

Modélisation du rayonnement acoustique de jets coaxiaux supersoniques

Nicolas HÉRON^a, Christophe BAILLY^b, Sébastien CANDEL^c

^a Dassault-Aviation, Direction de la prospective, Études scientifiques Amont 78, Quai Marcel Dassault, 92214 Saint-Cloud, France

^b Centre acoustique, LMFA, UMR CNRS 5509, École centrale de Lyon, 69131 Ecully, France

^c Laboratoire EM2C, UPR CNRS 288, École centrale Paris, 92295 Châtenay-Malabry, France
Courriel : nicolas.heron@dassault-aviation.fr

(Reçu le 7 mars 2001, accepté le 23 avril 2001)

Résumé.

On étudie l'élimination des ondes de Mach rayonnées par un jet libre supersonique par addition d'un jet coaxial. La modélisation acoustique développée repose, d'une part, sur une solution numérique des équations de Navier–Stokes moyennées fermées par un modèle de turbulence et, d'autre part, sur une description statistique des sources acoustiques. Cette approche permet de reproduire les résultats d'expériences récentes traitant d'écoulements libres complexes dont le but est l'optimisation de la configuration de l'écoulement moyen pour un rayonnement acoustique minimum. © 2001 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

acoustique / ondes / vibrations / aéroacoustique numérique / équation de Lighthill / termes sources acoustiques / jets coaxiaux supersoniques / modélisation statistique

Supersonic coaxial jets noise prediction

Abstract.

We examine the elimination of the Mach waves radiated by a supersonic jet by the addition of a secondary coaxial jet. The noise prediction is based on a numerical solution of the RANS (Reynolds Averaged Navier–Stokes) equations closed by a turbulence model, and a statistical description of acoustic sources. This method allows us to numerically reproduce results obtained in recent experiments where the aim was to find the mean flow configuration that minimizes acoustic radiation. © 2001 Académie des sciences/Éditions scientifiques et médicales Elsevier SAS

acoustics / waves / vibrations / computational aeroacoustics / Lighthill's equation / acoustic source terms / supersonic coaxial jets / statistical modeling

Abridged English version

Coaxial jets aeroacoustic experiments carried out in the past two decades were aimed at finding the best coaxial flow configuration for a maximum noise reduction [1–3]. In the case of supersonic jets, the goal was to determine which particular conditions of temperature and velocity of the secondary jet could be used to eliminate Mach waves generated by supersonic convection of the turbulent eddies. This topic is of technological interest because Mach waves contribute significantly to noise radiation from supersonic jets. In this work, a new development based on statistical models is used to reproduce acoustic experiments of Papamoschou et al. [2,3].

Note présentée par Geneviève COMTE-BELLOT.

The key point in the present modeling approach is knowledge of the convective Mach number, M_c . When M_c is subsonic, acoustic radiation is generated by turbulent mixing noise [5–7] with the well-known self- and shear-noise components. For supersonic M_c , the radiated sound field is dominated by Mach wave noise [6,8]. These two models require local values of the mean flow, a turbulent velocity scale and a turbulent length scale based on the kinetic energy k and the dissipation ε .

As a starting point, we consider the integral solution (2) of Lighthill's equation (1) in the farfield. An expression of the acoustic intensity (4) as well as the power spectral density (5) can be obtained. The method initially developed for free, subsonic or supersonic, perfectly expanded jets [5–8] as illustrated in *figure 1*, is extended here to deal with the coaxial configuration. In this geometry there are two shear layers between the primary and the secondary jet and between the secondary jet and the ambient medium, as sketched in *figure 2*. In each shear region, the convective Mach number [9,10] must be evaluated to determine which acoustic model should be applied (mixing noise or Mach wave noise). This choice is made locally. In summary, the code reads the RANS solution, calculates the axial velocity profiles (for both the primary and the secondary jets), locates the shear zones, the potential core of the primary and the coflow, and determines if the local velocity distribution is that of two jets or of a single jet. Finally, the convection effect is represented either by expressions (6) and (7) respectively for the primary and the secondary shear layer, or by expression (8) for a single jet.

This method is applied to the coaxial jets of Papamoschou et al., see *table 1* and *figure 3*. Predictions of the acoustic intensity are found to be in agreement with the experimental data, as shown in *figure 4*. The method may be used to predict if a coaxial flow eliminates Mach wave radiation or not.

1. Introduction

De nombreuses expériences réalisées depuis une vingtaine d'années ont eu pour objectif la réduction du bruit de jets. Les travaux ont notamment porté sur l'étude de jets coaxiaux [1–3]. Le but est de déterminer pour un jet primaire (interne) fixé, les caractéristiques du jet secondaire (externe) qui minimisent le rayonnement acoustique. Dans le cas d'un jet supersonique, il est intéressant de définir les conditions de vitesse et de température de l'écoulement coaxial qui permettent d'éliminer les ondes de Mach. On sait en effet que ces ondes sont rayonnées par la convection supersonique des structures turbulentes, et ce mécanisme constitue une source de bruit intense. Il a été montré expérimentalement qu'il était effectivement possible de réduire le rayonnement d'ondes de Mach [2,3]. On souhaite retrouver numériquement ces résultats pour envisager par la suite l'évaluation rapide d'autres configurations d'écoulement. On va partir pour cela des modèles statistiques, semi-analytiques, fondés sur une solution de l'équation de Lighthill [4] en champ lointain, développés antérieurement [5–8]. Ces modèles permettent le calcul du bruit de mélange et éventuellement le bruit d'ondes de Mach d'un jet libre parfaitement détendu. Ils nécessitent la solution numérique de l'écoulement moyen, qui peut être déduite des équations de conservation moyennées et fermées par un modèle de turbulence. Les modèles statistiques exploitent en particulier les champs moyens de vitesse, de température, de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation pour estimer les grandeurs caractéristiques de la turbulence et modéliser les corrélations de vitesse qui constituent, dans les cas présents, l'essentiel des sources acoustiques. Il faut aussi évaluer la vitesse de déplacement de ces sources pour savoir quel modèle acoustique appliquer : bruit de mélange ou rayonnement d'ondes de Mach. Pour des jets coaxiaux supersoniques, il faut donc étendre la méthode existante au traitement simultané de deux zones de mélange (entre le jet primaire et secondaire et entre le jet secondaire et le milieu ambiant). Le bruit généré par ces zones de cisaillement peut être issu des deux types de sources précitées et schématisés à la *figure 1*.

Figure 1. Sources de bruit d'un jet supersonique parfaitement détendu.

Figure 1. Acoustic sources of a perfectly expanded supersonic jet.

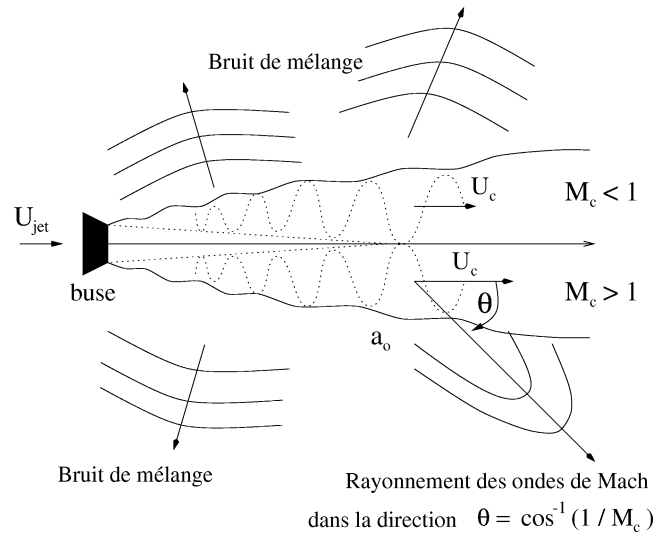
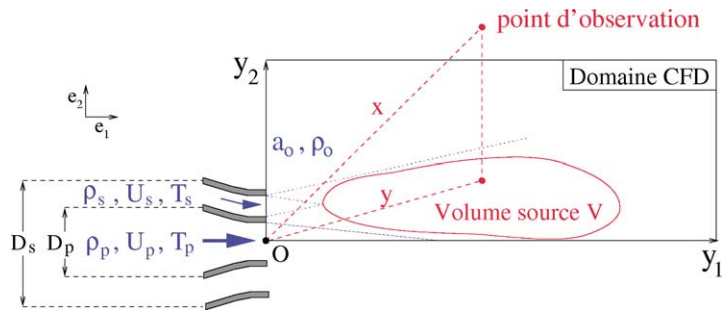


Figure 2. Résolution numérique d'un jet axisymétrique. Le rayonnement acoustique est calculé par un post-traitement de la solution obtenue à partir des équations de bilan moyennées et fermées par un modèle de turbulence.

Figure 2. Computational domain for an axisymmetric flow. The noise is calculated by post-processing of the solution obtained using time-average balance equations with a turbulence closure model.



2. Modélisation acoustique

Le point de départ de la modélisation est l'équation de Lighthill [4] :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \tag{1}$$

On dispose ainsi d'une équation de propagation pour les fluctuations de masse volumique. Si on considère des écoulements à grand nombre de Reynolds et si la production et la propagation du son se font sans fluctuation d'entropie, la solution s'écrit en champ lointain (voir les notations de la figure 2) :

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{x_i x_j}{4\pi a_0^4 x^3} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \left(\mathbf{y}, t - \frac{r}{a_0} \right) d\mathbf{y} \tag{2}$$

avec $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ et $T_{ij} \approx \rho_0 u_i u_j$. En modélisant la fonction d'autocorrélation de la pression définie par :

$$C_{pp}(\mathbf{x}, \tau) = \frac{(\rho(\mathbf{x}, t + \tau) - \rho_0)(\rho(\mathbf{x}, t) - \rho_0)}{\rho_0 a_0^{-3}} \tag{3}$$

on obtient des expressions pour l'intensité acoustique :

$$I(\mathbf{x}) = C_{pp}(\mathbf{x}, \tau = 0) \quad (4)$$

et la densité spectrale de puissance acoustique :

$$S_{pp}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{pp}(\mathbf{x}, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (5)$$

où $C_{pp}(\mathbf{x}, \tau)$ est une fonction de la forme $\mathcal{F}(\mathbf{x}, \tau, \rho_0, a_0, \rho, U, M_c, u', L_t, \omega_t)$.

La résolution des équations de Navier–Stokes moyennées permet la détermination locale de toutes les quantités mises en jeu :

- Les champs moyens (densité, vitesse, température) sont directement accessibles ;
- Les échelles caractéristiques de longueur L_t et de pulsation ω_t de la turbulence ainsi que les fluctuations de vitesse u' sont extrapolées des données statistiques locales sur la turbulence de l'écoulement, c'est-à-dire de la connaissance des champs de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation ε : $L_t \sim k^{3/2}/\varepsilon$, $\omega_t \sim \varepsilon/k$ et $u' \sim \sqrt{2k/3}$;
- Le calcul du nombre de Mach de convection en chaque point nécessite un traitement particulier, fonction des conditions d'écoulements (jets simples ou coaxiaux, froids ou chauds).

3. Calcul du nombre de Mach de convection

La connaissance du champ moyen permet de calculer la vitesse de convection des structures turbulentes à partir d'expressions issues d'observations expérimentales. Dans le cas de jets coaxiaux supersonique/subsonique, on utilise, pour la zone de mélange entre le jet primaire (indice p) et le jet secondaire (indice s), l'expression établie par Papamoschou et al. [9] :

$$M_{cp} = \overline{M}_c + \frac{d_{M_c}}{\sqrt{1 + (a_s/a_p)^2}} \quad (6)$$

avec

$$\overline{M}_c = \frac{U_p - U_s}{a_p + a_s} \quad \text{et} \quad d_{M_c} = \begin{cases} 1,5\overline{M}_c - 0,4, & \overline{M}_c > 0,27 \\ 0 & \overline{M}_c \leq 0,27 \end{cases}$$

où U_p , U_s et a_p , a_s représentent les vitesses axiales et les célérités sonores dans les jets.

Pour la convection entre le jet secondaire et le milieu ambiant, on utilise l'estimation classique [10] :

$$M_{cs} = 0,67 \times \frac{U_s^{\text{axe}}}{a_0} \quad (7)$$

où $U_s^{\text{axe}} = U_s^{\text{axe}}(y_1) = \mathbf{U}_s(y_1, y_2^*) \cdot \mathbf{e}_1$ avec $y_2^* = (D_p + D_s)/4$, soit la vitesse le long de l'axe à égale distance des lèvres des deux tuyères, voir le repère $(0; \mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$ et les notations de la *figure 2*.

Dans cette modélisation, on considère que les deux jets sont mélangés lorsqu'on ne détecte plus qu'un seul point d'inflexion dans le profil radial de la vitesse axiale, ce qui correspond en pratique à l'extrémité du cône potentiel du jet secondaire (zone non turbulente issue de la tuyère coaxiale visible sur la dernière image de la *figure 3*). Pour cette seule zone de mélange, on utilise alors :

$$M_c = 0,67 \times U_p^{\text{axe}}/a_0 \quad (8)$$

où $U_p^{\text{axe}} = U_p^{\text{axe}}(y_1) = \mathbf{U}_p(y_1, y_2^* = 0) \cdot \mathbf{e}_1$.

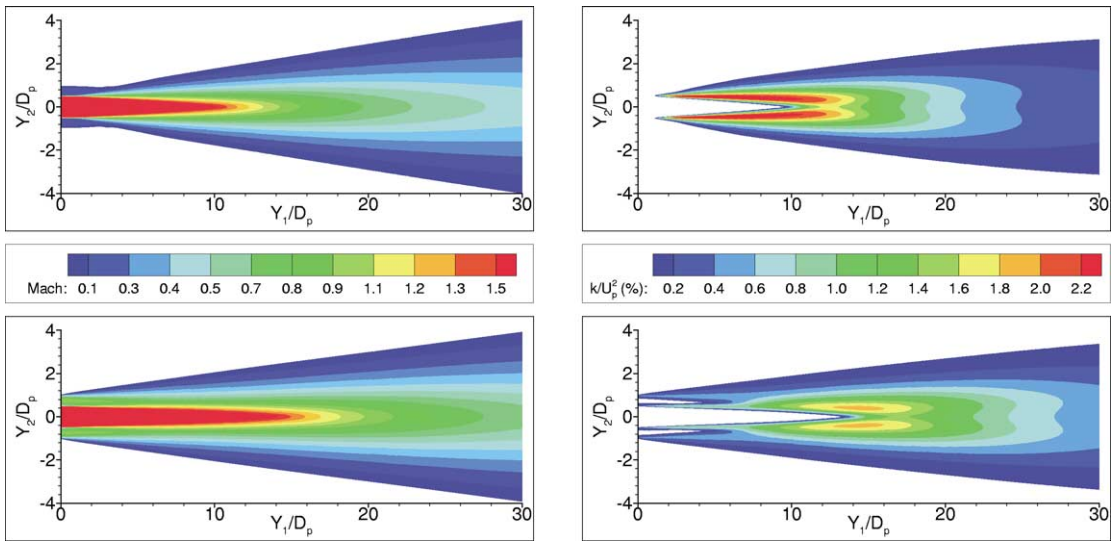


Figure 3. Résultats aérodynamiques : profil de Mach et d'énergie cinétique turbulente pour les cas A (en haut) et B (en bas).

Figure 3. Aerodynamic results: Mach and turbulent kinetic energy profiles for cases A (top) and B (bottom).

Tableau 1. Conditions d'écoulement. Les indices p , s et 0 correspondent respectivement au jet primaire, secondaire et au milieu ambiant. Les deux diamètres des jets primaire et secondaire sont respectivement $D_p = 12,7$ mm et $D_s = 25,4$ mm.

Table 1. Flow configurations. The subscripts p , s and 0 are respectively associated to the primary jet, the secondary jet and the freestream. The two jet diameters are $D_p = 12.7$ mm and $D_s = 25.4$ mm, respectively.

Cas	M_p	U_p (m/s)	T_p/T_0	M_s	U_s (m/s)	T_s/T_0	F_{p+s}/F_p
A	1,5	920	2,8	0,00	0	1,0	1,00
B	1,5	920	2,8	0,83	400	1,7	1,92

4. Résultats

La directivité du champ acoustique est finalement obtenue de la façon suivante :

- (i) A partir de la connaissance du champ aérodynamique moyen, on détermine la position des points d'inflexion et on évalue le nombre de Mach M_c de convection.
- (ii) Pour chaque point du volume source, si $M_c > 1$, on utilise le modèle des ondes de Mach [6] alors que si $M_c < 1$, on utilise le modèle de bruit de mélange [8].

Les calculs s'appuient sur les expériences réalisées par Papamoschou et al. [2,3] sur un jet coaxial pour l'élimination des ondes de Mach générées par le jet primaire supersonique. Il s'agit de placer le jet dans un champ tel que ces structures turbulentes se déplacent à vitesse subsonique. Il faut donc que la vitesse et la température du jet secondaire permettent d'avoir deux zones de cisaillement de vitesse de convection subsonique au lieu d'une seule zone dans laquelle la vitesse de convection serait supersonique. Les paramètres d'écoulements des deux cas considérés ici sont rassemblés dans le *tableau 1*. Il est intéressant de noter que le rapport de poussée (F_{p+s}/F_p) du cas B est environ le double de celui du cas A.

Les résultats numériques sont comparés aux données expérimentales sur la *figure 4*, et on peut noter un assez bon accord avec cependant une différence de qualité de prédiction pour les deux cas. Les expériences ont été effectuées sans capacité de chauffage et les rapports de température entre les deux jets et le milieu extérieur ont été réalisés en modifiant les rapports de densité par des mélanges d'air et d'hélium avec une

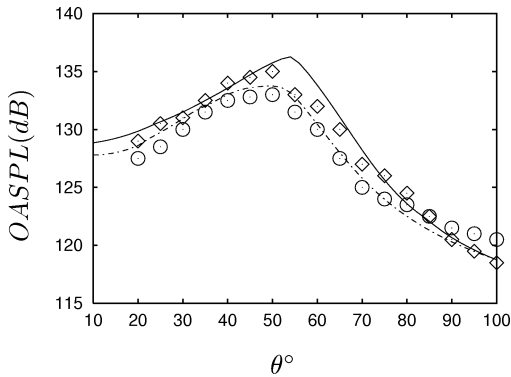


Figure 4. Directivité du bruit : Résultats expérimentaux (\diamond/\odot) et numériques pour le cas A/B.
Figure 4. Directivity of noise: experimental (\diamond/\odot) and numerical (— / - - -) results for case A/B.

erreur de l'ordre de 5 %. Or les modèles utilisés dans le code ont été calés une fois pour toutes sur des cas de jets libres composés uniquement d'air.

A la fois par le présent calcul et par les expériences de Papamoschou et al., on constate que la réduction du bruit est faible. Il faut cependant considérer ce résultat en se rappelant que le rapport des poussées est de l'ordre de 2. Il y a donc un gain sur le plan acoustique mais les ondes de Mach existent encore. La zone de convection supersonique des structures turbulentes n'a pas été éliminée mais déplacée vers l'aval. Elle correspond à la zone où les deux jets se sont mélangés, et où la vitesse axiale est encore importante car l'intervention d'un jet secondaire a considérablement augmenté la longueur du cône potentiel du jet primaire. On observe d'ailleurs ce phénomène sur les profils d'énergie cinétique fluctuante où on peut assimiler les zones faiblement turbulentes en sortie des tuyères aux cônes potentiels.

5. Conclusion

Le modèle développé, basé sur une description statistique des sources et une résolution intégrale de l'équation de Lighthill, permet de prédire correctement l'influence d'un jet secondaire coaxial sur le rayonnement acoustique d'un jet libre parfaitement détendu. Dans le cas d'un jet supersonique, on sait prévoir si les conditions de sortie d'un jet secondaire permettent l'élimination ou non des ondes de Mach. La méthode de calcul est peu coûteuse et permet de traiter des cas complexes, qui ne peuvent être envisagés dans le cadre d'une simple analyse dimensionnelle qui ferait appel aux seules données aérodynamiques en sortie de tuyère.

Références bibliographiques

- [1] Juvé D., Bataille J., Comte-Bellot G., Bruit des jets coaxiaux froids subsoniques, *J. de Mécanique Appliquée* 2 (3) (1978) 385–398.
- [2] Papamoschou D., Mach wave elimination in supersonic jets, *AIAA J.* 35 (10) (1997) 1604–1611.
- [3] Papamoschou D., Debiasi M., Noise measurements in supersonic jets treated with the Mach wave elimination method, *AIAA J.* 37 (2) (1999) 154–160.
- [4] Lighthill M.J., On sound generated aerodynamically, I. General theory, *Proc. Roy. Soc. London* 211 (1952) 564–587.
- [5] Béchara W., Lafon P., Bailly C., Candel S., Application of a $k - \varepsilon$ turbulence model to the prediction of noise for simple and coaxial free jets, *J. Acoust. Soc. Am.* 97 (6) (1995) 3518–3531.
- [6] Bailly C., Lafon P., Candel S., Subsonic and supersonic jet noise predictions from statistical source models, *AIAA J.* 35 (11) (1997) 1688–1696.
- [7] Fortuné V., Gervais Y., Numerical investigation on noise radiated from hot subsonic turbulent jets, *AIAA* 98-2356, 1998.
- [8] Bailly C., Candel S., Lafon P., Prediction of supersonic jet noise from a statistical acoustic model and a compressible turbulence closure, *J. Sound Vib.* 194 (2) (1996) 219–242.
- [9] Papamoschou D., Bunyajitradulya A., Evolution of large eddies in compressible shear layers, *Phys. Fluids* 9 (3) (1997) 756–765.
- [10] Davies P.O.A.L., Fisher M.J., Baratt M.J., The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet, *J. Fluid Mech.* 15 (1963) 337–367.