers centimètres au niveau de la cavité 1 située à l'entrée (Figure 3(b)) montre le bon accord entre les mesures PIV réalisées pour plusieurs vitesses d'écoulement et les simulations LBM pour la quantification de l'accélération de l'écoulement au niveau de la vena contracta.

Lorsque la vitesse d'écoulement augmente, des modes acoustiques successifs de la conduite apparaissent. Les analyses spectrales de la composante longitudinale de vitesse V_x et de la pression acoustique P relevées sur l'axe, au milieu du tuyau ($X/L = 0.5$, Figure 4) sont présentées pour le cas LBM7.5. Pour cette condition d'écoulement, la représentation de l'écart-type de pression acoustique P_{rms} montre que le mode 10 est prédominant et qu'en cette position dans le tuyau corrugué, le niveau acoustique se trouve sur un noeud de pression acoustique (Figure 5). Par conséquent, c'est le spectre de vitesse qui indique

le plus clairement la fréquence du mode prédominant. Les fréquences des modes acoustiques observées sur les simulations d'écoulement sont en accord avec les fréquences propres expérimentales (Figure 6), elles-mêmes en accord avec les fréquences théoriques d'une conduite ouverte : $f_{th_n} = nc_{eff}/2L$ où la vitesse efficace du son utilisée pour cette identification modale, $c_{eff} = 299 \text{ ms}^{-1}$ avait été déterminée expérimentalement [1]. Les comparaisons entre les niveaux acoustiques mesurés et simulés sont présentés sur la figure 7 en fonction du nombre de Mach de l'écoulement. La courbe noire indique le niveau acoustique total mesuré tandis que les triangles correspondent au niveau acoustique associé au mode prédominant. Pour les simulations, les courbes max et min sont les extréma de niveau de pression (P_{rms}) dans la conduite, déduites de la figure 5. Les niveaux prédits par la simulation sont plus élevés (+20dB) que les niveaux mesurés. Plusieurs raisons peuvent expliquer cet écart, la première est que le modèle numérique est un modèle à deux dimensions, la seconde raison réside certainement dans le fait que l'atténuation dans la simulation numérique n'est pas identique à celle de l'expérience. Dans l'expérience, l'atténuation est dans le fluide (viscosité de l'air) mais surtout dans les conditions aux limites (les vibrations des parois et le rayonnement acoustique aux extrémités du tuyau). Dans la simulation numérique la dissipation est uniquement située dans le fluide (viscosité). Cependant, même s'il se produit à des niveaux plus importants, la simulation numérique reproduit le phénomène de sifflement du tuyau. On observe une dynamique comparable en fonction du nombre de Mach avec une amplification à $Mach = 0.03$ et un plateau de saturation au delà de $Mach = 0.04$.

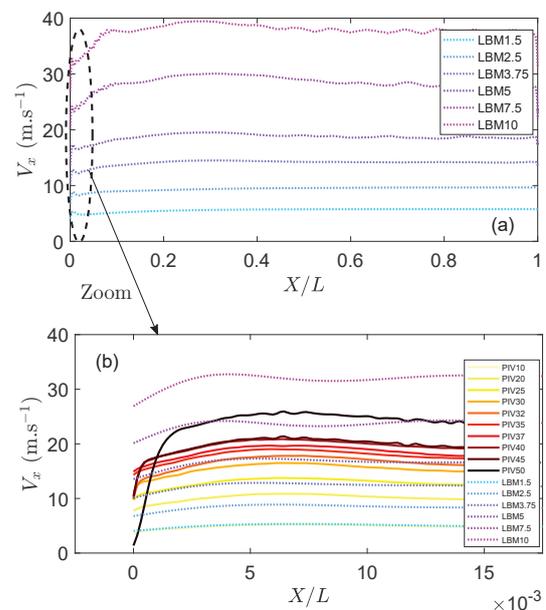


FIGURE 3 – Evolution de la vitesse moyenne sur l'axe du tuyau corrugué, (a) le long du tube (LBM), (b) Comparaison PIV/LBM de la vitesse au centre de la vena contracta près de la cavité 1 d'entrée.

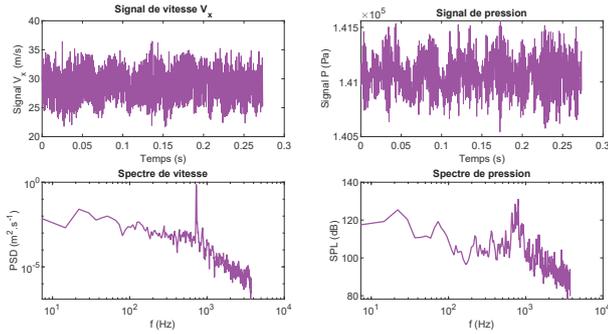


FIGURE 4 – Séries temporelles et analyses spectrales des signaux de vitesse V_x et de pression, sur l'axe, à $X/L = 0.5$, pour $U_s = 28.7 \text{ m.s}^{-1}$.

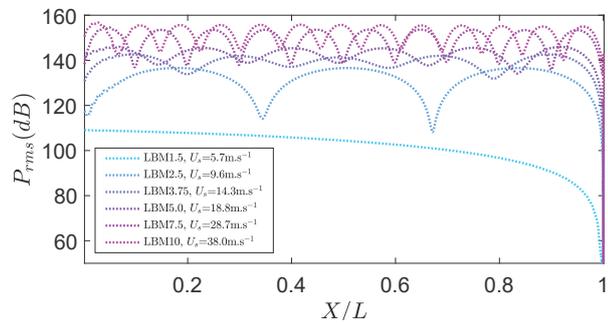


FIGURE 5 – Evolution de l'écart-type de pression acoustique sur l'axe du tuyau corrugué.

4.2 Calcul de la vitesse acoustique

Le calcul de la vitesse acoustique dans le domaine de calcul se fait par l'intégration de l'équation d'Euler linéarisée. Dans un champ acoustique la pression acoustique P et la vitesse acoustique \vec{v}_a sont liés par :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_a}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}} P = 0 \quad (6)$$

Dans notre cas la pression acoustique P est calculée par la LBM, elle est reliée à la fluctuation de la densité du fluide par :

$$P(t) = (\rho(t) - \rho_0) c_s^2 \quad (7)$$

$\rho(t)$ est donné par l'équation 3, $\rho_0 = 1.2 \text{ Kg.m}^{-3}$ est la densité du fluide à l'équilibre. L'intégration temporelle de 6 conduit à :

$$\vec{v}_a(t) = \vec{v}_a(0) - \frac{1}{\rho_0} \int_0^t \overrightarrow{\text{grad}} P dt \quad (8)$$

Afin de s'affranchir de la composante continue $\vec{v}_a(0)$ qui est inconnue on calcule les composantes de la vitesse

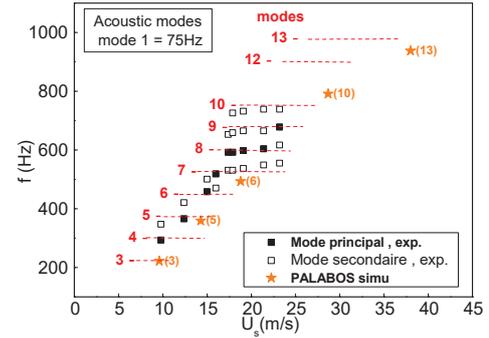


FIGURE 6 – Modes acoustiques.

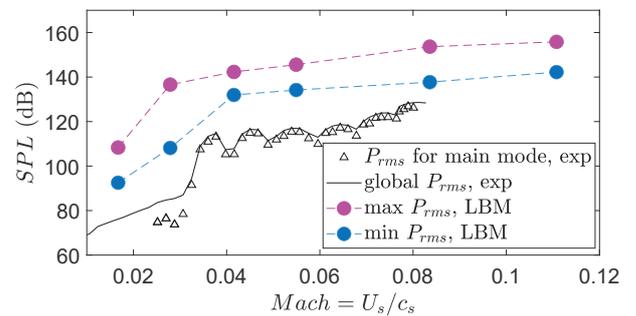


FIGURE 7 – Niveaux acoustiques.

acoustique \vec{v}_a qui sont dans le domaine fréquentiel du mode acoustique principal f_0 du domaine de propagation (figure 4). Pour cela nous commençons par chercher la fréquence f_0 du mode acoustique qui prédomine dans le domaine de propagation, puis nous faisons un filtrage en bande étroite de la vitesse $\vec{v}_a(t)$ autour de f_0 . On utilise les fonctions de filtrage numérique de Matlab qui permettent de réaliser un filtrage avec un déphasage nul (un déphasage faible).

Les vitesses acoustiques sont présentées sur les figures 10 et 13 à la date $t = 0.1 \text{ s}$ après le temps d'initialisation de l'écoulement, dans les cavités 1-2 situées à l'entrée et 50-51 situées au milieu du tuyau ($X/L = 0.5$), pour le cas *LBM5.0* du tableau 2. Les fortes amplitudes de vitesse acoustiques sur la figure 10 sont localisées dans la zone frontière entre la vena contracta et l'ouverture de la cavité 1. Pour les cavités 50-51, on note de fortes amplitudes de vitesse acoustique au droit des corrugations, par conservation du débit acoustique de l'onde plane au changement de section. Dans tous les cas, les amplitudes maximales sont observées sur les angles des corrugations. Pour la condition d'écoulement *LBM5.0*, la figure 5 indique que la cavité 50 est située sur un noeud de pression acoustique et donc un maximum du mode de vitesse acoustique, ce qui est aussi le cas de la cavité 1 puisque située à l'entrée du tuyau (condition de Dirichlet en pression). On peut donc comparer les amplitudes des vitesses acoustiques 10 et 13 et noter que pour la cavité 1, l'amplitude est au moins trois fois plus forte que pour la

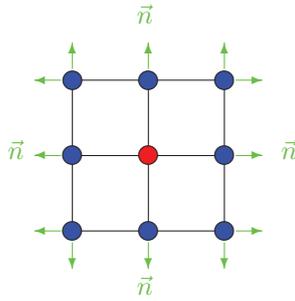


FIGURE 8 – Cellule 2x2 de calcul de puissance acoustique.

cavité 50.

4.3 Puissance acoustique

Deux méthodes d'évaluation de la puissance acoustique dans l'écoulement sont comparées. Dans la première la puissance acoustique \mathcal{P} est calculée par l'intégration de l'intensité acoustique normale $P \vec{v}_a \cdot \vec{n}$ sur le contour σ d'un domaine carré composé de 2x2 cellules du réseau (Figure 8) où \vec{n} est la normale dirigée vers l'extérieur du domaine :

$$\mathcal{P} = \int_{\sigma} P \vec{v}_a \cdot \vec{n} dl \quad (9)$$

Les résultats de cette première approche sont présentés sur les figures 10 et 13.

Le second modèle pour la puissance acoustique est issu de la littérature, Howe [8] propose d'estimer la densité de puissance acoustique par l'expression suivante :

$$\mathcal{P}_H = -\rho_0 \left(\vec{\Omega} \times \vec{U} \right) \cdot \vec{v}_a \quad (10)$$

où $\vec{\Omega}$ est la vorticité, \vec{U} la vitesse du fluide et \vec{v}_a la vitesse acoustique.

Les résultats de cette deuxième approche sont présentés sur les figures 11 et 14.

Pour les deux approches, on observe que les cavités 1 et 2 ne contribuent pas à la puissance acoustique. Ce sont les régions situées dans l'écoulement cisaillé au-dessus des corrugations qui participe à la production de la puissance acoustique. La première méthode fait apparaître une production importante de puissance acoustique \mathcal{P} à la frontière de la vena contracta et sur les angles des corrugations. Pour la deuxième méthode (Howe) la production de puissance acoustique \mathcal{P}_H se situe essentiellement dans les structures tourbillonnaires convectées par l'écoulement. Ce modèle met moins en évidence la contribution de sources localisées en paroi. A l'instant présenté, le niveau prédit par la première méthode est d'un ordre de grandeur supérieur à celui calculé par la deuxième.

5 Conclusion

Dans cette étude, une expérience de tuyau chantant est comparée à une simulation numérique par la méthode Lattice-Boltzmann. Les comparaisons avec l'expérience ont permis d'évaluer la capacité de la simulation numérique à prédire l'évolution de l'écoulement. Afin de localiser les sources acoustiques dans le tuyau corrugué, la puissance acoustique instantanée est calculée dans deux régions : celle de la première cavité à l'entrée du tuyau et celle de cavités situées au milieu du tuyau. Deux méthodes de calcul de la puissance acoustiques sont comparées : l'intégration de l'intensité acoustique sur un contour fermé par la formule 10 et le modèle proposé par Howe [8]. Ces deux modèles donnent des résultats qualitativement similaires : les sources acoustiques sont dans l'écoulement cisaillé qui se développe au-dessus des corrugations et la région situées à l'entrée du tuyau participe plus à la production de la puissance acoustique que la région située au milieu tuyau. Cette analyse, basée ici sur la puissance acoustique à une date, doit être approfondie pour mieux préciser les régions qui participent au bruit dans un tuyau chantant.

Remerciements

Centre de Calcul Intensif d'Aix-Marseille is acknowledged for granting access to its high performance computing resources.

Références

- [1] M. Amielh, Y. Jiang, F. Anselmet, U. Kristiansen, P. O. Mattei, D. Mazzoni, and C. Pinhède, *Aeroacoustic source analysis in a corrugated flow pipe using low-frequency mitigation*, Journal of Turbulence, **15**, 10, 650-676 (2014).
- [2] G. Galeron, M. Amielh, and P. O. Mattei, *Characterization of acoustic sources in a corrugated pipe flow with linear stochastic estimation*, Journal of the Acoustical Society of America, **150**, 6, 4268-4282 (2021).
- [3] J. M. Buick, C. A. Greated, and D. M. Campbell, *Lattice BGK simulation of sound waves*. Enophys. Lett., **43**, 3, 235-240 (1998).
- [4] H. Xu, P. Sagaut. *Optimal low-dispersion low-dissipation LBM schemes for computational aeroacoustics*, Journal of Comp. Phys., **230**, 5353-5382 (2011).
- [5] D. O. Martinez, W. H. Matthaeus, S. Chen, D. C. Montgomery, *Comparison of spectral method and lattice Boltzmann simulations of two-dimensional hydrodynamics*, Phys. Fluids 6, 1285 (1994).
- [6] Y. Qian, D. D'Humieres, P. Lallemand, *Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation*, Europhys. Lett., **17**, 6, 479-484 (1992).
- [7] G. Nakiboglu, *Aeroacoustics of corrugated pipes*, Ph.D. dissertation, Department of Applied Physics, Eindhoven University of Technology, the Netherlands, (2012)
- [8] M. S. Howe, *The dissipation of sound at an edge*, J. Sound Vib., **70**, 407-411 (1980).

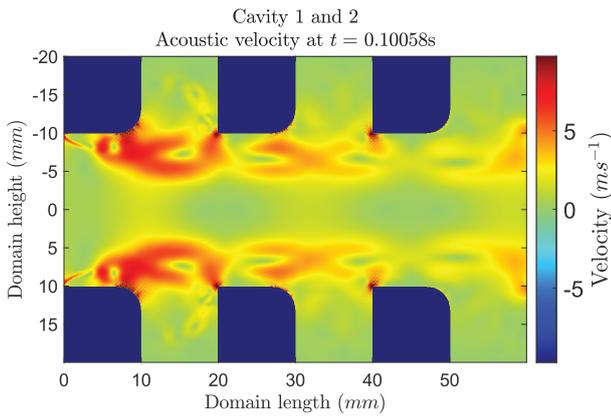


FIGURE 9 – Vitesse acoustique, cavités 1 et 2.

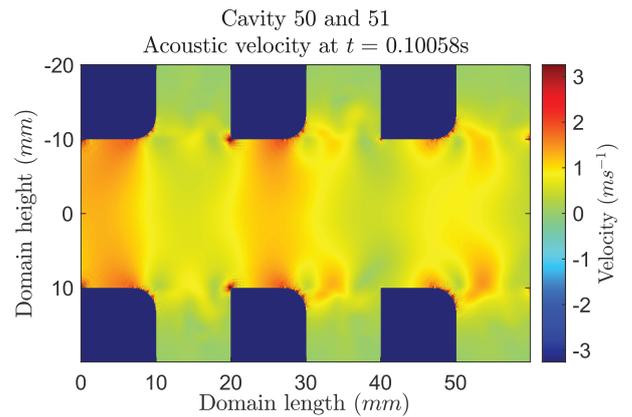


FIGURE 12 – Vitesse acoustique, cavités 50 et 51.

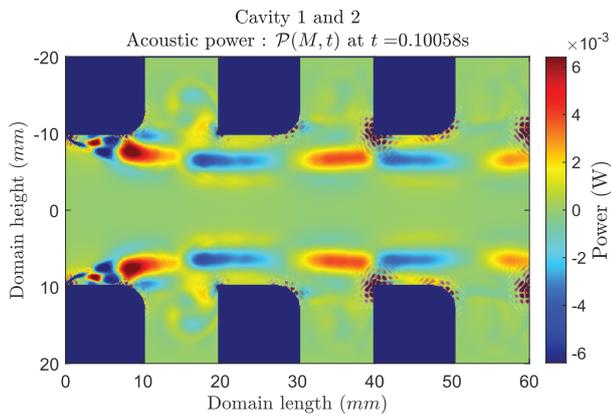


FIGURE 10 – Puissance acoustique, cavités 1 et 2.

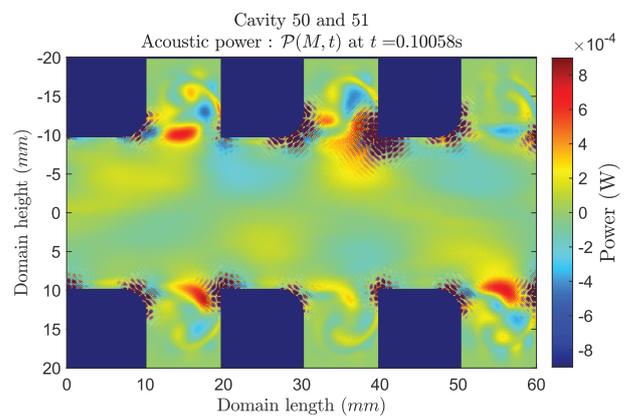


FIGURE 13 – Puissance acoustique, cavités 50 et 51.

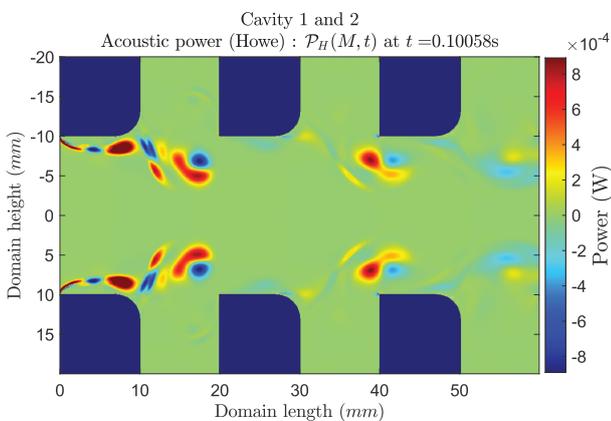


FIGURE 11 – Puissance acoustique, cavités 1 et 2.

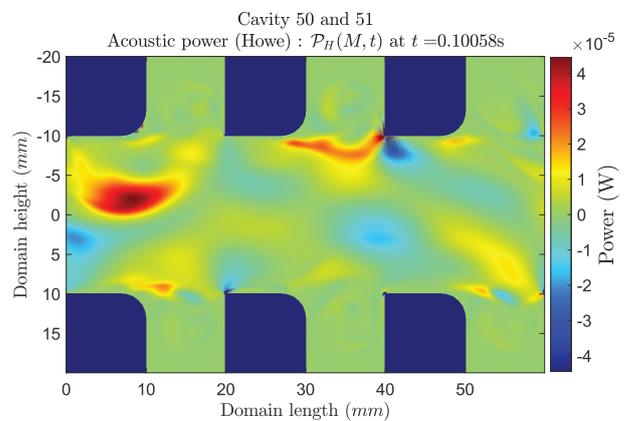


FIGURE 14 – Puissance acoustique, cavités 50 et 51.