

ACOUSTIQUE. — *Évaluation du bruit émis par un profil isolé intercepté par un sillage.*

Note (*) de MM. Henri Arbey, Michel Sunyach et M^{lle} Geneviève Comte-Bellot, présentée par M. Edmond-A. Brun.

La contribution au bruit des différentes régions d'un profil bidimensionnel soumis au passage d'un sillage est évaluée à partir d'une analyse spatiotemporelle du champ de pression à la surface du profil. Le rôle essentiel de la région du bord d'attaque est ainsi mis en évidence.

Dans une Note antérieure ⁽¹⁾, on a étudié le bruit émis par un profil isolé soumis aux perturbations induites par la proximité d'une zone de mélange. L'augmentation de bruit observée par rapport à un écoulement incident sain, a en particulier été reliée au champ de pression instantané sur le profil à l'aide de la technique des corrélations

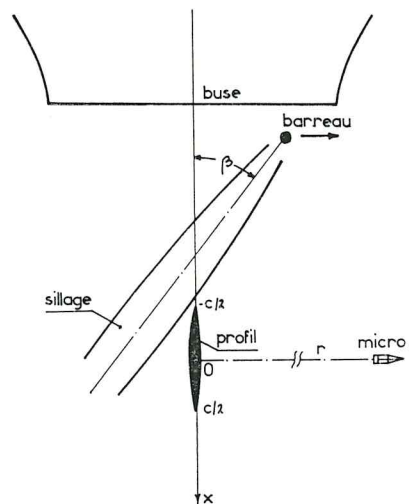


Fig. 1

croisées. Une évaluation directe à partir de ce seul champ de pression est toutefois nécessaire. Nous la développons dans le cas simple où un sillage introduisant une déviation momentanée de l'écoulement incident intercepte le profil.

L'analyse de Curle ⁽²⁾ fournit l'expression de la pression acoustique $p(\mathbf{r}, t)$ rayonnée par le profil à l'instant t , en un point \mathbf{r} du champ lointain :

$$p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \frac{r_i}{|\mathbf{r}|^2} \int_S n_i \frac{\partial \pi}{\partial t} \left(\mathbf{x}, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{x}|}{a_0} \right) dx,$$

π désignant la pression à la surface S du profil, x un point courant de S , \mathbf{n} le vecteur unitaire normal à S et a_0 la vitesse du son.

Pour un point d'écoute situé sur la normale au profil supposé mince et bidimensionnel, l'intensité acoustique rayonnée est par suite :

$$I(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\rho_0 a_0} \left(\frac{l}{4\pi a_0 r} \right)^2 \int_c \int_c \frac{\partial}{\partial t} \Delta \pi \left(x_1, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{x}_1|}{a_0} \right) \frac{\partial}{\partial t} \Delta \pi \left(x_2, t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{x}_2|}{a_0} \right) dx_1 dx_2,$$

où l et c sont respectivement l'envergure et la corde du profil, x_1 et x_2 deux points courants de la corde et $\Delta \pi$ la différence entre les pressions à l'extrados et à l'intrados.

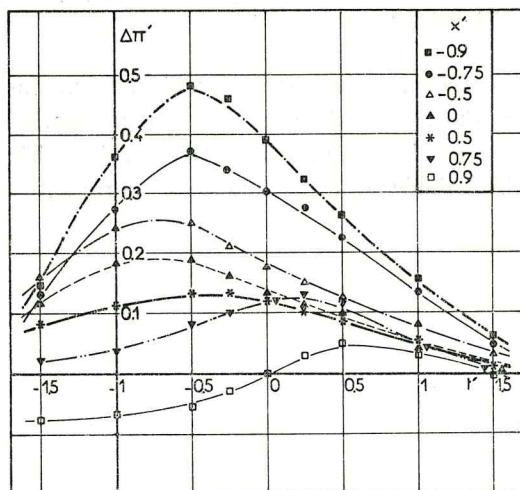


Fig. 2

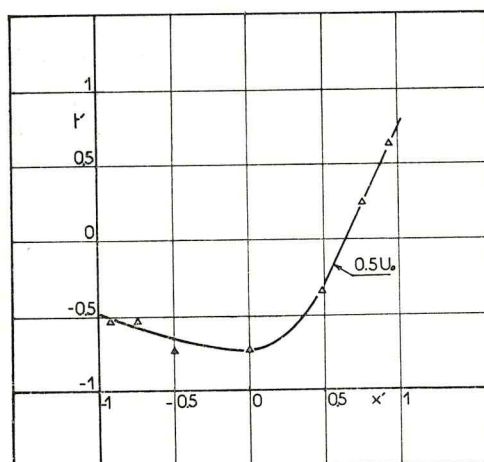


Fig. 3

Lorsqu'un sillage intercepte le profil, comme dans les expériences de Fujita et Kovaszny [(3) et (4)], l'intensité acoustique moyenne pendant le temps de passage T s'exprime par

$$I(\mathbf{r}) = \frac{1}{\rho_0 a_0} \left(\frac{l}{4\pi a_0 r} \right)^2 \int_c \int_c \frac{1}{T} \left[\int_{-\tau_0}^{T-\tau_0} \frac{\partial}{\partial t} \Delta \pi(x_1, t) \frac{\partial}{\partial t} \Delta \pi(x_2, t + \tau) dt \right] dx_1 dx_2$$

avec (fig. 1) :

$$\tau_0 = \frac{|\mathbf{r} + \mathbf{c}/2|}{a_0}, \quad \tau = \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{x}_1|}{a_0} - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{x}_2|}{a_0}.$$

L'intégration suivant x_2 de la formule précédente donne la contribution $i(\mathbf{r}, x_1)$ de la tranche de profil repérée par x_1 :

$$i(\mathbf{r}, x_1) = \frac{1}{2(1+\alpha')} \frac{1}{\rho_0 a_0} \left(\frac{l}{4\pi a_0 r} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \rho_0 U_0^3 \right)^2 \times \int_{-1}^1 \left[\int_{-1-\alpha'}^{1+\alpha'} \frac{\partial}{\partial t'} \Delta \pi'(x_1', t') \frac{\partial}{\partial t'} \Delta \pi'(x_2', t' + \tau) dt' \right] dx_2',$$

de sorte que

$$I(\mathbf{r}) = \int_{-1}^1 i(\mathbf{r}, x_1') dx_1'.$$

Les variables adimensionnelles utilisées sont celles de l'aérodynamique instationnaire ⁽⁵⁾ :

$$x' = \frac{2x}{c} \quad (\text{origine prise au milieu de la corde du profil}),$$

$$\Delta\pi' = \frac{\Delta\pi}{(1/2)\rho_0 U_0^2} \quad (U_0, \text{ vitesse à l'extérieur du sillage}),$$

$$t' = \frac{2U_0 t}{c}.$$

Pour l'intervalle de temps, les valeurs -1 et $+1$ correspondent au passage de l'axe du sillage au bord d'attaque et au bord de fuite du profil, α' tient compte de l'épaisseur du sillage évaluée aux points de déficit de vitesse moitié ($\alpha' = 0,5$).

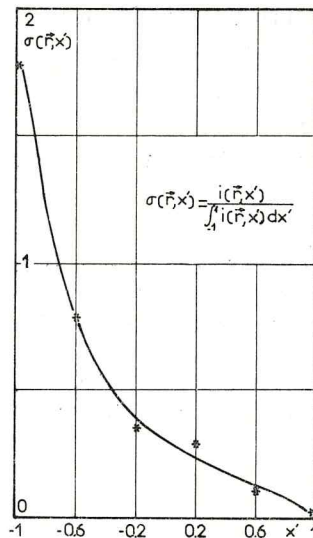


Fig. 4

Nous avons calculé $i(\mathbf{r}, x'_1)$ et $I(\mathbf{r})$ à partir des évolutions temporelles de $\Delta\pi'$ relevées par Fujita et Kovaszny [⁽³⁾, fig. 6.6 a] en divers points du profil dans les conditions expérimentales suivantes : $U_0 = 38$ m/s ; $c = 10,16$ cm ; $l = 30$ cm ; $r = 75$ cm. Un tracé spatio-temporel de ces résultats est donné sur les figures 2 et 3. On constate qu'une convection de la perturbation dans le sens de l'écoulement apparaît sur la moitié arrière du profil ($0 \leq x' \leq 1$). La vitesse de cette convection est de l'ordre de $U_0/2$. Pour la moitié avant du profil ($-1 \leq x' \leq 0$), l'intensité de la perturbation décroît avec x' sans convection apparente. Cette absence de convection est d'ailleurs en accord avec l'analyse théorique de la réponse du profil à une perturbation de vitesse ; en fluide incompressible et non visqueux, la distribution de la pression π est en effet :

$$\pi(x', t') = \pm \frac{\rho_0 U_0^2}{2} \left(\frac{1-x'}{1+x'} \right)^{1/2} W(t'),$$

où $W(t')$ est relié au profil de vitesse dans le sillage et à la fonction de Sears ⁽³⁾. Le fait qu'une convection se manifeste plus en aval ($0 \leq x' \leq 1$) provient probablement des couches limites turbulentes qui se développent dans cette zone le long du profil.

Compte tenu de ces résultats, on a donc écrit les distributions de $\Delta\pi'$ relevées expérimentalement par

$$\Delta\pi'(x', t') = g(x')f(t') \quad \text{pour } -1 \leq x' \leq 0$$

et par

$$\Delta\pi'(x', t') = g(x')f\left(t' - \frac{x'}{2}\right) \quad \text{pour } 0 \leq x' \leq 1.$$

Les fonctions f et g ont été elles-mêmes approchées par des polynômes de degré 5.

La contribution $i(\mathbf{r}, x'_1)$ obtenue en fonction de x'_1 est indiquée sur la figure 4. L'importance de la région du bord d'attaque est nettement mise en évidence. On peut escompter que ce mécanisme déjà observé dans le cas d'une aube placée près de la frontière d'un écoulement ⁽¹⁾ peut intervenir de façon essentielle dans l'émission sonore de profils soumis à d'autres types de perturbations incidentes (préturbulence par exemple).

L'intensité sonore calculée par intégration suivant x'_1 est alors évaluée à $1 \cdot 10^{-3} \text{ W/m}^2$ soit 90 dB valeur en bon accord avec le niveau de 92,5 dB obtenu directement à partir de la moyenne quadratique de la pression acoustique instantanée [⁽³⁾, fig. 6.12 a]; la moyenne étant toujours prise sur l'intervalle de temps $[-1 - \alpha', 1 + \alpha']$.

(*) Séance du 10 mai 1976.

⁽¹⁾ H. ARBEY, M. SUNYACH et G. COMTE-BELLOT, *Comptes rendus*, 281, série B, 1975, p. 489.

⁽²⁾ N. CURLE, *Proc. Roy. Soc.*, A 231, 1955, p. 505.

⁽³⁾ H. FUJITA et L. S. G. KOVASZNAY, *Unsteady Response of an Airfoil to Wave Cutting*, Final Tech. Rep. Johns Hopkins University, 1971.

⁽⁴⁾ H. FUJITA et L. S. G. KOVASZNAY, *A.I.A.A.J.*, 12, n° 9, 1974, p. 1216-1221.

⁽⁵⁾ J. H. HORLOCK, *Trans. A.S.M.E.*, séries D, 90, n° 4, 1968, p. 494-500.

*École Centrale de Lyon,
Laboratoire de Mécanique des Fluides,
Equipe de Recherche associée au C.N.R.S.,
36, route de Dardilly,
69130 Écully.*