

# Simulation numérique du rayonnement acoustique de jets ronds supersoniques impactant une paroi

R. Gojon<sup>a</sup>, C. Bogey<sup>b</sup>

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique,  
UMR CNRS 5509,  
Ecole Centrale de Lyon, 69134 Ecully Cedex, France  
a. romain.gojon@ec-lyon.fr, b. christophe.bogey@ec-lyon.fr

## Résumé

*Des simulations numériques de quatre jets ronds supersoniques sous-détendus ont été réalisées. Les quatre jets impactent une paroi avec un angle normal, située à une distance comprise entre  $L = 4.16r_0$  et  $L = 9.32r_0$  des lèvres de la buse, où  $r_0$  est le rayon de la buse. Des champs moyens et instantanés de vitesse, densité et pression sont présentés, et les propriétés aéroacoustiques des jets sont étudiées.*

## Abstract

*Four supersonic round underexpanded jets have been simulated. The four jets impinge on a flat plate, located from  $L = 4.16r_0$  to  $L = 9.32r_0$  downstream from the nozzle lips, where  $r_0$  is the radius of the nozzle. Snapshots and mean flow fields are shown and the aeroacoustic properties of these jets are studied.*

**Mots clefs : jet supersonique, aéroacoustique, simulation**

## 1 Introduction

Le comportement oscillatoire des jets ronds subsoniques impactant une paroi avec un angle normal a été examiné par Ho et Nosseir [1] dans les années 80. Ces auteurs ont identifié une boucle de rétroaction aéroacoustique entre les lèvres de la buse et la paroi. Plus tard, des jets supersoniques ronds impactant une paroi ont été étudiés par Krothapalli *et al.* [2] et Henderson *et al.* [3]. Des résultats similaires ont alors été observés. Les mécanismes exacts de cette rétroaction ne sont cependant pas encore bien compris. La réalisation d'*expériences numériques* est par conséquent un moyen de mieux comprendre la physique de ces phénomènes. Dans cette étude, des simulations numériques de quatre jets ronds supersoniques sous-détendus impactant une paroi sont alors réalisées.

## 2 Paramètres

Les quatre jets ont un taux de détente  $NPR = P_r/P_{amb}$  de 4.03, où  $P_r$  est la pression de réservoir et  $P_{amb}$  est la pression ambiante. Le nombre de Mach parfaitement détendu est de  $\mathcal{M}_j = 1.56$ . Le diamètre

de la buse est choisi égal à  $D = 2\text{mm}$  afin d'obtenir un nombre de Reynolds de  $Re_D = u_e D / \nu = 5 \times 10^4$ . La paroi est située à des distances  $L/r_0$  de 4.16, 5.6, 7.3 et 9.32. Ces jets sont appelés JetL4, JetL5, JetL7 et JetL9. Les paramètres de cette étude sont similaires à l'étude expérimentale de Henderson *et al.* [3], et sont donnés dans la table 1.

	$\mathcal{M}_j$	$Re_D$	$L$
JetL4	1.56	$5 \times 10^4$	$4.16r_0$
JetL5	1.56	$5 \times 10^4$	$5.6r_0$
JetL7	1.56	$5 \times 10^4$	$7.3r_0$
JetL9	1.56	$5 \times 10^4$	$9.32r_0$

TABLE 1 – Paramètres des jets : nombre de Mach parfaitement détendu  $\mathcal{M}_j$ , nombre de Reynolds  $Re_D = u_e D / \nu$ , et distance entre les lèvres de la buse et la paroi  $L$ .

Les simulations sont réalisées en résolvant les équations de Navier-Stokes instationnaires compressibles dans un système de coordonnées cylindriques à l'aide d'une simulation des grandes échelles. L'intégration temporelle est effectuée par un algorithme de Runge-Kutta à six étapes et les dérivées spatiales sont calculées à l'aide d'un schéma aux différences finies centrées sur onze points à faible dispersion [4]. Un filtrage sélectif sur onze points d'ordre six [4] est appliqué à la fin de chaque itération afin de supprimer les oscillations maille à maille. Une procédure de capture de choc [5] est aussi utilisée. Des conditions de rayonnement [8] et une zone éponge sont implémentées sur les frontières latérales et en amont. Enfin, des conditions de parois solides sont imposées dans la buse et au niveau de la paroi.

	$n_r$	$n_\theta$	$n_z$	nombre de points
JetL4	500	512	668	$170 \times 10^6$
JetL5	500	512	764	$195 \times 10^6$
JetL7	500	512	780	$200 \times 10^6$
JetL9	500	512	847	$215 \times 10^6$

TABLE 2 – Paramètres des maillages : nombre de points  $n_r$ ,  $n_\theta$  et  $n_z$ .

Le nombre total d'itérations temporelles est de 250000. Les maillages contiennent entre 170 et 215 millions de points, comme noté dans la table 2. Dans la direction axiale, la taille minimale des mailles est de  $\Delta z_{min}/r_0 = 0.75\%$ , et la taille maximale est de  $\Delta z_{max}/r_0 = 1.5\%$  pour JetL4 et JetL5, et de  $\Delta z_{max}/r_0 = 3\%$  pour JetL7 et JetL9. Dans la direction radiale, la taille minimale des mailles est de  $\Delta r_{min}/r_0 = 0.75\%$  et la taille maximale est de  $\Delta r_{max}/r_0 = 6\%$ . Ces valeurs permettent la propagation d'ondes acoustiques pour des nombres de Strouhal inférieurs à  $St_D = fD/u_e = 6.4$ .

### 3 Résultats

Les champs moyens de vitesse obtenus pour JetL4, JetL5, JetL7 et JetL9 dans le plan  $(z, r)$  sont représentés sur la figure 1. Les données expérimentales de Henderson *et al.* [3] y sont aussi montrées dans des rectangles noirs pour JetL4, JetL5 et JetL7. Un bon accord est obtenu pour la taille des cellules de choc. Un disque de Mach est présent en amont de la paroi pour JetL4, JetL5 et JetL9. Une zone de recirculation au sein des couches de mélange dans la région proche de la paroi est notée dans tous les cas.

Des isocontours de la densité instantanée pour JetL9 sont représentés sur la figure 2. Elles permettent de visualiser le réseau de cellules de choc présent à l'intérieur du jet au moyen d'isocontours bleus pour les densités faibles et rouges pour les densités élevés.

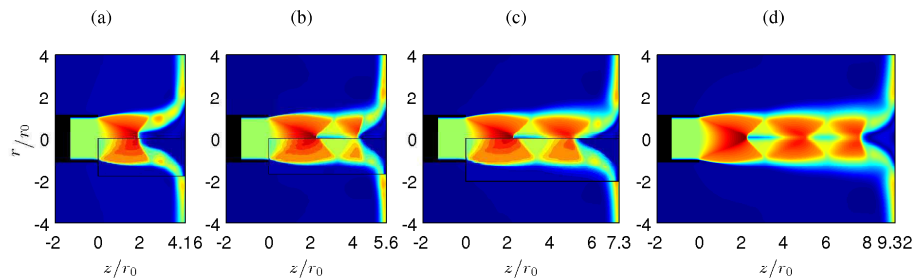


FIGURE 1 – Vitesse moyenne totale dans le plan  $(z, r)$  pour (a) JetL4, (b) JetL5, (c) JetL7 et (d) JetL9. L'échelle de couleur varie entre 0 et  $600 \text{ m.s}^{-1}$ . Les données PIV de Henderson *et al.* [3] sont montrées dans les rectangles noirs pour JetL4, JetL5 et JetL7.

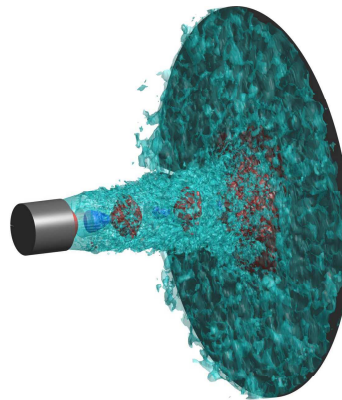


FIGURE 2 – Isocontours de densité instantanée pour JetL9.

Afin d'illustrer les structures aérodynamiques et le rayonnement acoustique des différents jets, des champs instantanés de densité et de pression fluctuante obtenus dans le plan  $(z, r)$  sont représentés sur la figure 3. Un mode axisymétrique est constaté sur la figure 3(a), pour JetL4 comme dans l'expérience de Henderson *et al.* [3]. Ce mode est due à une boucle de rétroaction aéroacoustique entre les lèvres de la buse, le disque de Mach et la paroi.

Les spectres acoustiques obtenus au point  $r = 2r_0$  and  $z = 0$  pour JetL4, JetL7 et JetL9 sont tracés sur la figure 4 en fonction du nombre de Strouhal  $St_D$ . Pour JetL4, sur la figure 4(a), la fréquence fondamentale apparaît à un nombre de Strouhal  $St_D = 0.645$ . Elle est associée au mode axisymétrique visible sur la figure 3(a). Pour JetL5 et JetL9, des fréquences fondamentales sont trouvées respectivement à  $St_D = 0.52$  et  $St_D = 0.395$  (cf figure 3(c) pour JetL9). Pour JetL7, sur la figure 4(b), enfin, aucune composante tonale n'émerge clairement. Ces résultats sont en accord avec l'étude expérimentale de Henderson *et al.* [3]. Ceux-ci constatent en effet l'établissement d'une boucle de rétroaction aéroacoustique uniquement dans le cas où un disque de Mach se forme en amont de la paroi, et notre étude montre la présence d'un disque de Mach seulement pour JetL4, JetL5 et JetL9.

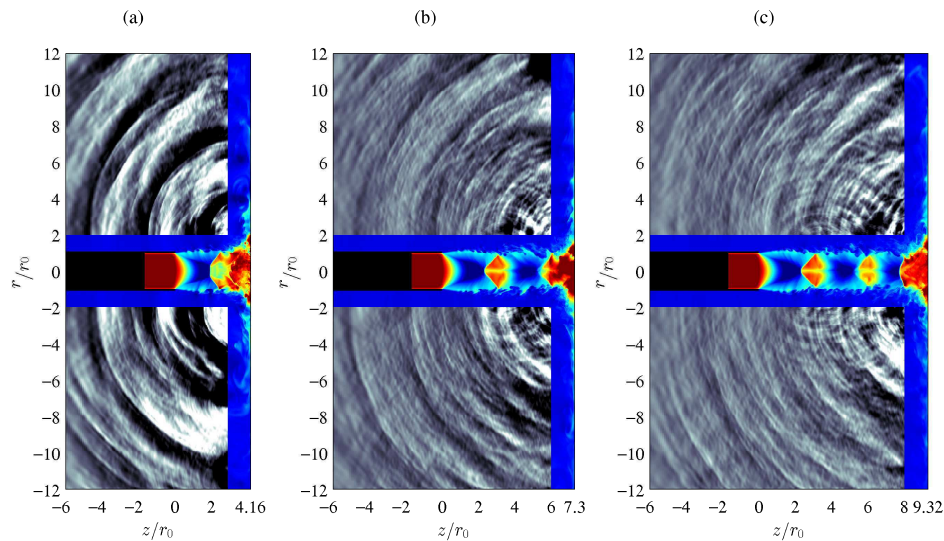


FIGURE 3 – Représentation instantanée dans le plan  $(z, r)$  de la densité dans les jets et de la pression fluctuante ailleurs pour (a) JetL4, (b) JetL7 et (c) JetL9. L'échelle de couleur varie entre 1 et  $3 \text{ kg.m}^{-3}$  pour la densité, et entre -2000 et 2000 Pa pour la pression fluctuante.

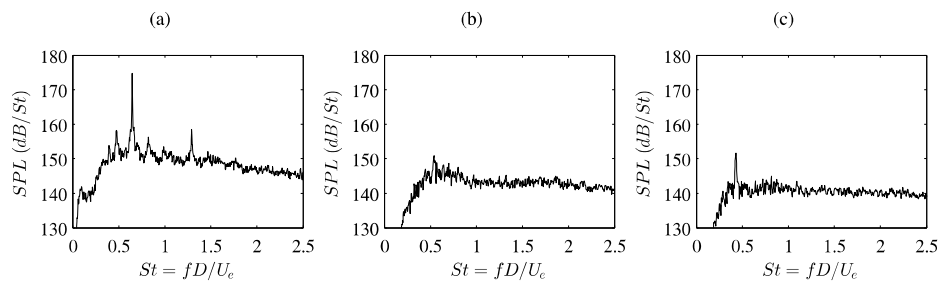


FIGURE 4 – Spectres acoustiques obtenus en  $r = 2r_0$  et  $z = 0$  pour (a) JetL4, (b) JetL7 et (c) JetL9.

## 4 Conclusion

Des simulations de quatre jets ronds supersoniques sous-détendus impactant une paroi ont été réalisées. Les résultats permettent de mettre en évidence une boucle de rétroaction aéroacoustique dans certaines configurations. Ils sont conformes aux données expérimentales de Henderson *et al.* [3].

## 5 Remerciements

Ces travaux ont été effectués à l'aide des ressources du Pôle de Calcul Hautes Performances Dédiés (P2CHPD) de la Fédération Lyonnaise de Modélisation et de Simulation Numérique. Ils ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES et de l'IDRIS au travers de l'allocation de ressources 2014-2a0204 attribuée par GENCI. Ils ont été réalisés au sein du Labex CeLyA de l'Université de Lyon, géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR-10-LABX-0060/ ANR-11-IDEX-0007).

## Références

- [1] Ho, C.M., et Nosseir, N.S., "Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon", *J. Fluid Mech.*, Vol. 105, 1981, pp. 119-142.
- [2] Krothapalli, A., Rajkuperan, E., Alvi, F., et Lourenco, L., "Flow field and noise characteristics of a supersonic impinging jet", *J. Fluid Mech.*, Vol. 392, 1999, pp. 155-181.
- [3] Henderson, B., Bridges, J., et Wernet, M., "An experimental study of the oscillatory flow structure of tone-producing supersonic impinging jets", *J. Fluid Mech.*, Vol. 542, 2005, pp. 115-126.
- [4] Bogey, C. et Bailly, C., "A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations", *J. Comput. Phys.*, Vol. 194, No. 1, 2004, pp. 194-214.
- [5] Bogey, C., de Cacqueray, N., et Bailly, C., "A shock-capturing methodology based on adaptative spatial filtering for high-order non-linear computations", *J. Comput. Phys.*, Vol. 228, 2009, pp. 1447-1465.
- [6] André, B., "Etude expérimentale de l'effet du vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus", *Phd. Thesis*, 2012, 2012-42.
- [7] Powell, A., "The sound-producing oscillations of round underexpanded jets impinging on normal plates", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 83, No. 2, 1988, pp. 515-533.
- [8] Bogey, C. et Bailly, C., "Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations : far field formulation and validation test cases", *Acta Acust. United Ac.*, Vol. 88, 2002, pp. 463-471.