

5. Conclusion

Nous venons de décrire une méthode qui permet de déterminer avec précision la position et la largeur des résonances de sphères élastiques. La méthode est suffisamment générale pour s'appliquer à n'importe quel type de cibles et permet d'envisager ultérieurement la mise en œuvre de méthodes de spectroscopie acoustique.

Les résultats de simulation ont été vérifiés à l'aide de quelques essais expérimentaux. La concordance a paru satisfaisante, à part peut-être au niveau de la détermination de la largeur des résonances. Pour des résonances très proches nous n'avons pas pu en effet effectuer des mesures correctes, mais la localisation des raies demeure dans tous les cas très précise.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier la Direction des Recherches et des Etudes Techniques (DRET) pour le soutien financier apporté à ce travail, ainsi que Monsieur Rousselot du Laboratoire Central des Télécommunications (LCT) grâce auquel nous avons pu disposer d'un certain nombre de résultats numériques concernant les sphères élastiques.

(Reçu le 7 novembre 1986; accepté le 23 février 1987.)

Bibliographie

- [1] Faran, J. J., Sound scattering by solid cylinders and spheres. *J. Acoust. Soc. Amer.* **23** [1951], 405.

- [2] Hickling, R., An analysis of echos from a solid elastic sphere in water. *J. Acoust. Soc. Amer.* vol. **34** [1962], 1582.
- [3] De Lustrac, J. et Carbo-Fite. Réponse percussive de sphères et cylindres creux immergés. Rapport CEPHAG n° 28/67 – 1967.
- [4] Brill, B et Überall, H., Acoustic waves transmitted through solid elastic cylinders. *J. Acoust. Soc. Amer.* **50** [1971], 921.
- [5] Überall, H., Dragonette, L. R. et Flax, L., Relation between creeping waves and normal modes of vibrations of a curved body. *J. Acoust. Soc. Amer.* **61** [1977], 711.
- [6] Derem, A. et Rousselot, J. L., Résonances acoustiques du cylindre élastique infini et leur relation avec les ondes de surface. *Revue du CETHEDC* **67** [1981].
- [7] Brill, D., Gaunaud, G. C. et Überall, H., Acoustic spectroscopy. *J. Acoust. Soc. Amer.* **72** [1982], 1067.
- [8] Gazanhes, C., Sessarego, J. P., Herault, J. P. et Leandre, J., Fonctions de transfert et réponses impulsionnelles de sphères rigides et élastiques. *Acustica* **52** [1983], 265.
- [9] Howell, W. E., Numrich, S. N. et Überall, H., Selective observation of elastic body resonances via their ringing in transient acoustic scattering. *Catholic University Report* 12, sept. 1984.
- [10] Etude de la diffusion acoustique de la sphère élastique immergée. Rapport final de synthèse LCT – Contrat DRET 82/246.
- [11] Lekhan, V. Y. et Selivanov, P. P., Distinctive characteristics of the matched filtering of echo signals from a spherical shell. *Sov. Phys. Acoust.* **31** [1985], 327.

Etude d'un système d'absorption active en conduit de longueur finie*

Aktive Schallkontrolle in einem Rohr endlicher Länge
Active Noise Control in a Finite Length Duct

par M. A. Galland et M. Sunyach

Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique
U.A.C.N.R.S. 263, Ecole Centrale de Lyon,
36, Avenue Guy de Collongue, 69131 Ecully Cedex

1. Introduction

L'utilisation de filtres digitaux de type transversal et de procédures de réglage autoadaptatives dans les systèmes antibruit large bande est pleinement efficace lorsque les fonctions de transfert à réaliser satisfont à une condition de causalité. C'est le cas en particulier pour l'air, lorsque la distance entre le microphone de détection et le système de sources de contrebruit est assez grande. On peut ainsi expliquer les résultats très intéressants obtenus pour l'absorption active des ondes planes en conduit par Ross [1] initiateur de la méthode à laquelle des améliorations importantes ont été apportées par Roure [2] et reprises par

La Fontaine et Shepherd [3]. Notons que les mêmes procédures et restrictions s'appliquent au cas de systèmes antivibratoires comme le montre l'expérience de White et Cooper [4].

Dans les cas fréquents où la fonction de transfert à réaliser n'est pas causale (conduits courts ou veines liquides), il n'existe pas de réglage possible pour un fonctionnement large bande. Toutefois, la procédure peut encore converger pour un nombre fini d'harmoniques de la fréquence d'échantillonnage, comme l'atteste l'expérience d'atténuation d'un peigne de raies présentée sur la Fig. 1. Comme on peut le prévoir, une condition de réussite du processus est que la fonction de transfert initiale ne soit pas trop éloignée de la fonction de transfert utile à réaliser. Il est donc nécessaire de disposer de moyens de calcul fournissant cette estimation indispensable. L'intérêt essentiel de cette démarche est de permettre l'obtention par échantillonnage de la fonction de transfert utile compte tenu des écarts entre le système d'antibruit réel et le cas idéal.

C'est pourquoi nous présentons ici la première étape d'une étude théorique dont la finalité est la prédétermination de l'absorption active de type monopolaire pour une excitation monochromatique. Ces travaux prennent en compte de manière précise les caractéristiques géométriques et acoustiques du conduit qui voient leur influence accrue du fait des faibles dimensions du système.

Trois méthodes de calcul (théorie modale, différences finies, éléments finis) sont proposées et comparées pour la détermination des champs acoustiques dans un conduit

* Texte présenté aux 7^{èmes} Journées d'Etudes sur la Propagation Acoustique – Ecole Centrale de Lyon 3–6 juin 1986.

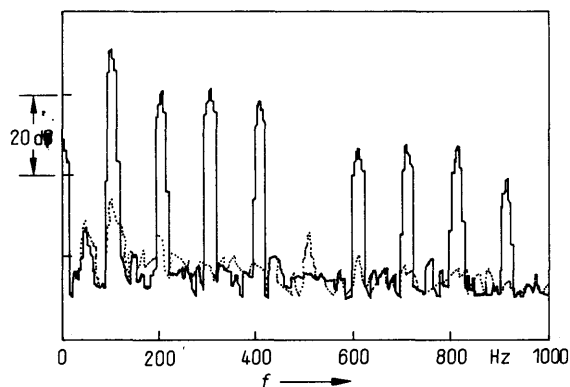


Fig. 1. Atténuation d'un peigne de raies: (—) système à l'arrêt, (---) système en marche.

rectangulaire bidimensionnel de longueur finie, dans lequel est implanté un système antibruit. Une étude expérimentale est ensuite présentée, et les mesures des champs de pression et d'intensité comparées aux résultats du modèle théorique. Toutes ces investigations nous permettent enfin d'évaluer l'influence des divers paramètres qui entrent en jeu dans la réalisation d'un système monopolaire d'absorption acoustique active dans les conduits ouverts de faible dimension.

2. Etude théorique

2.1. Enoncé du problème

Le système d'absorption active présente la configuration suivante (Fig. 2) où S_1 est la source de bruit et S_2 la source de contrebruit.

On note que dans ce calcul, les réflexions sur la paroi et sur les extrémités ouvertes du conduit sont modélisées par des impédances spécifiques uniformes. Les sources sont assimilées à des pistons rigides et le champ résultant est ainsi la superposition des champs créés séparément par S_1 et S_2 . La condition d'antibrui exprimée ici par la nullité de la pression résultante en un point D_0 de la zone d'antibrui (le plus souvent $x = R^+$, $y = \frac{1}{2}$) permet de déterminer la vitesse normale W de la source secondaire S_2 connaissant la vitesse normale V de la source primaire S_1 . Le problème à résoudre se trouve ainsi simplifié et seul,

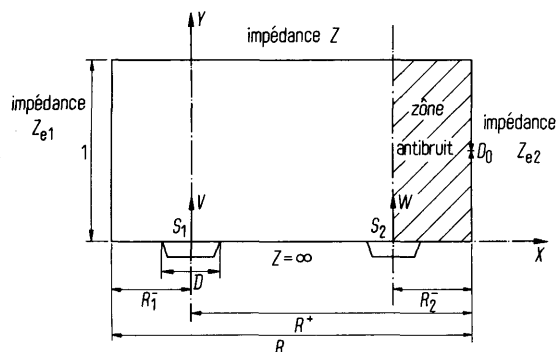


Fig. 2. Système de coordonnées et caractéristiques du conduit.

le calcul du champ créé par la source primaire est nécessaire si le système présente une parfaite symétrie ($R_1^- = R_2^- = R^-$ et $Z_{e1} = Z_{e2} = Z_e$).

La pression $p(x, y, t)$ vérifie l'équation des ondes:

$$\eta^2 \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \quad (1)$$

et les conditions aux limites:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \pm \frac{\eta}{Z_e} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad x = -R^-, \quad x = R^+, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{\eta}{Z} \frac{\partial p}{\partial t}, \quad y = 1, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad y = 0, \quad x \notin S_1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -2j\pi\eta V \quad \text{avec} \quad V = V_0 e^{2j\pi t}, \quad x \in S_1. \quad (5)$$

Les variables x, y, t et le paramètre η ont été rendus adimensionnels par la hauteur H^* du conduit et la fréquence d'excitation $\omega^*/2\pi$, ainsi:

$$x = \frac{x^*}{H^*}, \quad y = \frac{y^*}{H^*}, \quad \dots, \quad t = \frac{\omega^*}{2T} t^*, \quad \eta = \frac{\omega^* H^*}{2\pi c_0}.$$

La fréquence d'excitation est toujours prise inférieure à la fréquence de coupure du conduit qui correspond à $\eta = 0,5$.

Pour la géométrie simple et les conditions aux limites classiques décrites ici, le choix de la méthode modale pour la résolution de ce problème s'impose. Mais à plus long terme, l'emploi des méthodes numériques est nécessaire pour envisager des calculs de champs acoustiques, dans certains cas d'excitations différentes (différences finies), ou de géométries plus complexes (éléments finis). Ces méthodes permettent aussi de prendre en compte des phénomènes tels qu'un couplage fluide-structure ou apporter des indications sur le rayonnement à l'extérieur du conduit.

2.2. Méthode modale

La méthode modale proposée par Sunyach et Comte-Bellot [5] pour un conduit infini est élargie au cas où des réflexions se produisent aux extrémités. On note η_m la constante de propagation, ψ_m la fonction propre et θ_m le déphasage dû à la présence d'une impédance terminale, se rapportant au mode transversal m . D'après Doak [6], la composante spatiale de la pression p créée par une source ponctuelle monochromatique placée au point de coordonnées $(x', 0)$ en tout point du conduit (x, y) , prend la forme:

$$x > x' \quad p(x, y) = \sum_m V_m^+ \psi_m(0) \psi_m(y) \frac{\eta}{\eta_m} \cdot \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - x)),$$

$$x < x' \quad p(x, y) = \sum_m V_m^- \psi_m(0) \psi_m(y) \frac{\eta}{\eta_m} \cdot \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- + x)). \quad (6)$$

La composante horizontale de la vitesse est liée au gradient de pression dans cette direction par la formule classique:

$$u_x(x, y) = \frac{-1}{2j\pi\eta} \frac{\partial p}{\partial x}(x, y). \quad (7)$$

Le rapport pression-vitesse normale en extrémité de conduit nous permet de relier le déphasage θ_m du mode m à l'impédance terminale Z_e

$$\theta_m = \frac{1}{2} L_n \left(\frac{1 + \eta_m Z_e / \eta}{1 - \eta_m Z_e / \eta} \right). \quad (8)$$

La base des fonctions propres ψ_m étant orthogonale, la continuité de la pression au point source x' s'exprime pour chaque mode par:

$$V_m^+ \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - x')) = V_m^- \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- + x')) = V_m. \quad (9)$$

Les constantes V_m sont alors déterminées en exprimant la relation établie par Doak [7] entre le saut de gradient longitudinal de pression et la vitesse de la source V_0 soit:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x'+} - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{x'-} = 2j\pi\eta V_0 \delta(y) \quad (10)$$

qui s'écrit encore sous la forme:

$$\sum_m \psi_m(0) \psi_m(y) \frac{V_m}{V_0} \{A_m^+(x') + A_m^-(x')\} = \delta(y). \quad (11)$$

$A_m^+(x)$ et $A_m^-(x)$ représentant les admittances modales au point x :

$$\begin{aligned} x > x' & \quad A_m^+(x) = \coth(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - x)), \\ x < x' & \quad A_m^-(x) = \coth(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- + x)). \end{aligned} \quad (12)$$

Les fonctions propres modales, d'autre part, vérifient les conditions

$$\int_0^1 \psi_n(y) \psi_m(y) dy = \begin{cases} 0 & \text{si } m \neq n \\ A_m & \text{si } m = n \end{cases}. \quad (13)$$

La multiplication de l'éq. (11) par chaque fonction de base successivement, conduit à l'expression des constantes V_m :

$$V_m = \frac{V_0}{A_m} \frac{1}{A_m^+(x') + A_m^-(x')}. \quad (14)$$

La pression créée par la source ponctuelle monochromatique placée en $(x', 0)$ est alors parfaitement déterminée par:

$$p(x, y) = \sum_m \frac{\eta}{\eta_m} \frac{\psi_m(0) \psi_m(y)}{A_m} \frac{V_0}{A_m^+(x') + A_m^-(x')} \cdot \left\{ H(x - x') \frac{\text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - x))}{\text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - x'))} + H(x' - x) \frac{\text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- + x))}{\text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- + x'))} \right\}. \quad (15)$$

H étant la fonction échelon d'Heaviside.

La pression créée par la source de bruit S_1 s'obtient par intégration de l'expression précédente sur le domaine source soit pour x' compris entre $-D/2$ et $D/2$. Le champ prend alors les formes suivantes selon la position par rapport à la source

$$\begin{aligned} x < -\frac{D}{2} & \quad p(x, y) = \sum_m B_m(y) \sin(\pi\eta_m D) \frac{\text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m R^+)}{\text{sh}(2\theta_m + 2j\pi\eta_m R)} \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- + x)) \\ -\frac{D}{2} < x < \frac{D}{2} & \quad p(x, y) = \frac{1}{2j} \sum_m B_m(y) \left\{ 1 - \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - x)) \frac{\text{ch}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- - D/2))}{\text{sh}(2\theta_m + 2j\pi\eta_m R)} \right. \\ & \quad \left. - \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^- + x)) \frac{\text{ch}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - D/2))}{\text{sh}(2\theta_m + 2j\pi\eta_m R)} \right\}, \quad (16) \\ x > \frac{D}{2} & \quad p(x, y) = \sum_m B_m(y) \sin(\pi\eta_m D) \frac{\text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m R^-)}{\text{sh}(2\theta_m + 2j\pi\eta_m R)} \text{sh}(\theta_m + 2j\pi\eta_m(R^+ - x)), \end{aligned}$$

avec

$$B_m(y) = \frac{\eta V_0}{\pi A_m \eta_m^2} \psi_m(0) \psi_m(y).$$

Les fonctions et valeurs propres modales sont calculées par une méthode classique de différences finies choisie pour sa simplicité et sa fiabilité, et les constantes de normalisation par intégration numérique.

2.3. Méthode de différences finies temporelles

Cette méthode a été décrite en détail dans nos travaux antérieurs [8]. Son principe consiste à relier l'évolution temporelle du champ de pression à son évolution spatiale. Ainsi au début du calcul ($t < 0$) le système est au repos et après une période de «propagation numérique», la solution atteint son état stationnaire. Les conditions aux limites sont prises en compte dans le schéma par des relations integro-différentielles. Rappelons que le principal problème rencontré est la stabilisation de la solution qui s'avère lente dans certains cas (paroi rigide notamment). Toutefois sa simplicité de mise en œuvre, le peu de place mémoire requis et la possibilité d'introduire des excitations diverses sont des atouts importants.

2.4. Méthode d'éléments finis

Les équations de base sont prises sous leur forme stationnaire, la pression s'écrit a priori $p(x, y, t) = p(x, y) e^{2j\pi t}$. L'utilisation de la formule de Green permet d'obtenir la formulation variationnelle du problème comme indiqué par Petyt [9]. Les triangles linéaires de Lagrange à trois nœuds ont été choisis comme espace de discrétisation. Tous les triangles sont égaux entre eux et constituent deux à deux un carré de côté 0,1. Une discrétisation plus grossière a fait apparaître parfois quelques problèmes de convergence. Le remplacement des éléments d'impédance double (A et B) par des éléments d'impédance simple (A_1, A_2 et B_1, B_2) améliore sensiblement les résultats (Fig. 3).

La numérotation des nœuds a été choisie pour obtenir une configuration particulièrement intéressante de la matrice globale du système. En effet, si $|N| = (N_1, N_2, N_3)$ représente la suite des fonctions d'interpolation du triangle

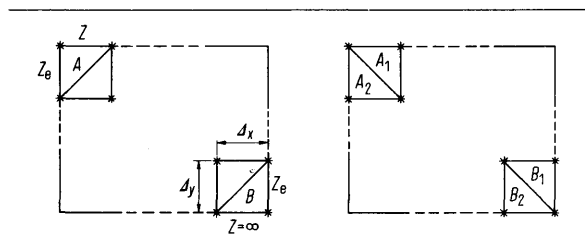


Fig. 3. Remplacement des éléments à deux impédances par des éléments à impédance unique.

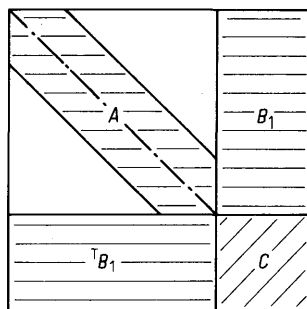


Fig. 4. Configuration de la matrice du système.

T_e et $|B|$ son gradient, $|B| = \nabla \cdot \nabla \Gamma \cdot \nabla |N|$ alors la matrice élémentaire $|A_e|$ prend la forme:

$$|A_e| = \int_{T_e} (T|B| |B| - 4\pi^2 \eta^2 T|N| |N|) dS + 2j\pi\eta \int_{\Gamma_e^z} \frac{1}{Z} T|N| |N| d\Gamma \quad (17)$$

Γ_e^z représente si elle existe la frontière d'impédance Z du triangle T_e . Le second membre élémentaire a pour valeur:

$$|b_e| = 2j\pi\eta \int_{\Gamma_e^z} V_0 T|N| d\Gamma \quad (18)$$

où Γ_e^z est la frontière vibrante du triangle T_e , si elle existe. On constate à partir de ces résultats intermédiaires que les seules relations de type complexe du calcul ont lieu entre les nœuds qui sont frontière absorbante du domaine. Il s'avère donc intéressant d'isoler ce calcul complexe en numérotant ces nœuds en dernier. La matrice globale du système prend la forme indiquée en Fig. 4.

La matrice A est une matrice bande symétrique réelle, exprimant les relations entre les nœuds non frontière absorbante. On ne stockera que la bande supérieure. La matrice B_1 , réelle, exprime les relations entre nœuds non frontière absorbante et frontière absorbante. La matrice C , complexe, exprime les relations entre les nœuds frontière absorbante. La résolution s'effectue par une triangularisation de Gauss partielle, laissant subsister un système complexe résolu séparément par le programme LEQTIC de la bibliothèque IMSL.

2.5. Présentation des résultats

La comparaison entre les trois méthodes est présentée sur la Fig. 5. Elle porte sur l'évolution du niveau de pression le long du conduit, à deux hauteurs différentes. L'accord est excellent; seul un écart très minime apparaît dans la fin de la zone d'antibruit à des niveaux de

pression qui sont évidemment très faibles. La Fig. 4 met aussi en évidence le réseau d'ondes stationnaires qui s'établit à l'amont de la source secondaire.

Le calcul a été ensuite appliqué à l'examen de la qualité de l'asservissement de la source secondaire qui s'exprime par la précision donnée au rapport complexe α entre la vitesse de la source secondaire et la vitesse de la source primaire ($\alpha = W/V = A e^{j\phi}$). La Fig. 6 présente les réponses obtenues pour différentes valeurs des erreurs a et ϕ introduites sur l'amplitude A et la phase ϕ soit $\alpha = A(1+a) e^{j(\phi+\phi)}$. Les réponses tracées concernent toujours l'évolution axiale du niveau de pression, près de la paroi contenant les sources ($y=0,2$) et font apparaître l'extrême sensibilité de la fin de la zone d'antibruit.

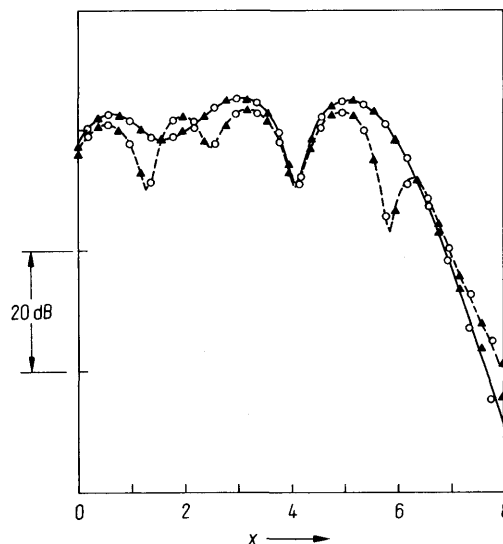


Fig. 5. Evolution axiale du niveau de pression dans un système d'absorption active. Comparaison entre les trois méthodes de calcul $\eta=0,25$; $Z=2,5-2,5j$; $Z_e=0,2+0,6j$. Théorie modale $y=0,2$ (---), $y=0,8$ (—); différences finies (○ ○ ○); éléments finis (▲ ▲ ▲).

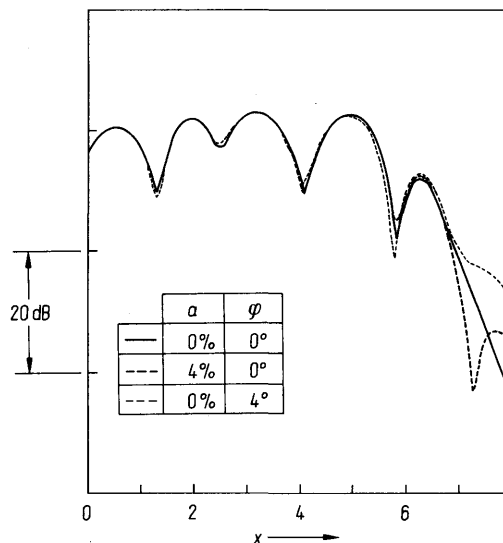


Fig. 6. Evolution axiale du niveau de pression. Influence d'une erreur d'amplitude ou de phase.

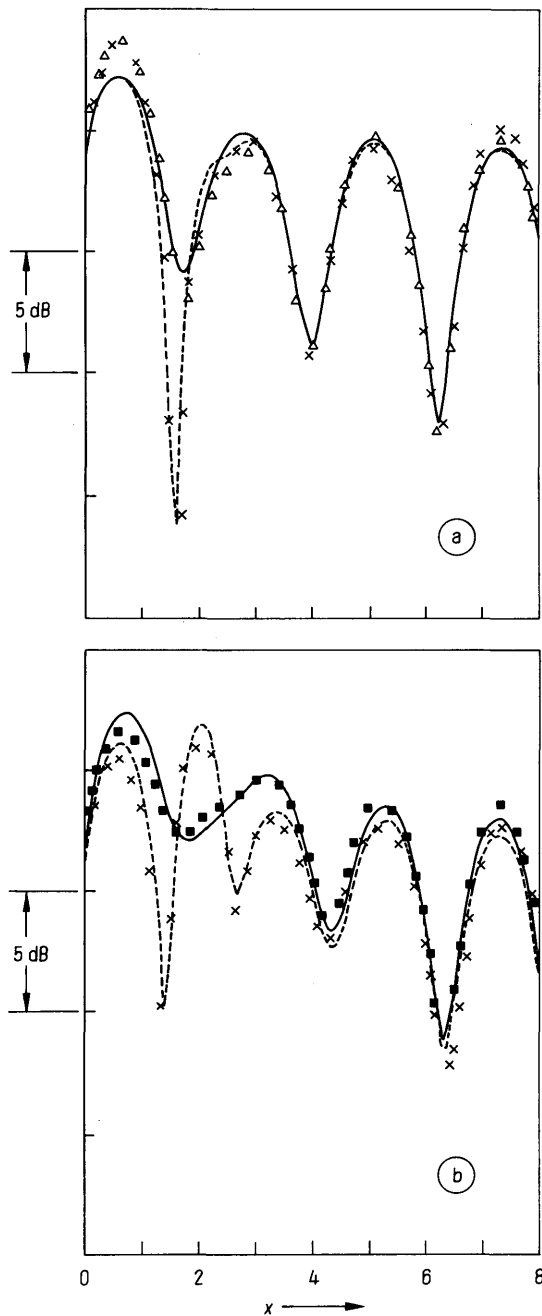


Fig. 7. Evolution axiale du niveau de pression créée par la source primaire. a) Sans laine de verre: théorie $y=0,5$ (—), $y=0,1$ (---); expérience $y=0,5$ ($\Delta\Delta\Delta$), $y=0,1$ (***)). b) Avec laine de verre: théorie $y=0,7$ (—), $y=0,1$ (---); expérience $y=0,7$ ($\blacksquare\blacksquare\blacksquare$), $y=0,1$ (***)).

Ainsi des écarts de quelques pourcents sur l'amplitude et de quelques degrés sur la phase peuvent être à l'origine de performances assez moyennes de systèmes d'absorption acoustique active.

2.6. Calcul du champ des vecteurs intensité acoustique

Ses composantes se calculent par les formules classiques:

$$I_x = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p u_x^*), \quad I_y = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(p u_y^*)$$

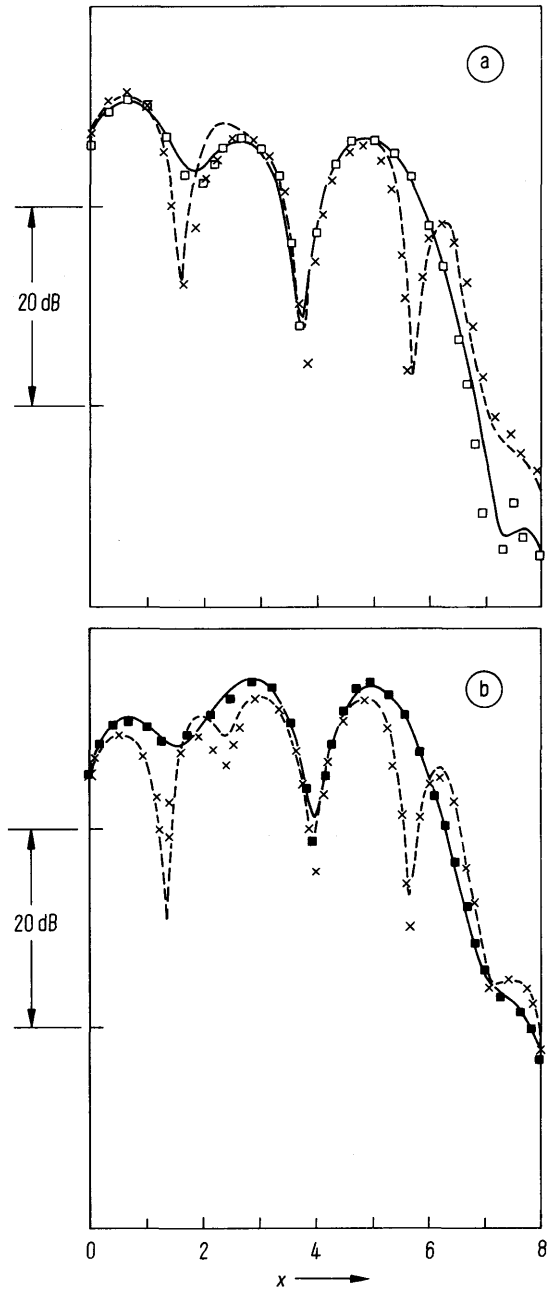


Fig. 8. Evolution axiale du niveau de pression dans un système d'absorption active. a) Sans laine de verre: théorie $y=0,9$ (—), $y=0,1$ (---); expérience $y=0,9$ ($\square\square\square$), $y=0,1$ (***)). b) Avec laine de verre: théorie $y=0,7$ (—), $y=0,1$ (---); expérience $y=0,7$ ($\blacksquare\blacksquare\blacksquare$), $y=0,1$ (***)).

avec

$$u_x = \frac{-1}{2j\pi\eta} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad u_y = \frac{-1}{2j\pi\eta} \frac{\partial p}{\partial y}.$$

Toutes les variables sont prises sous leur forme stationnaire. Les composantes du vecteur vitesse sont calculées dans les trois méthodes par un schéma aux différences finies, exceptée la composante horizontale dans la méthode modale qui s'obtient directement par un calcul analytique.

3. Etude expérimentale

Comme les constatations théoriques l'ont prouvé précédemment, la réalisation d'une absorption efficace requiert une grande précision, une bonne stabilité du système, et, conjointement une souplesse d'utilisation qui permette éventuellement de palier les insuffisances dans ces domaines. C'est pourquoi nous avons choisi d'asservir le haut-parleur secondaire par l'intermédiaire d'un convolveur mis au point au laboratoire (Billoud [10]) et piloté par un micro-ordinateur Apple 2. Le réglage du convolveur se fait de manière automatique ou manuelle et a pour but de minimiser la pression mesurée par le microphone de détection situé en D_0 . Le dispositif expérimental ainsi que le système ont été décrits de manière précise antérieurement [11]. Rappelons que le conduit à section carrée, a une longueur de 1,60 m pour une hauteur de 0,20 m et qu'un panneau amovible de laine de verre permet d'étudier les effets d'une absorption en paroi comme dans le modèle théorique. Les essais présentés ici sont effectués pour des excitations monochromatiques qui assurent la propagation du seul mode plan ($f < 850$ Hz).

La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques nécessite la détermination des impédances de paroi et d'extrémité qui interviennent dans les calculs. La méthode consiste par approches successives à ajuster les courbes théoriques et expérimentales du niveau de pression créée par la source primaire seule. Ainsi pour une fréquence d'excitation de 400 Hz, respectivement sans et avec la laine de verre les Figs. 7 a et 7 b fournissent les valeurs suivantes d'impédances complexes: (a) $Z = 5 + 5j$, $Z_e = 0,3 + 0,8j$; (b) $Z = 2,49 - 2,76j$, $Z_e = 0,2 + 0,5j$.

La deuxième série de mesures concerne le champ de pression à l'intérieur du conduit, le système d'absorption active étant réglé de manière à obtenir une atténuation stable d'une quarantaine de décibels dans la zone d'anti-bruit.

Nous présentons Fig. 8 a et 8 b, l'évolution axiale du niveau de pression pour les conditions décrites précédemment. On a introduit dans les calculs les erreurs de gain et de phase intervenant sur le réglage du haut-parleur secondaire et qui sont d'ailleurs à l'origine de la non répétitivité des mesures observées dans la zone d'anti-bruit. Ce phénomène est d'autant plus marqué que cette zone s'étend ici sur une très courte distance (40 cm). Le bon accord entre

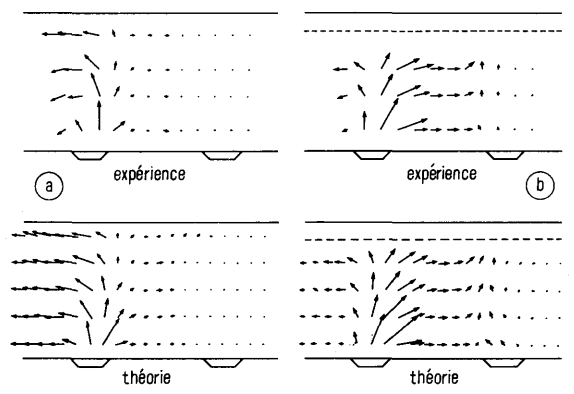


Fig. 9. Cartes d'intensité acoustique dans un système d'absorption active.

- a) sans laine de verre,
- b) avec laine de verre.

calculs et mesures confirme la validité du modèle théorique choisi dans ce cas.

Les mesures du champ des vecteurs Intensité s'effectuent par l'intermédiaire de la sonde intensimétrique décrite par Sunyach et Comte-Bellot [5]. Présentées dans le cas du conduit rigide (Fig. 9 a) et avec addition du panneau en laine de verre (Fig. 9 b) les cartes d'intensité font apparaître une bonne concordance entre théorie et essais, et mettent en évidence l'intérêt d'un absorbant en paroi. Dans le cas de la paroi quasi-rigide, le champ est réactif dans la majeure partie du conduit et l'énergie est massivement refoulée vers l'amont.

4. Conclusion

L'étude présentée ici est une étape nécessaire à la réalisation de systèmes d'absorption acoustique active en conduit court. Dans ce cas en effet les difficultés sont accrues du fait de l'écart qui existe entre les conditions idéales souhaitées et les conditions réelles. Citons en particulier l'influence d'une mauvaise réponse des sources, l'écart par rapport aux ondes planes, les effets de réaction de paroi, de réflexion et diffraction sur les ouvertures.

Le modèle théorique présenté ici prend en compte quelques-uns des problèmes précédents et prédit de manière satisfaisante les champs de pression et d'intensité pour une excitation monochromatique. Les diverses méthodes présentées nous permettront ultérieurement de déterminer par le calcul une première approximation de la fonction de transfert utile à réaliser. Celle-ci est nécessaire à la convergence rapide de la procédure autoadaptative indispensable à la réalisation d'une absorption active non monochromatique.

(Accepté le 28 février 1987.)

Bibliographie

- [1] Ross, C. F., An adaptive digital filter for broadband active sound control. *J. Sound Vib.* **80** [1982], 381-388.
- [2] Roure, A., Self adaptive broadband active sound control system. *J. Sound Vib.* **101** [1985], 429-441.
- [3] La Fontaine, R. F. and Shepherd, I. C., The influence of waveguide reflections and system configuration on the performance of an active noise attenuation. *J. Sound Vib.* **100** [1985], 569-579.
- [4] White, A. D. and Cooper, D. G., An adaptive controller for multivariable active noise control. *Applied Acoust.* **17** [1984], 99-109.
- [5] Sunyach, M. and Comte-Bellot, G., Acoustic pressure and intensity fields in active noise control system. *AIAA Paper 84.2271*, Williamsburg, Virginia 1984.
- [6] Doak, P. E., Excitation, transmission and radiation of sound from source distributions in hard-walled ducts of finite length (II): The effects of duct length. *J. Sound Vib.* **31** [1973], 137-174.
- [7] Doak, P. E., Excitation, transmission and radiation of sound from source distributions in hard-walled ducts of finite length (I): The effects of duct cross-section geometry and source distribution space-time pattern. *J. Sound Vib.* **31** [1973], 1-72.
- [8] Galland, M. A. and Sunyach, M., Acoustic pressure and intensity distributions in finite length active noise control systems. *IUTAM Symposium Aero and Hydro Acoustics*. Ecole Centrale de Lyon, 1985.

- [9] Petyt, M., Finite element techniques for acoustics. CISM 277. Theoretical acoustics and numerical techniques. Springer Verlag, Berlin 1983.
[10] Billoud, G., Conception et réalisation d'un filtre numérique 32 points. DEA d'Acoustique, Lyon 1985.

- [11] Galland, M. A. et Sunyach, M., Etude expérimentale des champs de pression et d'intensité acoustique dans un absorbeur actif de type monopolaire. Comptes Rendus Acad. Sc., Série II, 1986.

Diffusion acoustique par un cylindre fluide. Résonances et ondes de surface*

*Schallstreuung durch flüssige Zylinder.
Resonanzen und Oberflächenwellen*

*Acoustic Scattering by Fluid Cylinders.
Resonances and Surface Waves*

par J. L. Rousselot

Laboratoire Central de Télécommunications (L.C.T.),
18-20, rue Grange-Dame-Rose,
78140 Velizy-Villacoublay

La présente étude est consacrée à l'évaluation des résonances d'un cylindre fluide immergé dans un autre fluide. Les résultats obtenus par une analyse numérique fine seront présentés sous forme de courbes ou de tableaux. Certains d'entre eux sont validés par une approche asymptotique récemment établie.

1. Introduction

L'étude de la diffusion d'une onde plane ultrasonore par un objet élastique a progressé de façon substantielle au cours de ces dernières années [1]. Des relations simples ont permis de relier l'existence des résonances avec l'apparition d'ondes de surface. La résolution de l'équation caractéristique du système liée aux conditions de continuité a mis en évidence des racines complexes qui ont été classées en familles associées à des ondes de surface circulant à la périphérie du diffuseur. L'étude numérique présentée ici a pour but d'évaluer la modification de ces ondes de surface lorsque le milieu constitutif du cylindre est fluide.

Des résultats intéressants portant sur la largeur des résonances et l'influence des «modes de respiration» sur les diagrammes de rayonnement sont particulièrement analysés. Les célérités des ondes de galerie à écho de type fluide ont pour limite la vitesse du son dans le fluide environnant. De plus, cette valeur est indépendante de la masse spécifique des deux fluides.

Notations

$D_n(\cdot)$ = déterminant des conditions aux limites du système;

$J_n(\cdot), J'_n(\cdot)$ = fonctions de Bessel d'ordre n et leur dérivée;

$H_n(\cdot), H'_n(\cdot)$ = fonctions de Hankel d'ordre n et leur dérivée;

$x_1 = k_1 a$;

$x_L = k_L a$;

k_1, k_L = nombre d'onde dans le fluide extérieur 1 et dans le fluide intérieur.

2. Étude de la pression diffusée par un cylindre fluide

2.1. Rappel de la formulation dans le cas élastique

On considère une onde plane incidente d'extension infinie dont l'axe de propagation est perpendiculaire à l'axe longitudinal d'un cylindre circulaire de longueur infinie. L'expression de la pression diffusée p_d dans la direction φ à la distance r a été présentée dans plusieurs publications récentes [1]. La forme générale n'est pas modifiée en passant au cas fluide. Elle est redonnée ici par commodité:

$$p_d = p_0 \sum_{n=0}^{\infty} j^n \varepsilon_n \frac{D_n^{[1]}(a, \omega)}{D_n(a, \omega)} H_n^{(1)}(k_1 r) \cos n\varphi. \quad (1)$$

Il est souvent préférable d'utiliser une autre relation appelée fonction de forme dérivée de la précédente en considérant que le point d'observation est situé à très grande distance. L'expression de la pression peut alors se mettre sous la forme:

$$p_d = p_0 \sqrt{\frac{a}{2r}} F_{\infty}. \quad (2)$$

où la fonction F_{∞} a pour expression:

$$F_{\infty} = \frac{2}{\sqrt{\pi x_1}} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n \frac{D_n^{[1]}(a, \omega)}{D_n(a, \omega)} \cos n\varphi. \quad (3)$$

Les éléments des déterminants du système linéaire à partir des conditions de continuité du problème sont donnés dans la référence [1].

2.2. Réduction de la formule précédente au cas fluide

Pour un matériau fluide, les expressions intervenant dans la formulation du problème général élastique se simplifient beaucoup en remarquant que la célérité transversale s'annule, ce qui réduit le nombre de conditions de continuité du problème. Le déterminant D_n prend alors la forme suivante:

$$D_n = \frac{\varrho_2}{\varrho_1} x_1 J_n(x_L) H_n^{(1)'}(x_1) - x_L J_n(x_L) H_n^{(1)}(x_1). \quad (4)$$

On montre que le déterminant $D_n^{[1]}$ est relié à D_n par la relation simple:

$$D_n^{[1]} = -\operatorname{Re}\{D_n\}. \quad (5)$$

Le symbole $\operatorname{Re}\{\cdot\}$ désigne ici la partie réelle de la quantité entre crochets.

Les expressions précédentes ayant été établies, les deux approches désormais classiques de l'étude de la réponse acoustique de cibles cylindriques – Théorie de la matrice S et transformation de Sommerfeld-Watson – peuvent être utilisées au même titre que pour les matériaux élastiques, afin de déterminer les résonances et la fonction de forme des objets. C'est ainsi que l'on calcule la fréquence et la largeur des résonances par ces deux approches.

* Texte présenté aux 7^{èmes} Journées d'Etudes sur la Propagation Acoustique, Ecole Centrale de Lyon, 3-6 juin 1986.