

# Rayonnement acoustique sous-harmonique de la couche de cisaillement d'un jet subsonique excité

Vincent Fleury, Christophe Bailly & Daniel Juvé

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique  
Ecole Centrale de Lyon, UMR CNRS 5509  
69134 Ecully, France  
vincent.fleury@ec-lyon.fr

## Résumé :

*Nous étudions le rayonnement acoustique des fluctuations de la couche de cisaillement d'un jet subsonique sous l'effet d'une excitation tonale. Nous nous intéressons plus particulièrement à la composante sous-harmonique dont on observe un changement dramatique de la directivité selon l'état de la couche limite en sortie de tuyère. Dans le cas d'un écoulement initial laminaire, cette directivité est similaire au rayonnement d'appariement tourbillonnaire observé par Bridges [2]. En revanche, pour une couche limite initiale transitionnelle, le rayonnement lointain est de type superdirectif comme le relatent Laufer & Yen [6]. La distinction est attribuée au changement d'évolution de la fluctuation sous-harmonique le long de la couche de cisaillement selon la présence ou non de la composante sous-harmonique d'ordre 2.*

## Abstract :

*The subharmonic acoustic beaming of a tonal-excited subsonic jet shear-layer is investigated. The directivity is noticed to change dramatically owing to the state of the boundary-layer at the nozzle exit. As the flow is initially laminar, the subharmonic directivity is close to the vortex pairing radiation observed by Bridges [2]. On the opposite, if the boundary-layer at the nozzle exit is transitional, the subharmonic pressure radiates in a superdirective manner, as described by Laufer & Yen [6]. The distinction is attributed to a different evolution of the subharmonic fluctuation along the shear-layer due to the presence or not of the second-order subharmonic component.*

## Mots-clefs :

**jet excité ; superdirectivité ; rayonnement d'appariement tourbillonnaire**

## 1 Introduction

Dans le cas d'un jet supersonique, Tam & Burton [10] montrent que le bruit dans la direction aval est associé principalement au rayonnement acoustique d'ondes d'instabilité. La transposition de ce mécanisme au jet subsonique n'est en revanche pas établie. L'étude de la stabilité locale des profils de vitesse de cet écoulement subsonique montre en fait que la vitesse de phase des instabilités convectives est elle-même subsonique ce qui semble donc indiquer que ces fluctuations de grande échelle restent bornées au seul champ aérodynamique. En réalité, le rayonnement acoustique d'une onde d'instabilité résulte de son évolution tout le long de l'écoulement, voir de nouveau Tam & Burton [10]. Crighton & Huerre [3] montrent par ailleurs que l'enveloppe spatiale d'une fluctuation de vitesse de phase subsonique dans une couche de cisaillement faiblement divergente peut être suffisamment étendue pour contenir des composantes de grandes longueurs d'ondes et de vitesses de phase supersoniques qui participent ainsi au rayonnement acoustique lointain. Cette interprétation offre de nouvelles perspectives dans la compréhension des mécanismes du bruit de jet subsonique.

Dans notre étude, le jet est excité de manière à organiser la fluctuation de la couche de cisaillement selon quelques structures discrètes de la même manière que Kibens [5]. Nous nous

intéressons plus particulièrement au rayonnement de la composante sous-harmonique. Notre objectif est de distinguer deux types d'émissions acoustiques, d'une part la superdirectivité qui est interprétée comme le rayonnement d'une enveloppe de fluctuation de forme gaussienne (Laufer & Yen [6], Crighton & Huerre [3]) et d'autre part le bruit d'appariement tourbillonnaire classique (Möhring [9], Bridges [2]). Nous montrons que la source acoustique peut dans ce dernier cas tout aussi bien être décrite par un rayonnement d'enveloppe au même titre que la superdirectivité.

## 2 Installation expérimentale et conditions initiales de l'écoulement

Les expériences exposées dans ce travail ont été effectuées dans une des chambres anéchoïques de l'École Centrale de Lyon (6.10 m × 4.60 m × 3.80 m) dont on trouvera une caractérisation détaillée dans Berhault & *al.* [1]. Le jet étudié a un diamètre  $D$  de 5 cm. Deux vitesses sont considérées,  $U_j = 20$  m/s ou 40 m/s ce qui correspond à un nombre de Reynolds  $Re_D$  de  $6.7 \times 10^4$  ou  $1.3 \times 10^5$  respectivement. L'écoulement est alimenté par un ventilateur et conditionné par un ensemble de silencieux formés de laine de roche et de 5 grilles et nids d'abeilles. La section initiale est réduite d'un rapport 7/1 par un premier convergent puis d'un rapport 46/1 par la tuyère. Le taux de fluctuation dans le cône potentiel en sortie de buse se compare favorablement aux valeurs couramment mentionnées dans la littérature, autour de 0.3%, voir le tableau 1. Le système d'excitation se compose de 4 haut-parleurs et cavités acoustiques indépendantes mais identiques, ouvertes par un conduit de 1 mm d'épaisseur débouchant à la périphérie de la sortie de tuyère à  $70^\circ$  par rapport à l'axe du jet. Le déphasage de la pression acoustique en sortie des différentes cavités est inférieur à  $20^\circ$  ce qui permet de réaliser une perturbation axisymétrique convenable.

La couche limite en sortie de tuyère est caractérisée par les profils de la vitesse axiale moyenne et fluctuante pour les deux vitesses  $U_j$  considérées. Les profils de la vitesse moyenne sont similaires et conformes au profil de Blasius comme le montre la figure 1. En revanche, l'intensité des fluctuations augmente fortement lorsque  $U_j$  passe de 20 m/s à 40 m/s. Zaman [11] observe un changement similaire de la nature de l'écoulement initial qu'il attribue à un effet du nombre de Reynolds  $Re_D$ , avec une valeur critique autour de  $10^5$ . En adoptant sa dénomination, la couche limite est laminaire lorsque  $U_j = 20$  m/s et nominalement laminaire pour  $U_j = 40$  m/s.

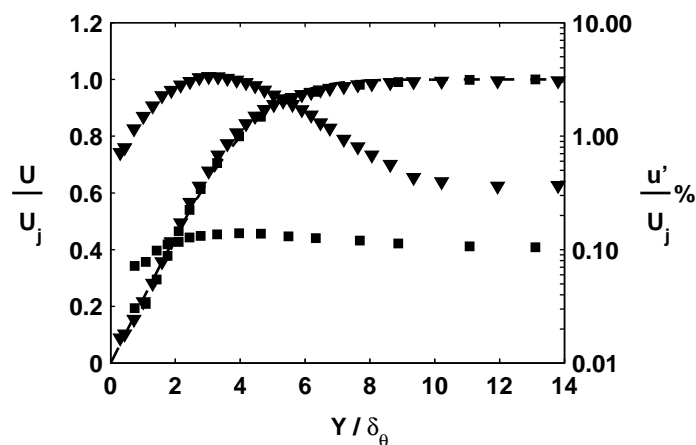


FIG. 1 – Profils de la vitesse axiale moyenne  $U$  et fluctuante  $u'$  de la couche limite en sortie de tuyère. Le jet n'est pas excité,  $Y$  est la distance radiale par rapport à la paroi et  $\delta_\theta$  est l'épaisseur de quantité de mouvement. ■,  $U_j = 20$  m/s; ▼,  $U_j = 40$  m/s; —, profil de Blasius.

$U_j$ (m/s)	$Re_D$	$u_{cl}/U_j$ %	$u_{cp}/U_j$ %	$\delta_\theta/D$	$Re_{\delta_\theta}$	$H = \delta_1/\delta_\theta$
20	$6.7 \times 10^4$	0.14	0.10	0.0024	157	2.62
40	$1.3 \times 10^5$	3.34	0.36	0.0028	371	2.53

TAB. 1 – Caractéristiques de l'écoulement sans excitation en sortie de buse :  $u_{cl}$  est la vitesse fluctuante maximale dans la couche limite initiale,  $u_{cp}$  la fluctuation de vitesse au centre du cône potentiel  $r = 0$ ,  $Re_{\delta_\theta}$  le nombre de Reynolds de la couche limite et  $H$  le facteur de forme.

### 3 Fluctuations discrètes de la couche de cisaillement excitée

Le spectre de la fluctuation de vitesse au centre de la couche de cisaillement initiale (non montré) présente, pour les deux vitesses  $U_j$ , une composante discrète dont la fréquence réduite  $f\delta_\theta/U_j$  est proche de 0.015. Nous savons depuis les travaux de Freymuth [4] et de Michalke [8] que cette fluctuation est associée à une instabilité axisymétrique du profil moyen local de vitesse dont la fréquence réduite théorique est en fait égale à 0.017. L'excitation acoustique est choisie pour cette même fréquence naturelle de la couche de cisaillement  $f_{ex}$  tout comme dans l'expérience de Kibens [5]. La saturation de cette fluctuation conduit alors à l'émergence d'une instabilité secondaire de fréquence sous-harmonique  $f_{s1} = f_{ex}/2$  correspondant à l'appariement de structures de vorticité issues de la couche de cisaillement initiale à la fréquence  $f_{ex}$ . De la même manière, une fluctuation de fréquence sous-harmonique d'ordre 2,  $f_{s2} = f_{ex}/2^2$ , est détectée, mais uniquement dans le cas du jet initialement laminaire, c'est-à-dire pour  $U_j = 20$  m/s.

L'évolution le long de la couche de cisaillement de l'amplitude de ces composantes de la vitesse est représentée par la figure 2 ainsi que l'intensité turbulente totale. Pour  $U_j = 20$  m/s, l'instabilité fondamentale sature en  $X_{s0}$  proche de  $0.25D$  après une croissance initiale très rapide. De la même manière, les fluctuations sous-harmoniques de fréquences  $f_{s1}$  et  $f_{s2}$  saturent plus en aval respectivement en  $X_{s1} = 2X_{s0}$  et  $X_{s2} = 4X_{s0}$  selon un mécanisme impliquant une rétroaction acoustique accordée à la fluctuation hydrodynamique, Laufer & Monkewitz [7]. Lorsque ces instabilités saturent, un transfert d'énergie s'opère en faveur de leurs composantes harmoniques. En particulier, l'amplitude de la fluctuation de fréquence  $f_{s1}$  sature une seconde fois en  $X_{s2}$ . En revanche pour  $U_j = 40$  m/s, la composante sous-harmonique ne sature qu'une seule fois puisque la fluctuation de fréquence  $f_{s2}$  n'est pas repérée dans ce cas.

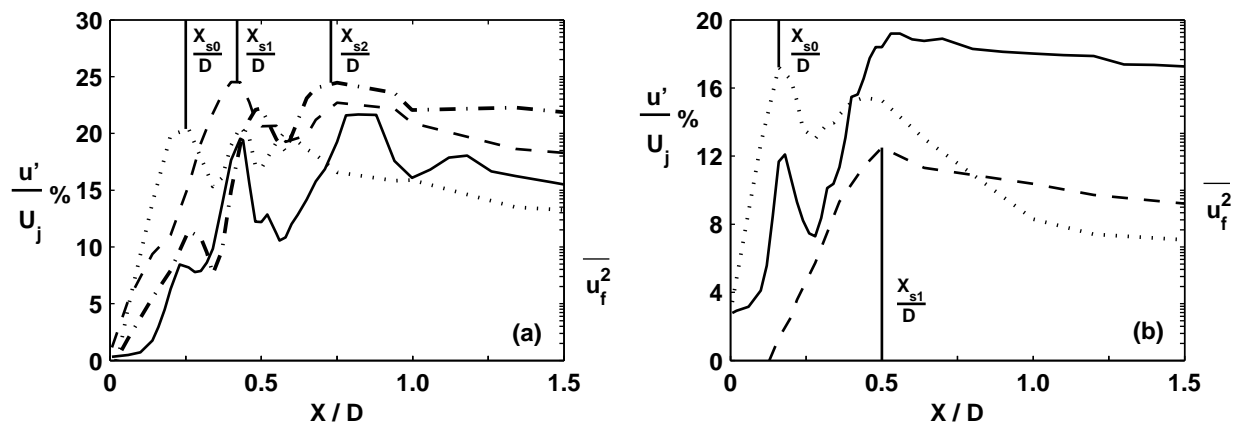


FIG. 2 – Evolution axiale du taux de turbulence au centre de la couche de cisaillement. —, fluctuation totale ;  $\cdots$ , composante  $f_{ex}$ ;  $- - -$ ,  $f_{s1}$ ;  $- \cdot -$ ,  $f_{s2}$ .    gauche  $U_j = 20$  m/s ; à droite 40 m/s.

#### 4 Champ proche de pression

Le champ proche de pression est mesuré à proximité de la couche de cisaillement en suivant une direction de  $10^\circ$  par rapport à l'axe du jet afin de prendre en compte la lente divergence de l'écoulement. L'évolution de la composante sous-harmonique est montrée à la figure 3. La pression hydrodynamique à la périphérie du jet résulte de l'intégration de la contribution des fluctuations de vitesse le long de la couche de cisaillement. Le profil de pression présente néanmoins deux maxima notables pour  $U_j = 20$  m/s tout comme la fluctuation de vitesse. Bridges [2] (voir figure 5.20) observe de la même manière deux saturations de la distribution de pression sous-harmonique le long du jet, ce qu'il interprète à l'aide d'un modèle de rayonnement quadripolaire de la vorticité de la vorticité dont deux lobes seraient orientés à l'extérieur du jet. Le champ de pression proche est en revanche très diff rent pour  $U_j = 40$  m/s et ne présente qu'un seul maximum tout comme la fluctuation de vitesse. Suivant la description de Laufer & Yen [6], nous comparons cette distribution à une courbe gaussienne qui dans ce cas modélise effectivement convenablement notre résultat :

$$|\overline{p_{f_{s1}}^2}(X, r \approx D/2)| \propto \exp \left\{ -2 \left( \frac{X - X_m}{\sigma_e} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

où  $X_m$  est la position du maximum de la pression et  $\sigma_e$  est la dimension caractéristique de l'enveloppe gaussienne. De la même manière, nous proposons un modèle de l'amplitude du champ de pression pour  $U_j = 20$  m/s formé de deux arches de sinusoides :

$$|\overline{p_{f_{s1}}^2}(X, r \approx D/2)| \propto \begin{cases} \sin^2 \left( 2\pi \frac{X - X_a}{\lambda_e} \right) & , \text{ si } |X - X_a| \leq \lambda_e/2 \\ 0 & , \text{ sinon} \end{cases} \quad (2)$$

$X_a$  est la position d'annulation de la pression entre les deux arches de dimension  $\lambda_e/2$  chacune. Les expressions (1) et (2) constituent en réalité l'enveloppe spatiale de la fluctuation de pression. Il convient néanmoins d'inclure la variation de la phase pour décrire compl tement l'évolution de la pression fluctuante en espace et en temps :

$$\arg \left\{ \sqrt{\overline{p_{f_{s1}}^2}}(X, r \approx D/2, t) \right\} = kX - 2\pi f_{s1}t \quad (3)$$

$k$  étant le nombre d'onde supposé constant de la pression hydrodynamique sous-harmonique dans la direction de  $10^\circ$  par rapport à l'axe du jet.

#### 5 Rayonnement de la fluctuation de pression sous-harmonique en champ lointain

La figure 4 représente la directivité de la pression sous-harmonique. Le rayonnement mesuré pour  $U_j = 20$  m/s est en bon accord avec la directivité de type bruit d'appariement tourbillonnaire observée par Bridges [2]. L'atténuation de la pression acoustique dans la direction transverse au jet est en revanche beaucoup plus grande pour  $U_j = 40$  m/s et dans ce cas notre résultat se compare favorablement à la mesure de Laufer & Yen [6]. Crighton & Huerre [3] ont calculé le rayonnement lointain associé à une fluctuation de pression en champ proche de forme gaussienne et ont ainsi retrouvé la forme de directivité observée par Laufer & Yen [6] qualifiée de superdirectivité. Avec les notations de l'expression (1), nous obtenons de la même manière :

$$\overline{p_{f_{s1}}^2}(r, \theta) \propto \frac{\sin^2(\theta)}{r} \exp \left\{ -\frac{\sigma_e^2 k^2}{2} \left( 1 - \frac{2\pi f_{s1}}{kc_\infty} \cos(\theta) \right)^2 \right\} \quad (4)$$

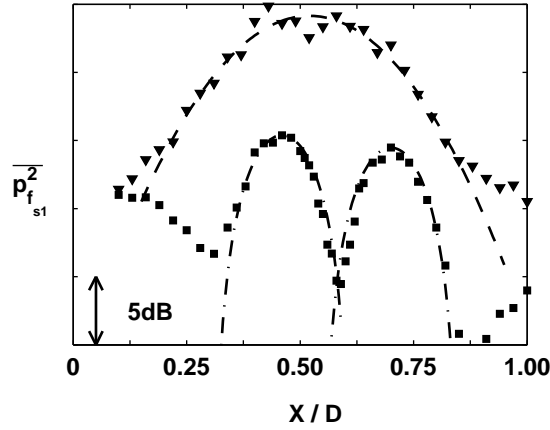


FIG. 3 – Profils de la pression sous-harmonique en champ proche. ■,  $U_j = 20$  m/s ; ▼,  $U_j = 40$  m/s ; - · -, modèle sinusoïdal (2) ; - - -, modèle gaussien (1).

où  $c_\infty$  est la vitesse du son à l'extérieur du jet et  $\theta$  est l'angle par rapport à la direction aval du jet. L'argument  $2\pi f_{s1}/(kc_\infty)$  s'apparente au nombre de Mach de convection  $M_c$  de la fluctuation sous-harmonique que l'on mesure autour de  $0.6M_j$ ,  $M_j = U_j/c_\infty$  étant le nombre de Mach du jet. Le coefficient  $\sigma_e k$  est le rapport entre l'échelle caractéristique de l'enveloppe  $\sigma_e$  et de la phase de la fluctuation  $1/k$ , noté  $\epsilon$  par Crighton & Huerre [3]. Dans notre cas, nous mesurons  $\sigma_e^2 k^2/2 \approx 55$ . La courbe de directivité (4) ainsi déterminée se compare favorablement à la mesure, voir la figure 4. Notons que la dépendance dipolaire de l'expression théorique est omise et que l'amplitude de la pression rayonnée est ajustée. Laufer & Yen [6] imposent quant à eux  $M_c = 0.5M_j$  et estiment le coefficient  $\sigma_e^2 k^2/2$  en minimisant l'écart entre la directivité théorique et leurs mesures. Ils trouvent alors une valeur proche de 45. En procédant ainsi, nous obtenons un coefficient de 47.

De la même manière, nous avons calculé le rayonnement lointain du profil proche de pression (2). Tous calculs faits :

$$\overline{p_{fs1}^2}(r, \theta) \propto \frac{\sin^2(\theta)}{r} \left\{ \frac{1 + \cos\left(\frac{\pi\lambda_e f_{s1}}{2c_\infty} \cos(\theta) - \frac{\lambda_e k}{2}\right)}{1 - \left(\frac{\pi\lambda_e f_{s1}}{2c_\infty} \cos(\theta) - \frac{\lambda_e k}{2}\right)^2} \right\}^2 \quad (5)$$

Expérimentalement nous constatons que la longueur d'onde de la fluctuation de pression  $2\pi/k$  est quasiment égale à la dimension de l'enveloppe sinusoïdale  $\lambda_e$ . D'où  $\lambda_e k/2 = \pi$  et la directivité calculée possède un angle d'annulation pour  $\theta = 90^\circ$ . L'expression (5) tracée à la figure 4 pour un nombre de Mach  $\lambda f_{s1}/c_\infty$  évalué autour de  $0.6M_j$  est en bon accord avec la directivité mesurée pour  $U_j = 20$  m/s. De la même manière, la pondération dipolaire est omise et l'amplitude de la pression calculée est adaptée.

## 6 Conclusion

Nous avons mis en évidence deux types de rayonnements sous-harmoniques possibles d'une couche de cisaillement excitée, le bruit d'appariement tourbillonnaire et la superdirectivité. La distinction résulte d'une dynamique différente de la fluctuation de vitesse sous-harmonique au centre de la couche de cisaillement. Un modèle de propagation du champ proche de pression nous permet de prédire le rayonnement lointain dans les deux cas.

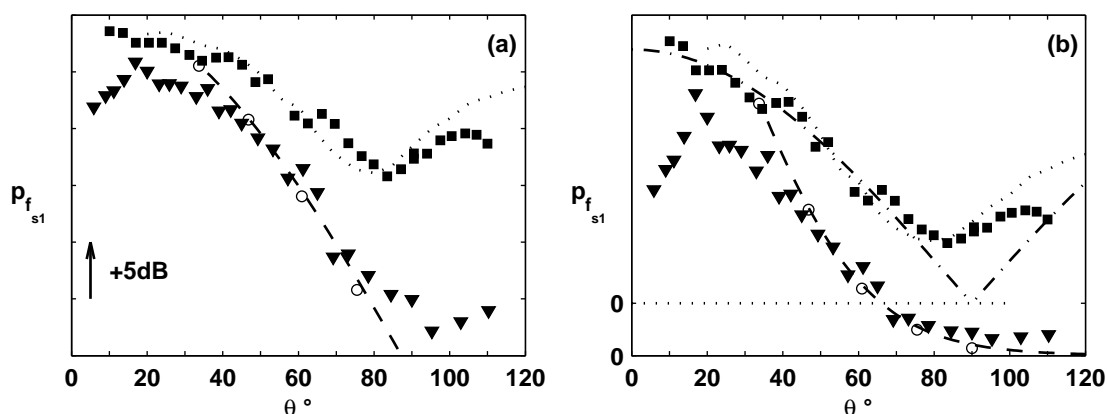


FIG. 4 – Directivité de la pression sous-harmonique,  $p_{fs1} = \sqrt{p_{fs1}^2}$ . ■,  $U_j = 20$  m/s; ▼,  $U_j = 40$  m/s; ···, Bridges [2] (figure 2.7, composante  $f_{ex}/2$ ); ○, Laufer & Yen [6] (figure 33, taux de fluctuation sous-harmonique maximum); - · - expression (5); - - - superdirectivité (4). À gauche, échelle en dB et à droite, échelle linéaire.

## Références

- [1] Berhault, J.M., Sunyach, M., Arbey, H. & Comte-Bellot, G. 1973 Réalisation d'une chambre anéchoïque revêtue de panneaux et destinée à l'étude des bruits d'origine aérodynamique. *Acustica* **29**(2), 69-78.
- [2] Bridges, J. E. 1990 Application of coherent structure and vortex sound theories to jet noise. *Ph.D. Dissertation*, University of Houston.
- [3] Crighton, D.G. & Huerre, P. 1990 Shear-layer pressure fluctuations and superdirective acoustic sources. *J. Fluid Mech.* **220**, 355-368.
- [4] Freymuth, P. 1966 On the transition in a separated laminar boundary layer. *J. Fluid Mech.* **25**, 683-704.
- [5] Kibens, V. 1980 Discrete noise spectrum generated by an acoustically excited jet. *AIAA Journal*, vol. 18, no. 4, 434-441.
- [6] Laufer, J. & Yen, T.-C. 1983 Noise generation by a low-Mach-number jet. *J. Fluid Mech.* **134**, 1-31.
- [7] Laufer, J. & Monkewitz, P.A. 1980 On turbulent jet flows : a new perspective. *AIAA Paper* 0962.
- [8] Michalke, A. 1965 On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.* **23**, 521-544.
- [9] Möhring, W. 1978 On vortex sound at low Mach number. *J. Fluid Mech.* **85**, 685-691.
- [10] Tam, C.K.W. & Burton, D.E. 1984 Sound generated by instability waves of supersonic flows. Part 2, axisymmetric jets. *J. Fluid Mech.* **138**, 273-295.
- [11] Zaman, K. B. M. Q. 1985 Far-field noise of a subsonic jet under controlled excitation. *J. Fluid Mech.* **152**, 83-111.