

Simulation des champs aérodynamiques et acoustiques de jets à un nombre de Mach de 0.9 impactant une plaque trouée

M. Varé^a, C. Bogey^b

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique,
UMR CNRS 5509,
École Centrale de Lyon, 69134 Écully Cedex, France
a. mathieu.vare@ec-lyon.fr, b. christophe.bogey@ec-lyon.fr

Résumé :

Des jets à un nombre de Mach de 0.9 impactant une plaque située à une distance $L = 6r_0$, où r_0 est le rayon des jets, sont simulés. Dans un premier cas, la plaque est pleine, tandis que dans trois autres cas, elle est percée d'un trou de diamètre $d = 2r_0, 3r_0$ et $4.4r_0$. Les champs aérodynamiques et acoustiques des jets sont comparés afin d'étudier l'effet du trou sur les niveaux acoustiques et sur la boucle de rétroaction qui s'établit entre la plaque et la buse. En particulier, la fréquence de la boucle de rétroaction est la même dans les quatre cas, mais les niveaux acoustiques rayonnés diminuent lorsque le diamètre du trou augmente.

Abstract :

Jets at a Mach number of 0.9 impinging on a plate located at a distance $L = 6r_0$ where r_0 is the jet radius, are simulated. In three cases, the plate has a hole of diameter $d = 2r_0, 3r_0$ and $4.4r_0$ whereas in one other case, it has not. The jet aerodynamic and acoustic fields are compared in order to study the effects of the hole on the acoustic levels and on the feedback loop establishing between the plate and the nozzle. In particular, the feedback frequency is the same in the four cases, but the acoustic levels are reduced when the hole diameter increases.

Mots clefs : Aéroacoustique, jet impactant, rétroaction, simulation

Introduction

Le comportement aérodynamique et acoustique de jets impactant une plaque trouée a été étudié expérimentalement par Umeda *et al.* [1]. Ces auteurs ont mis en évidence l'établissement d'une boucle de rétroaction entre les lèvres de la buse et la plaque, qui est à l'origine de fréquences tonales dans le spectre acoustique. Cette boucle de rétroaction est similaire à celle s'établissant dans le cas de jets impactant une plaque pleine, comme étudié par Ho et Nosseir [2]. Ce mécanisme de rétroaction se décompose en deux étapes. Lors de la première, les structures turbulentes de la couche de mélange du jet sont convectées jusqu'à la paroi. Leur impact sur la paroi crée des ondes acoustiques qui se propagent vers la buse lors

de la seconde étape du mécanisme. Lorsque ces ondes atteignent les lèvres de la buse, elles excitent la couche de mélange du jet, ce qui conduit au développement de nouvelles structures turbulentes. De cette manière, la période du cycle de la boucle de rétroaction T peut se calculer par la relation suivante :

$$T = \frac{L}{u_c} + \frac{L}{c_0} \quad (1)$$

où L est la distance entre la plaque et la buse, u_c la vitesse de convection des structures turbulentes et c_0 la célérité du son. Les fréquences tonales peuvent alors être calculées à partir de la relation :

$$f = \frac{nu_c}{L(1 + M_c)} \quad (2)$$

où $M_c = u_c/c_0$ est le nombre de Mach de convection et n est l'ordre du mode de rétroaction.

Toutefois, dans le cas d'une plaque trouée, les effets du trou sur la boucle de rétroaction ont fait l'objet de peu de recherches. Les objectifs de cette étude sont donc d'analyser ces effets en comparant les champs aérodynamiques et acoustiques de jets impactant une plaque trouée à ceux d'un jet libre et d'un jet impactant une plaque pleine aux mêmes nombres de Mach et de Reynolds. Pour cela, des simulations de trois jets impactant une plaque trouée et d'un jet impactant une plaque pleine sont réalisées. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de l'étude d'un jet libre [3].

Paramètres

Les quatre jets simulés ont un nombre de Mach $M = u_j/c_0$ de 0.9 et un nombre de Reynolds $Re_D = u_j D/\nu$ de 10^5 , où u_j est la vitesse du jet, D son diamètre et ν sa viscosité cinématique, afin de se comparer au jet libre étudié dans de précédents travaux [3]. Ils sont issus d'une buse cylindrique de rayon r_0 . À l'intérieur de la buse, le profil de vitesse est un profil de Blasius avec des couches limites d'épaisseur $\delta = 0.15r_0$. Des anneaux tourbillonnaires non corrélés dans la direction azimutale sont ajoutés à $z = -r_0$ dans la couche limite afin d'obtenir des niveaux significatifs de fluctuations turbulentes en sortie de buse. Les jets simulés impactent une plaque située à une distance $L = 6r_0$, où r_0 est le rayon du jet, ce qui correspond à une distance pour laquelle Umeda *et al.* [1] ont observé l'établissement d'une boucle de rétroaction. Quatre diamètres d du trou ont été considérés, à savoir $d = 0$, $d = 2r_0$, $d = 3r_0$ et $d = 4.4r_0$.

Au cours des simulations, les équations de Navier-Stokes instationnaires et compressibles en trois dimensions sont résolues en coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Le schéma d'intégration temporelle utilisé est un schéma de Runge-Kutta à six étapes d'ordre deux [4]. Les dérivées spatiales sont calculées à l'aide de schémas aux différences finies d'ordre quatre à faible dissipation et à faible dispersion développés par Bogey et Bailly [4]. À la fin de chaque itération temporelle, un filtre sélectif d'ordre six est appliqué dans le but de supprimer les oscillations maille à maille [5]. Ce filtre permet également de dissiper l'énergie cinétique turbulente au niveau de la fréquence de coupure du maillage, agissant ainsi comme un modèle de sous-maille. En ce qui concerne les conditions aux limites, des conditions de rayonnement [6], associées à des zones éponges en sortie, sont appliquées aux frontières du maillage pour éviter les réflexions parasites. Enfin, des conditions de paroi solides et adiabatiques sont imposées au niveau de la buse et de la plaque.

Les paramètres des maillages utilisés pour les simulations sont résumés dans la table 2. Le domaine de calcul s'étend jusqu'en $r = 15r_0$ dans la direction radiale et de $-10r_0$ à $40r_0$ dans la direction axiale. Les maillages contiennent 540 millions ou 1.4 milliard de points. Dans la direction axiale, la taille de maille est minimale en sortie de buse et au niveau de la plaque afin de discrétiser les plus petites structures turbulentes. Elle vaut alors $\Delta z/r_0 = 0.72\%$. Dans la direction azimutale, les maillages sont uniformes. Enfin, dans la direction radiale, la taille de maille minimale est égale à $\Delta r/r_0 = 0.36\%$. Elle est située au niveau des couches de mélange du jet en $r = r_0$.

	n_r	n_θ	n_z	nombre de points
plaque pleine	559	1024	940	540×10^6
plaque trouée	559	1024	2430	1.4×10^9

TABLE 1 – Paramètres des maillages : nombre de points n_r , n_θ et n_z dans les directions radiale, azimutale et axiale.

Résultats

Des représentations instantanées des champs de vorticité et de pression fluctuante dans le plan (z, r) obtenus pour les quatre jets sont présentées sur la figure 1, où la pression fluctuante est calculée par rapport à la pression ambiante.

Sur la figure 1(a), lorsque le jet impacte une plaque pleine, un écoulement de paroi radial est crée. L'impact du jet génère des ondes acoustiques intenses, visibles sur le champ de pression. Une première estimation de la fréquence f de ces ondes acoustiques est obtenue à partir de leur longueur d'onde $\lambda = c_0/f$ observée. Cette fréquence correspond à un nombre de Strouhal $St_D = fD/u_j$ de 0.37, ce qui est proche de la valeur $St_D = 0.41$ donnée par la relation (2) pour $n = 3$ et $u_c = (2/3)u_j$. La proximité de ces deux nombres de Strouhal indique l'établissement d'une boucle de rétroaction. Par ailleurs, le champ de pression est axisymétrique, ce qui est en accord avec le modèle de prédiction des modes de rétroaction développé par Tam et Ahuja [7]. La différence entre la fréquence mesurée et la fréquence calculée par la relation (2) peut s'expliquer par deux raisons. La première est que la fréquence des ondes acoustiques est déterminée ici de manière assez grossière. Une estimation plus fine nécessiterait de tracer les spectres acoustiques pour déterminer la fréquence de rétroaction. La seconde raison est le fait que la valeur de la vitesse de convection u_c utilisée dans la relation (2) est également une valeur approchée. Pour plus de précision, il faut donc connaître très exactement cette vitesse de convection. Néanmoins, les calculs présentés ici ne sont pas encore assez convergés temporellement pour pouvoir tracer des spectres acoustiques ou estimer des vitesses de convection.

De même que pour le jet impactant la plaque pleine, une boucle de rétroaction s'établit dans le cas des jets impactant une plaque trouée pour les deux diamètres du trou les plus faibles, comme le montrent les champs de pression en amont de la plaque sur les figures 1(b) et 1(c). Le nombre de Strouhal basé sur la fréquence de rétroaction a été estimé de la même manière que précédemment pour ces deux jets et vaut 0.37 dans les deux cas. La présence du trou affecte donc peu la fréquence de cette rétroaction. Cependant, les niveaux acoustiques sont plus faibles quand le diamètre du trou augmente. En outre, un rayonnement acoustique périodique à la fréquence de rétroaction est visible en aval de la plaque. L'impact des structures turbulentes sur les bords du trou est à l'origine de variations de débit à travers le trou à cette fréquence, ce qui est à l'origine de ce rayonnement, comme décrit par Umeda et Ishii [8].

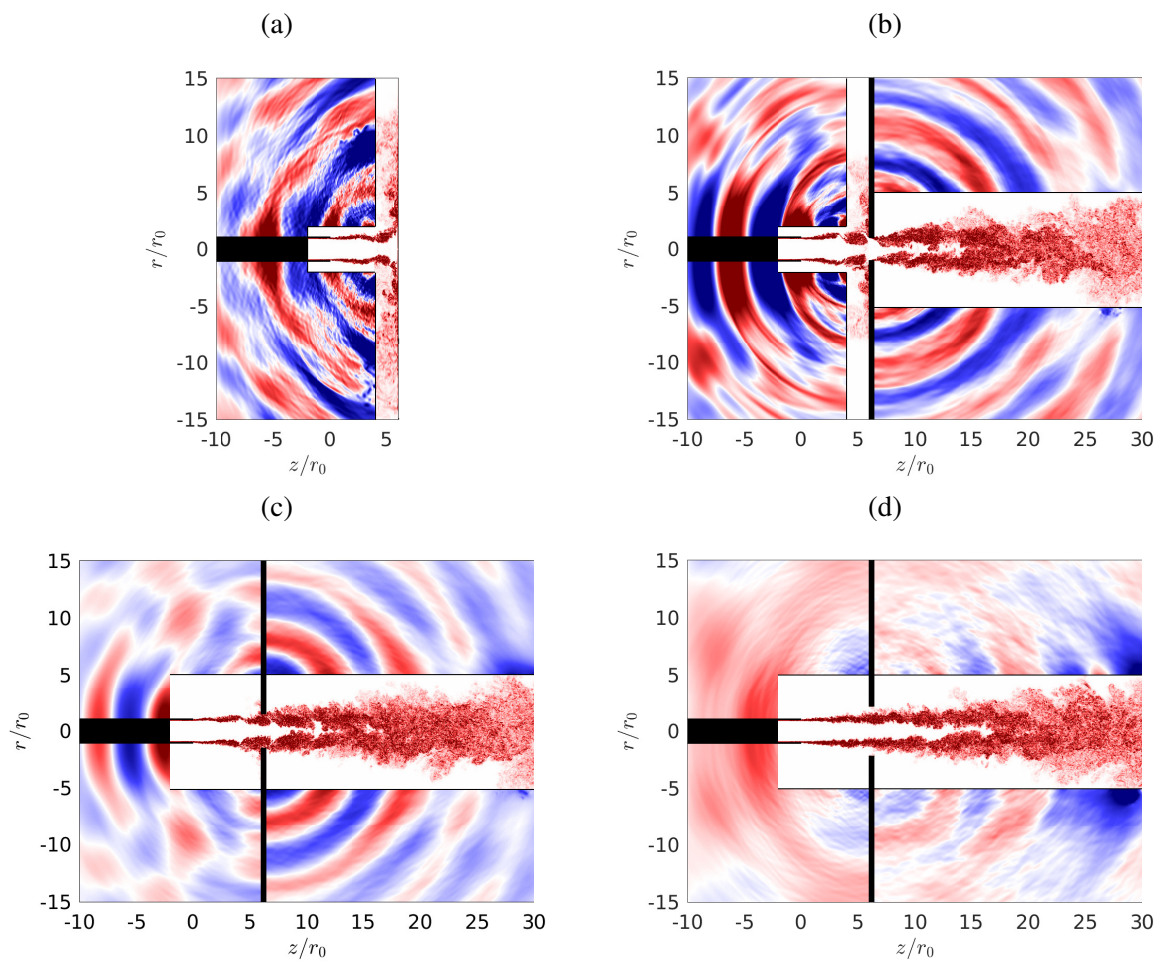


FIGURE 1 – Représentation des champs de vorticité à l’intérieur de l’écoulement et de pression fluctuante à l’extérieur pour quatre diamètres du trou : (a) $d = 0$, (b) $d = 2r_0$, (c) $d = 3r_0$, (d) $d = 4.4r_0$. L’échelle de couleur va de 0 à $7u_e/r_0$ pour la vorticité et (a), (b), (c) de -1000 à 1000 Pa ou (d) de -500 à 500 Pa (d) pour la pression.

Pour le trou de diamètre $d = 4.4r_0$ sur la figure 1(d), les niveaux acoustiques sont beaucoup plus faibles que dans les cas précédents. Dans ce cas, le champ acoustique ne présente pas de caractère périodique, ce qui indique qu'il n'y a pas d'établissement d'une boucle de rétroaction lorsque le diamètre du trou est trop grand.

Afin d'étudier les effets du trou, les niveaux d'intensité turbulente axiale $\langle u'_z u'_z \rangle^{1/2} / u_j$ en sortie de buse sont comparés à ceux du jet libre [3] sur la figure 2. Pour la plaque pleine et les diamètres $d = 2r_0$ et $d = 3r_0$, les niveaux d'intensité turbulente des jets impactant sont plus élevés que pour le jet libre. Cette augmentation de l'intensité turbulente est en accord avec l'établissement d'une boucle de rétroaction. En effet, au cours de la rétroaction, les ondes acoustiques excitent la couche de mélange. En revanche, pour le diamètre $d = 4.4r_0$, le niveau d'intensité turbulente est similaire à celui du jet libre, ce qui suggère qu'il n'y a pas d'excitation de la couche mélange par les ondes acoustiques et donc que la boucle de rétroaction ne s'établit pas.

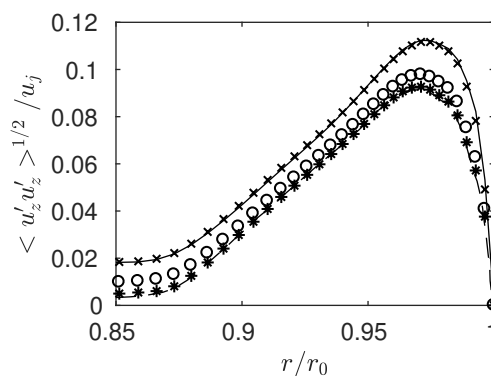


FIGURE 2 – Profil radial d'intensité turbulente axiale $\langle u'_z u'_z \rangle^{1/2} / u_j$ en sortie de buse : — $d = 0$, \times $d = 2r_0$, \circ $d = 3r_0$, $*$ $d = 4.4r_0$, - - - jet libre [3].

Conclusion

Des simulations de trois jets impactant une plaque trouée et d'un jet impactant une plaque pleine ont été réalisées. Les résultats permettent de mettre en évidence une boucle de rétroaction aéroacoustique lorsque le diamètre du trou dans la plaque est suffisamment petit. La présence du trou dans la plaque a peu d'effet sur la fréquence de rétroaction. Néanmoins, les niveaux acoustiques sont plus faibles quand le diamètre du trou augmente. Pour étudier plus finement l'effet du trou sur ces niveaux et sur la fréquence de rétroaction, il serait intéressant de tracer des spectres acoustiques. De plus, il serait pertinent de déterminer les vitesses de convection des structures turbulentes pour chaque cas afin de se comparer plus précisément aux fréquences de rétroaction prédites par le modèle existant [2]. Les propriétés des boucles de rétroaction seront présentées plus en détail lors de la conférence.

Remerciements

Ces travaux ont été réalisés grâce au financement d'ArianeGroup et de la Direction Générale de l'Armement (DGA). Ce travail a bénéficié de l'accès aux ressources de calcul de la Fédération Lyonnaise de Modélisation et Sciences Numériques (FLMSN), partenaire de l'EQUIPEX EQUIP@MESO, et des ressources de l'IDRIS (Institut du Développement et des Ressources en Informatique Scientifique) sous l'allocation 2018-2a0204 faite par GENCI (Grand Equipement National de Calcul Intensif). Ce travail

a été réalisé au sein du LABEX CeLyA (ANR-10-LABX-0060) de l'Université de Lyon, dans le cadre du programme « Investissements d'Avenir » (ANR-16-IDEX-0005) de l'Etat Français, géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR).

Références

- [1] Y. Umeda, H. Maeda, R. Ishii, Hole tone generated from almost choked jets, *AIAA journal*, 26 (9) 1036–1066,1988.
- [2] C.M. Ho, N.S. Nosseir Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon., *Journal of Fluid Mechanics*, 105 :119-142,1981
- [3] C. Bogey, Grid sensitivity of flow field and noise of high-Reynolds-number jets computed by large-eddy simulation, *International Journal of Aeroacoustics*, 17 (4-5) : 399-424, 2018.
- [4] C. Bogey, C. Bailly, A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations, *Journal of Computational physics*, 194 (1) : 194-214, 2004.
- [5] C. Bogey, N. de Cacqueray, C. Bailly, A shock-capturing methodology based on adaptative spatial filtering for high-order non-linear computations, *Journal of Computational physics*, 228 : 1447-1465,2009.
- [6] C. Bogey, C. Bailly, Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations : far field formulation and validation test cases, *Acta Acustica United with Acustica*, 2002.
- [7] C.K.W. Tam, K.K Ahuja, Theoretical model of discrete tone generation by impinging jets, *Journal of Fluid Mechanics*, 214 :67-87,1990.
- [8] Y.Umeda, R.Ishii, Hole tone generation from highly choked jets, *The Journal of Acoustical Society of America*, 94(2) :1058-1066,1993.