



Simulation du rayonnement acoustique d'un jet plan supersonique impactant

R. Gojon, O. Marsden, C. Bogey et C. Bailly

Ecole Centrale de Lyon, Centre Acoustique - bât. KCA, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully
Cedex, France

olivier.marsden@ec-lyon.fr

Une simulation des grandes échelles est effectuée pour un jet plan supersonique impactant une paroi perpendiculaire au sens de l'écoulement. Le jet est parfaitement adapté, possède un Mach d'éjection $\mathcal{M} = 1.28$ et un nombre de Reynolds $Re_h = 65000$. Les lèvres de la buse ont une épaisseur $e = 0.5h$, où h est la hauteur de la buse, et la paroi se trouve à une distance $5.5h$ de la sortie de buse. La simulation est réalisée en résolvant les équations de Navier-Stokes 3-D instationnaires compressibles sur un maillage cartésien à pas variable composé de 75 millions de points. Les dimensions du domaine de calcul dans la direction transverse et dans l'envergure, où des conditions aux limites périodiques sont appliquées, sont respectivement de $20h$ et de $2h$. L'avancée temporelle est réalisée à l'aide d'un algorithme de Runge-Kutta, et les dérivées spatiales sont calculées à l'aide d'un schéma aux différences finies à faible dispersion. A la fin de chaque pas temporel, un filtrage sélectif et une procédure de capture de choc sont appliqués pour assurer la stabilité numérique. La structure du champ moyen de vitesse fait apparaître un réseau de trois cellules de choc. Les modes d'oscillation du jet sont ensuite étudiés, et une boucle de rétroaction aéroacoustique entre les lèvres de la buse et la paroi est mise en évidence. Le mode dominant de cette boucle de rétroaction est caractérisé. Il est sinuieux et sa fréquence associée est conforme à des résultats expérimentaux de la littérature.

1 Paramètres du jet

En sortie d'une tuyère convergente-divergente, le jet est parfaitement détendu, et possède un Mach d'éjection $\mathcal{M} = U_e/c_e = 1.28$, où U_e et c_e correspondent à la vitesse sur l'axe et à la vitesse du son. Le milieu ambiant est caractérisé par une pression $P_{amb} = 100000 Pa$ et une température $T_{amb} = 293 K$. La température d'arrêt isentropique ou température de réservoir du jet est prise égale à la température ambiante. On peut alors déterminer les paramètres d'éjection à l'aide des relations :

$$P_e = P_{amb} \quad (1)$$

$$T_e = T_{amb} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \mathcal{M}^2\right)^{-1} \quad (2)$$

$$\rho_e = \frac{P_e}{rT_e} \quad (3)$$

$$U_e = \mathcal{M} \sqrt{\gamma r T_e} \quad (4)$$

Où $\gamma = 1.4$ et $r = 287 J.kg^{-1}.K^{-1}$. Les valeurs des paramètres d'éjection sont présentées dans le Tableau 1.

TABLEAU 1 – Paramètres de sortie du jet.

pression P_e	100000 Pa
température T_e	220.7 K
densité ρ_e	$1.579 kg.m^{-3}$
vitesse U_e	$381.1 m.s^{-1}$
hauteur buse h	2 mm
épaisseur buse e	1 mm

La paroi, perpendiculaire au jet, est située à une distance $L = 5.5h$ de la sortie de buse en $x = 0$. Les paramètres du jet ont été choisis afin de se rapprocher d'une étude expérimentale portant sur un jet rectangulaire de rapport d'aspect 3, effectuée par Thurow et al. [12]. La principale différence concerne la hauteur de la buse simulée, égale à $h = 2.0 mm$ dans la simulation et à $h = 12.7 mm$ dans l'expérience tandis que le rapport $e/h = 0.5$ est

conservé. Ce choix de diminuer la hauteur de la buse, effectué afin d'assurer une bonne précision numérique, conduit à un nombre de Reynolds pour le jet simulé de $Re_h = U_e h / \nu = 65000$. A titre de comparaison, le nombre de Reynolds du jet expérimental est de $Re_h = 415000$.

2 Paramètres de la simulation

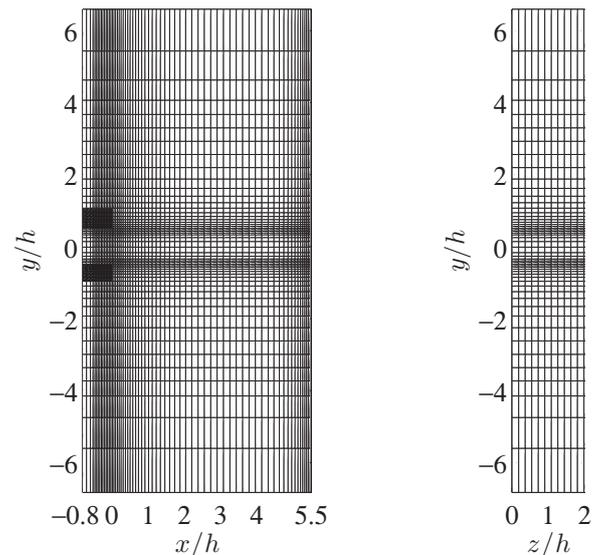


FIGURE 1 – Maillage utilisé pour la simulation. Représentation d'un point sur douze.

La simulation repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes instationnaires compressibles dans un système de coordonnées cartésiennes à l'aide d'une Simulation des Grandes Echelles (SGE ou LES en anglais). L'intégration temporelle des flux eulériens est réalisée par un algorithme de Runge-Kutta d'ordre quatre à six étapes de Berland et al. [2]. Les flux visqueux sont intégrés uniquement lors de la dernière étape de l'algorithme. Les dérivées spatiales sont calculées à l'aide d'un schéma aux différences finies sur onze points d'ordre quatre à faible dispersion [4]. Un filtrage sélectif sur onze points d'ordre six [4] est appliqué à la fin de chaque pas temporel afin de supprimer les oscillations maille à maille. La procédure de capture de choc développée par Bogey et al. [5] est implémentée afin de prévenir les oscillations de Gibbs de part et d'autre des chocs. Dans la

buse, des perturbations tourbillonnaires [6] sont ajoutées dans les couches limites. Les conditions de rayonnement de Tam & Dong [9] adaptées aux géométries 3D par Bogey & Bailly [3] et une zone éponge sont implémentées sur les frontières latérales en amont. Enfin, des conditions de parois solides pour la buse et la paroi sont mises en place. Elles reposent sur une condition imposant une vitesse nulle à la paroi, une équation de conservation de la masse et une condition d'adiabaticité reliant la masse volumique et la pression à la paroi.

La simulation est réalisée sur un maillage cartésien à pas variable, adapté à la physique du problème, dont une représentation est fournie sur la Figure 1. La troisième direction, dans le sens de l'envergure, est modélisée à l'aide de conditions aux limites périodiques, simulant ainsi un jet rectangulaire de rapport d'aspect infini. Le nombre de points du maillage est de $n_x \times n_y \times n_z = 775 \times 650 \times 150 = 75$ millions de points.

Le nombre de pas temporels effectués est de 150000 afin d'assurer la convergence des grandeurs statistiques et des spectres acoustiques.

3 Résultats

3.1 Champs instantanés

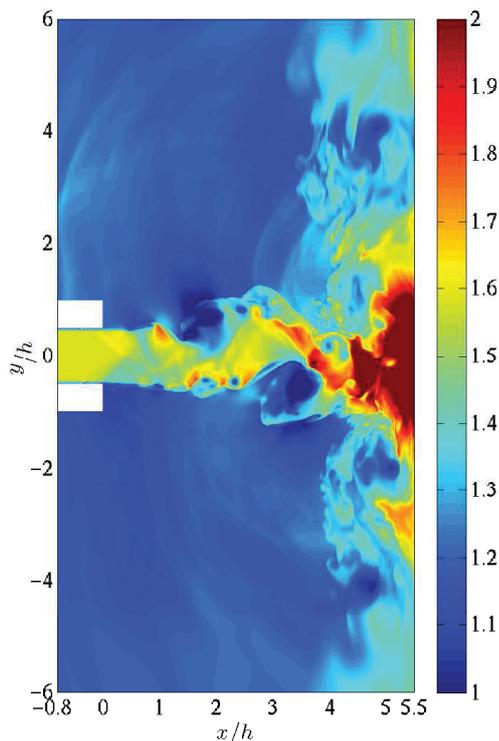


FIGURE 2 – Représentation instantanée dans le plan (x,y) de la masse volumique, en $kg.m^{-3}$.

Une représentation instantanée de la masse volumique dans le plan (x,y) est présentée sur la Figure 2. On observe des ondes acoustiques créées au niveau de la région d'impact du jet sur la paroi qui se propagent vers l'amont. Une boucle de rétroaction aéroacoustique s'établit ainsi entre les lèvres de la buse et la paroi, comme constaté par Tam & Norum [10], Norum [7] et Thurow et al. [12] dans le cas de

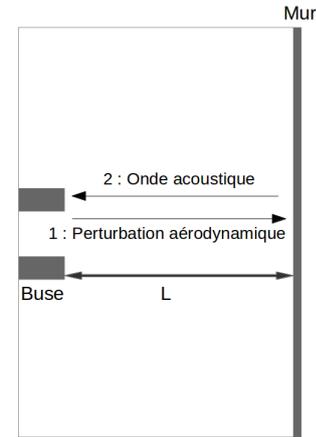


FIGURE 3 – Représentation de la boucle de rétroaction aéroacoustique.

jets supersoniques rectangulaires impactants. Cette boucle comporte plusieurs étapes. Tout d'abord, une perturbation aérodynamique de la couche de mélange vient impacter la paroi, ce qui produit une onde acoustique. Cette onde acoustique remonte en direction de la buse et vient frapper les lèvres de la buse, créant à son tour une perturbation aérodynamique dans la couche de mélange. La Figure 3 permet de visualiser ce mécanisme.

3.2 Champs moyens

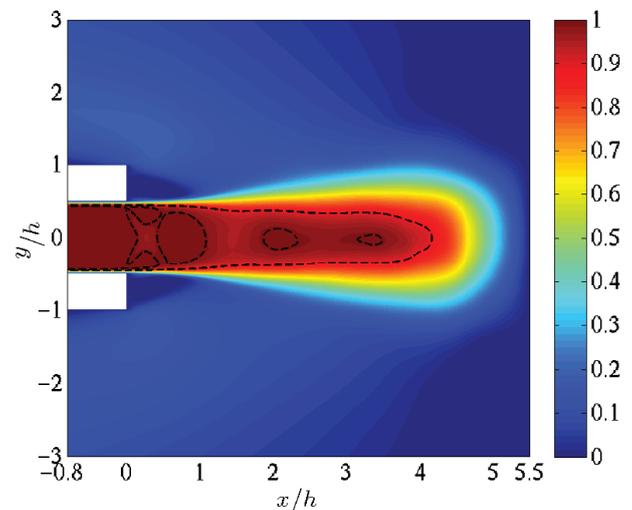


FIGURE 4 – Représentation dans le plan (x,y) de la vitesse moyenne longitudinale normalisée par la vitesse de sortie U_e . La buse est indiquée par des rectangles blancs, la paroi est située en $x = 5.5h$.

La vitesse moyenne longitudinale obtenue dans le plan (x,y) est représentée sur la Figure 4. Deux isocontours sont tracés. Le premier isocontour, pour $\bar{u}/U_e = 1$, permet de visualiser le cône supersonique du jet qui s'étend jusqu'à $x = 4.2h$. Le second, pour $\bar{u}/U_e = 0.95$ met en évidence un réseau de cellules de choc.

Un réseau de trois cellules de choc est ainsi visible. En sortie de buse en particulier, on observe une diminution de la vitesse longitudinale jusqu'à $x = 0.2h$, puis une augmentation jusqu'à $x = 0.8h$, et enfin une nouvelle

diminution jusqu'à $x = 1.4h$. La taille de ces cellules de choc est environ la même sur les trois cellules présentes dans le domaine de calcul, et est de $L_s = 1.2h$. Cette taille peut être comparée à celle obtenue dans un jet libre équivalent, en utilisant la formulation analytique de Tam [8] pour un jet plan supersonique adapté, qui donne $L_s = 2h(M_e^2 - 1)^{1/2} = 1.6h$. La présence de la paroi modifie donc la longueur des cellules de choc avec une diminution de l'ordre de 30% dans le cas présent.

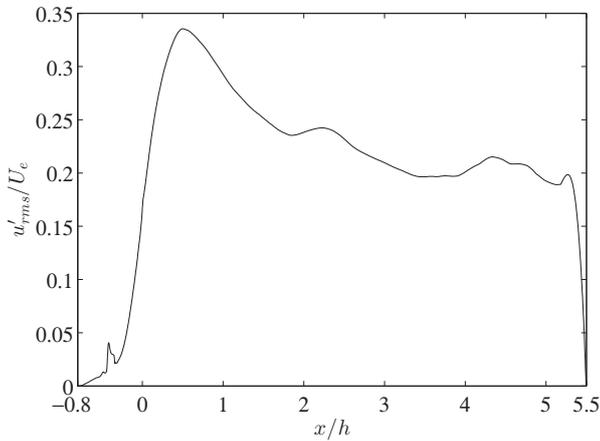


FIGURE 5 – Taux de turbulence maximal de la vitesse fluctuante u'_{rms} .

La valeur maximale des niveaux rms de la vitesse fluctuante longitudinale est représentée sur la Figure 5. Le pic observé à $x = -0.4h$ est dû à la procédure d'excitation mise en place au sein de la buse. En sortie de buse, en $x=0$, le taux de turbulence est de l'ordre de 10%, et un maximum de 33% est atteint en $x = 0.5h$. Des taux de turbulence proches de 20% sont alors observés jusqu'à une distance $x = 5.3h$. Cette valeur est supérieure aux valeurs obtenues dans le jet libre étudié par Bogey et al. [6] par exemple où le taux en sortie de buse est également de 10% mais où le maximum, atteint en $x = h$, vaut 17%. On peut imaginer que, dans les jets impactants, la boucle de rétroaction aéroacoustique augmente le taux de turbulence dans la couche de mélange en excitant celle-ci au niveau des lèvres de la buse.

3.3 Modes d'oscillations du jet

La Figure 6 montre la densité spectrale de puissance de la vitesse fluctuante longitudinale en fonction du nombre de Strouhal pour deux points situés dans la couche de mélange en $y = 0.5h$, en $x = 1.5h$ et $x = 2.5h$. En $x = 1.5h$, cinq fréquences ressortent. Elles sont notées St_1 , St_2 , St_3 , St_4 et St_5 et sont répertoriées dans le Tableau 2. Ces modes correspondent aux fréquences aérodynamiques prépondérantes au sein de la couche de mélange.

Plus en aval, en $y = 2.5h$, seul le mode 2 et dans une moindre mesure le mode 1 émergent. Le mode d'instabilité dominant de la couche de mélange est donc ici le mode 2. On remarque également que St_3 , St_4 et St_5 sont des combinaisons linéaires des deux fréquences fondamentales, avec $St_3 = St_1 + St_2$, $St_4 = 2St_2$ et $St_5 = St_4 + St_1$, comme obtenu expérimentalement par Tam & Norum [10] sur un jet rectangulaire supersonique impactant sur une paroi situé à une distance $L = 5.25h$.

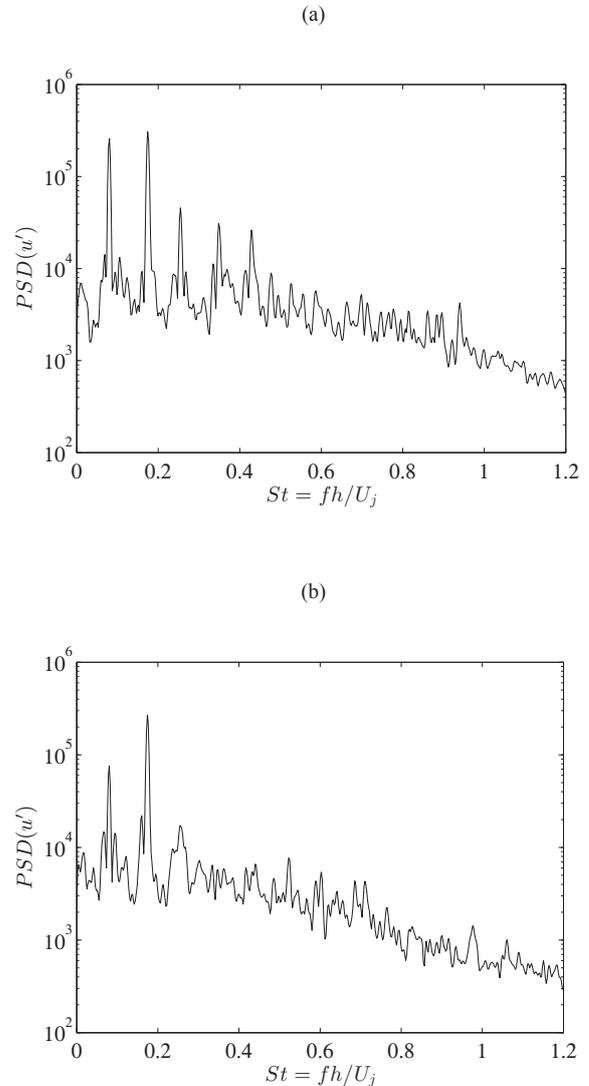


FIGURE 6 – Densités spectrales de puissance de la vitesse fluctuante longitudinale en fonction du nombre de Strouhal (a) en $x = 1.5h$ et $y = 0.5h$, et (b) en $x = 2.5h$ et $y = 0.5h$.

Afin de caractériser les différents modes, l'approche de Thomas & Prakash [11] est suivie. Pour cela, les interspectres des vitesses fluctuantes longitudinales et transversales obtenus en deux points situés de part et d'autre du jet en $x = 1.5h$ et $y = +/- 0.5h$ sont calculés. L'interspectre des signaux de fluctuation de vitesse longitudinale u' et l'interspectre des signaux de fluctuation de vitesse transversale v' sont notés respectivement P_{uu} et P_{vv} . La cohérence C_{uu} , l'amplitude $|P_{uu}|$ et la phase ϕ_{uu} des interspectres sont alors examinées. Ces différentes grandeurs sont présentées en fonction du nombre de Strouhal sur la Figure 7.

Sur l'interspectre des signaux de vitesse u' , on observe les cinq modes mis en évidence dans la partie précédente. La cohérence C_{uu} pour ces modes est relativement proche de 1, ce qui signifie qu'ils sont cohérents dans les couches de mélange de part et d'autre du jet. Dans une moindre mesure, les mêmes conclusions peuvent être faites sur l'interspectre des signaux de vitesse v' .

En considérant la phase obtenue pour les cinq modes dominants, on peut classer ces modes en fonction de leur nature plane ou sinusoïdale. En effet, si u' est symétrique, c'est-à-dire si la phase $\phi_{uu} = 0$, et que v' est antisymétrique

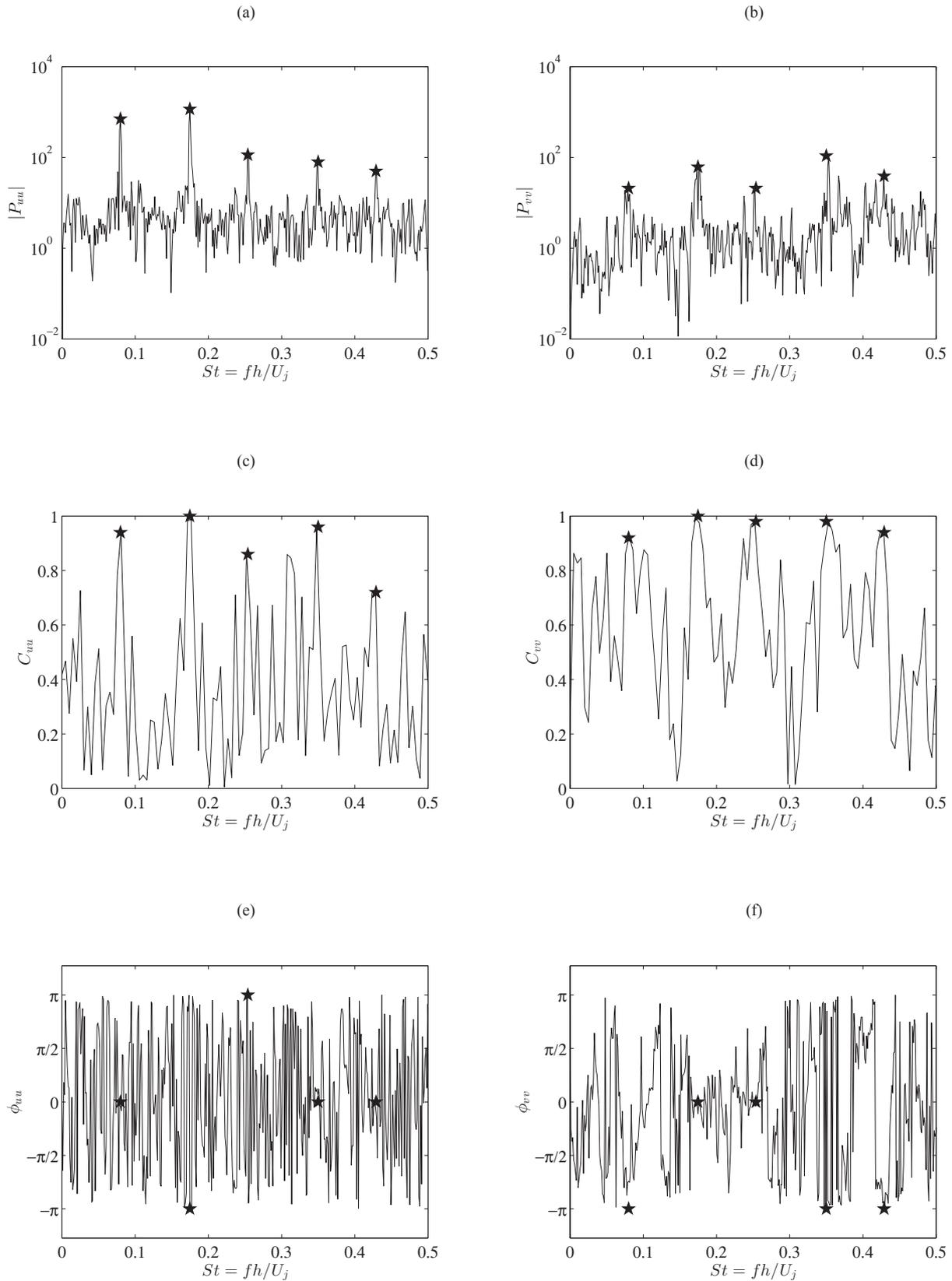


FIGURE 7 – Interspectres des fluctuations longitudinales et transversales de vitesse aux points situés en $x = 1.5h$ et $y = +/ - 0.5h$; (a), (c) et (e) amplitude, cohérence et phase de P_{uu} ; (b), (d) et (f) amplitude, cohérence et phase de P_{vv} .

TABLEAU 2 – Nombre de Strouhal des modes d'oscillations de la couche de mélange.

mode 1	$St_1 = 0.080$
mode 2	$St_2 = 0.175$
mode 3	$St_3 = 0.255$
mode 4	$St_4 = 0.350$
mode 5	$St_5 = 0.430$

avec $\phi_{vv} = +/ - \pi$, il s'agit d'un mode plan ou variqueux. A contrario, si u' est antisymétrique et v' est symétrique, le mode est dit sinueux ou de battement.

Les modes 1, 4 et 5 sont ainsi des modes plan, et les modes 2 et 3 sont des modes sinueux. Cela est cohérent avec le fait que la première harmonique d'un mode sinueux est un mode plan [1], et que la combinaison linéaire d'un mode sinueux et d'un mode plan est un mode sinueux. Le Tableau 3 récapitule les différents modes d'oscillation obtenus.

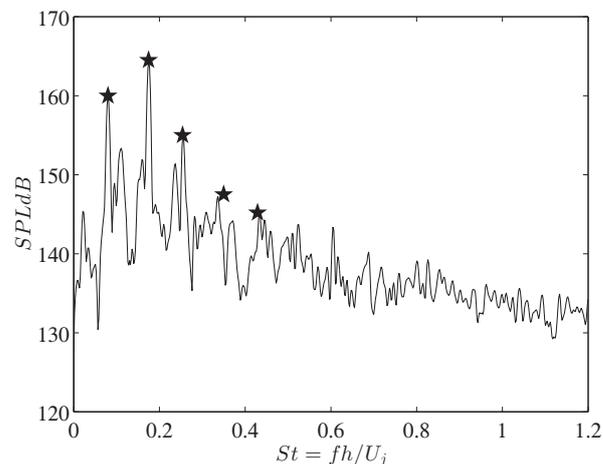
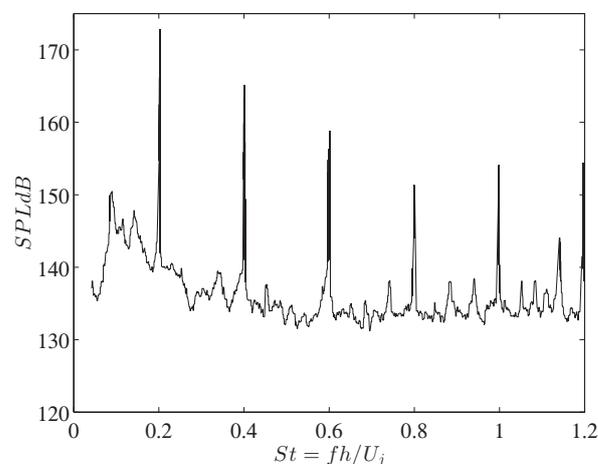
TABLEAU 3 – Nature plane ou sinieuse des modes d'oscillations de la couche de mélange.

mode 1	$\phi_{uu} = 0; \phi_{vv} = -\pi$	plan
mode 2	$\phi_{uu} = -\pi; \phi_{vv} = 0$	sinueux
mode 3	$\phi_{uu} = \pi; \phi_{vv} = 0$	sinueux
mode 4	$\phi_{uu} = 0; \phi_{vv} = -\pi$	plan
mode 5	$\phi_{uu} = 0; \phi_{vv} = -\pi$	plan

3.4 Spectre acoustique

Le spectre acoustique obtenu en champ lointain, en $x = 0$ et $y = 52h$ est présenté sur la Figure 8. Il a été estimé à partir du spectre calculé en $x = 0$ et $y = 5h$, en utilisant une hypothèse d'onde cylindrique. Les fréquences associées aux cinq modes d'oscillation de la couche de mélange sont retrouvées.

Le spectre peut être comparé avec le spectre obtenu expérimentalement au même point par Thurow et al. [12], présenté en Figure 9. Le mode fondamental dans le spectre expérimental, à un nombre de Strouhal de 0.20, correspond à notre deuxième mode fondamental à $St_2 = 0.175$. Il a par ailleurs été mise en évidence expérimentalement que ce mode est un mode sinueux, comme dans la présente simulation pour le mode 2. Cependant, le premier mode dominant dans la simulation n'est pas retrouvé dans le spectre de Thurow et al. [12] ce qui conduit à l'absence des modes $St_3 = St_1 + St_2$ et $St_5 = St_4 + St_1$ dans l'expérience. Seuls les modes $St_2 = 0.175$ et $St_4 = 0.350$ apparaissent dans le spectre expérimental de Thurow et al. [12] en tant que mode fondamental de la boucle de rétroaction et premier harmonique.

FIGURE 8 – Spectre acoustique obtenu dans notre simulation en $x = 0$ et $y = 52h$.FIGURE 9 – Spectre acoustique obtenu expérimentalement par Thurow et al. [12] en $x = 0$ et $y = 52h$.

4 Conclusion

Dans ce travail, la simulation d'un jet plan supersonique impactant possédant un nombre de Mach $\mathcal{M} = 1.28$ et un nombre de Reynolds $Re = 65000$ est réalisée. Les résultats permettent de mettre en évidence une boucle de rétroaction aéroacoustique. Ses caractéristiques sont étudiées et comparées à des résultats expérimentaux. Le mode principal de la boucle de rétroaction décrite dans l'expérience de Thurow et al. [12], qui présente un caractère sinueux, à un nombre de Strouhal de $St = 0.20$, est retrouvé dans la simulation à un nombre de Strouhal $St_2 = 0.175$. Un autre mode d'oscillation de la couche de mélange, plan celui-ci, est observé dans la simulation à un nombre de Strouhal de $St_1 = 0.080$. Ce mode est corrélé de part et d'autre du jet, mais ne semble pas provenir d'une boucle de rétroaction aéroacoustique, car il est localisé dans la région $0 \leq x \leq 2.5h$. D'autres simulations, notamment avec des lèvres de buse plus fines ou une distance de la sortie de buse à la paroi plus importante sont prévues afin de compléter la caractérisation de ces modes.

Remerciements

Ces travaux ont été effectués à l'aide des ressources du Pôle de Calcul Hautes Performances Dédiés (P2CHPD) de la Fédération Lyonnaise de Simulation et de Modélisation Numériques. Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES et de l'IDRIS au travers de l'allocation de ressources 2013-2a0204 attribuée par GENCI. Ce travail a été réalisé 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] J. Berland. *Modélisation des erreurs numériques dans une simulation des grandes échelles et étude du screech dans un jet rectangulaire supersonique*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2006.
- [2] J. Berland, C. Bogey, and C. Bailly. Low-dissipation and low-dispersion fourth-order runge-kutta scheme. *Comput. Fluids*, 35 :1459, 2006.
- [3] C. Bogey and C. Bailly. Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations : far field formulation and validation test cases. *Acta Acust. United Ac.*, 88(4) :463, 2002.
- [4] C. Bogey and C. Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *J. Comput. Phys.*, 194(1) :194, 2004.
- [5] C. Bogey, N. de Cacqueray, and C. Bailly. A shock-capturing methodology based on adaptative spatial filtering for high-order non-linear computations. *J. Comput. Phys.*, 228 :1447, 2009.
- [6] C. Bogey, O. Marsden, and C. Bailly. Large-eddy simulation of the flow and acoustic fields of a reynolds number 105 subsonic jet with tripped exit boundary layers. *Phys. Fluids*, 23 :035104, 2011.
- [7] T.D. Norum. Supersonic rectangular jet impingement noise experiments. *AIAA J.*, 29(7) :1051, 1991.
- [8] C.K.W. Tam. The shock-cell structures and screech tone frequencies of rectangular and non-axisymmetric supersonic jets. *J. Sound Vib.*, 121(1) :135, 1988.
- [9] C.K.W. Tam and Z. Dong. Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow. *J. Comput. Acous.*, 4(02) :175–201, 1996.
- [10] C.K.W. Tam and T.D. Norum. Impingement tones of large aspect ratio supersonic rectangular jets. *AIAA J.*, 30(2) :304, 1992.
- [11] F.O. Thomas and K.M.K. Prakash. An experimental investigation of the natural transition of an untuned planar jet. *Phys. Fluids*, 3(1) :90, 1991.
- [12] B. Thurow, M. Samimy, and W. Lempert. Structure of a supersonic impinging rectangular jet via real-time optical diagnostics. *AIAA J.*, 2865 :1, 2002.