Diffusion acoustique par des coques cylindriques. Etude des ondes axiales

D. Décultot, F. Lacroq, G. Maze

► To cite this version:

D. Décultot, F. Lacroq, G. Maze. Diffusion acoustique par des coques cylindriques. Etude des ondes axiales. Journal de Physique IV Proceedings, 1994, 04 (C5), pp.C5-841-C5-844. 10.1051/jp4:19945182 . jpa-00252864

HAL Id: jpa-00252864

<https://hal.science/jpa-00252864>

Submitted on 1 Jan 1994

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Diffusion acoustique par des coques cylindriques. Etude des ondes axiales

D. DÉCULTOT, F. LECROQ et G. MAZE

Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique, LAUE, URA 1373 du CNRS, Université du Havre, place R. Schuman, 76610 Le Havre, France

Abstract: The study of the propagation of the axial waves are necessary to interpret the experimental results obtained on objects constituted by a tube limited by two hemispherical shells. In this paper, we present the calculation of phase velocities of the waves which propagate in the length of a tube. These results are compared to ones obtained from a plate which is made of the same material and which has the same thickness. An experimental study is achieved on a tube of stainless steel. It consists of exciting the tube on one of its ends.

1. Introduction.

L'étude de la diffusion acoustique par des objets constitués d'un tube limité par deux coques hémisphériques lors d'une excitation axiale nous a amenés à étudier la propagation des ondes de surface dans la longueur d'un tube [1, 2]. L'interprétation des résultats expérimentaux nécessite, entre autres, la connaissance de la vitesse de phase des ondes se propageant axialement dans le tube. L'étude de ces ondes axiales présentée dans ce papier, découle des études déjà menées sur la diffusion acoustique par des cylindres de longueur infinie. Ces travaux ont montré l'influence de la propagation des ondes de surface sur la diffusion acoustique [3, 4]. Pour les objets de forme cylindrique plongés dans l'eau, plusieurs types d'ondes de surface sont mis en évidence suivant la direction de l'excitation ultrasonore. Dans le cas d'une excitation ultrasonore normale à l'axe, deux types d'ondes circonférentielles sont distingués suivant leur support principal de propagation, d'une part les ondes internes (l'onde de Rayleigh $l = 1$ et les ondes de galerie à écho $l = 2, 3, \dots$) dont la propagation se fait principalement dans le solide et, d'autre part l'onde externe de Scholte-Stoneley dont la propagation s'effectue principalement à l'interface eau-coque [5]. Pour certaines fréquences, ces ondes peuvent constituer des résonances autour des objets étudiés. Dans le cas d'une excitation oblique, les ondes guidées ($p = 1, 2, \dots$) sont également à l'origine de la formation de résonances [6]. Dans la première partie de ce papier, les vitesses de phase des ondes se propageant dans la longueur des tubes (ondes axiales) sont calculées à partir de l'étude du mode de vibration particulier $n = 0$ [1, 2, 7, 8]. Dans la deuxième partie les résultats sont comparés à ceux obtenus sur une plaque de même épaisseur. En dernier lieu, les résultats de ces calculs sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus lors de l'excitation axiale d'un tube à extrémités libres. L'objet étudié dans ce travail est en acier inoxydable avec un rayon externe a égal à 16,75 mm et un rapport des rayons b/a égal à 0,8 (b est le rayon interne).

2. Calcul de la vitesse de phase des ondes axiales.

Le calcul des vitesses de phase est effectué à partir du calcul des modes propres du tube. Le vecteur déplacement $\vec{u}$ est défini à partir d'un potentiel scalaire ϕ et d'un potentiel vecteur $\vec{\psi}$. Le calcul des modes élastiques de propagation dans un cylindre s'obtient par la résolution des équations de Helmholtz. Pour le mode $n = 0$, toutes les composantes radiales du vecteur déplacement sont identiques sur la circonférence de l'objet. Ce mode $n = 0$, appelé mode de respiration, traduit une propagation purement axiale des ondes. Les conditions aux frontières utilisées pour le tube (les contraintes T_{rr} et $T_{rz} = 0$) doivent

être exprimées successivement pour $r = a$ puis $r = b$ (pour le mode $n = 0$: $T_{r\theta}$ est nulle). Un système de quatre équations à quatre inconnues est ainsi constitué:

$$[M_{ij}] \bullet [A_i] = 0 \quad \text{avec } i \text{ et } j = 0 \text{ à } 4 \quad (1)$$

Les termes du déterminant 4x4 sont donnés dans les références [1, 2]. Ce problème a une solution si le déterminant de la matrice est égal à zéro. Pour une fréquence réduite $k_1 a$ ($k_1 a = \omega a / C_l$) donnée (C_l étant la vitesse de l'onde de volume dans l'eau: 1 470 m/s), nous recherchons les valeurs de C_z ($C_z = \omega / k_z$) qui annulent le déterminant du système (1). Les courbes de dispersion, correspondant à un tube d'acier inoxydable ayant un rapport des rayons b/a de 0,8, sont tracées sur la figure 1 ($C_T = 3\,100$ m/s et $C_L = 5\,790$ m/s). Une première courbe, notée A_0^{tube} , pour des fréquences voisines de zéro, une vitesse égale à 4 995 m/s. Cette vitesse correspond à la vitesse de barre. Pour des fréquences croissantes, cette même courbe décroît jusqu'à un minimum de 1 680 m/s, puis croît progressivement vers une vitesse de 2 875 m/s. La valeur de cette vitesse correspond à la vitesse de l'onde de Rayleigh sur un plan semi-infini C_R . La courbe, notée S_0^{tube} , possède une fréquence réduite de coupure égale à 4. Lorsque les fréquences croissent, cette courbe présente un premier palier à une vitesse de 5 236 m/s qui correspond à la vitesse de plaque. Celle-ci est la vitesse limite pour de faibles fréquences du premier mode longitudinal pour les plaques. Cette courbe S_0^{tube} tend vers la vitesse de l'onde de Rayleigh C_R pour des fréquences élevées. Les courbes, notées A_1^{tube} , S_1^{tube} , S_2^{tube} , A_2^{tube} possèdent des fréquences réduites de coupure (respectivement $k_1 a = 33,2; 62,1; 66,3; 99,4$) en basses fréquences puis tendent vers la vitesse C_T pour les fréquences élevées. Pour obtenir les fréquences de coupure, l'étude est faite en faisant tendre k_z vers 0. Dans ce cas, le déterminant du système (1) peut se mettre sous la forme:

$$D = D_1 \cdot D_2 \quad (2)$$

où D_1 et D_2 sont deux déterminants 2x2 [1, 6]. L'annulation de ces déterminants donne les fréquences de coupure. L'annulation du déterminant $[D_1]$ correspond aux ondes de galerie à écho et l'annulation du déterminant $[D_2]$ correspond à des ondes de type guidé [6]. Pour les fréquences de coupure, le type de chaque onde (noté respectivement GE et G) est reporté sur la figure 1.

3. Comparaison avec les résultats obtenus sur la plaque.

Les courbes de dispersion de la figure 1 sont comparées aux courbes de dispersion de la figure 2 obtenues pour une plaque de même matériau et de même épaisseur (3,35 mm). Le calcul de ces courbes est décrit dans la référence [9]. Cette comparaison fait apparaître quatre points de similitude.

1°) La superposition des figures 1 (tube de 0,8) et 2 (plaque de 3,35 mm) fait exactement coïncider les courbes, excepté deux cas en basse fréquence:

-la courbe notée A_0^{tube} remonte vers la vitesse de barre;

-la courbe notée S_0^{tube} possède une fréquence de coupure (56 kHz) que n'a pas la courbe S_0 de la plaque.

2°) La particularité de l'onde S_1 sur une plaque est de posséder une pente négative pour des vitesses de phase élevées. Cette particularité est également constatée sur la courbe S_1^{tube} relative au tube (figure 1).

3°) Sur les figures 1 (tube de 0,8) et 2 (plaque de 3,35 mm), on peut constater le croisement des ondes S_2 et A_2 . La position du croisement pour le tube de 0,8, est obtenue en annulant le déterminant (1), et donne une vitesse de 7 975 m/s pour une fréquence de 1 550 kHz. Pour la plaque de même épaisseur que le tube, un croisement d'ondes est obtenu pour une fréquence de 1 549 kHz. Pour la plaque, la position des croisements d'ondes est déterminée par des relations données dans la référence [10].

4°) Les fréquences de coupure pour la plaque sont identiques à celles calculées pour le tube au premier paragraphe. Elles sont regroupées dans le tableau ci-dessous.

Pour les ondes guidées d'un tube, le vecteur d'onde $\vec{k}$ possède deux composantes k_θ et k_z non nulles. Pour le cas des ondes circonférentielles la composante k_z est nulle, ce qui correspond à une incidence normale à l'axe. Dans le cas des ondes axiales, la composante k_θ devient nulle, seule la composante k_z existe. Les déplacements dépendent alors de r et de z comme dans le cas des ondes de

Lamb de la plaque (x, z). Cette approche est confirmée par les quatre points de similitude qui sont apparus lors de la comparaison de la plaque avec le tube.

Tableau de comparaison du type d'onde, de la fréquence de coupure et de la vitesse limite pour les fréquences élevées entre le tube ($b/a = 0,8$; $a = 16,75$ mm) et de la plaque de 3,35 mm d'épaisseur.

TUBE	onde à la f coupure	G.Éch	Guidée	G.Éch	Guidée	Guidée
	f coupure kHz	56	464	867	926	1 388
	C limite m/s	2 875	3 100	3 100	3 100	3 100
PLAQUE	type d'onde	S_0	A_1	S_1	S_2	A_2
	f coupure kHz	-	463	864	925	1 388
	C limite m/s	2 875	3 100	3 100	3 100	3 100

4. Vérification expérimentale.

Les résultats expérimentaux sont obtenus en excitant le tube sur une de ses extrémités. Dans ces conditions d'excitation, les ondes se propagent dans la longueur du tube. Pour certaines fréquences particulières de l'onde incidente, ces ondes axiales constituent un état stationnaire de vibration dans la longueur du tube; une résonance peut alors être détectée. Cet état stationnaire est caractérisé par la présence d'un nombre entier m de demi-longueurs d'onde dans la longueur du tube. La condition pour qu'un effet stationnaire se produise est donnée par la relation (3).

$$C_z = 2L(f)^* / m \quad \text{avec } m = 1, 2, 3, \dots (3)$$

$(f)^*$ est la fréquence de résonance, C_z la vitesse de phase de l'onde axiale. Le spectre des résonances de la figure 3 est obtenu avec la Méthode d'Isolement et d'Identification des Résonances (M.I.I.R.) quasi harmonique [11]. Le tube de longueur $L = 200$ mm est immergé dans l'eau et fermé par du latex afin de laisser libre ses extrémités tout en maintenant de l'air à l'intérieur de celui-ci. Le transducteur utilisé possède une fréquence centrale de 200 kHz. Ce spectre fait apparaître des résonances dont les modes correspondent à un nombre entier m de 10 à 25. Le spectre de résonances de la figure 4 est obtenu pour le même tube mais ce dernier est laissé dans l'air. La méthode utilisée est la M.I.I.R. impulsienne. Les mêmes modes de vibration m allant de 10 à 25 sont associés aux résonances. Pour ces deux spectres, les valeurs de C_z , calculées à partir de la relation (3) et des fréquences de résonances expérimentales, correspondent aux vitesses de phase de l'onde S_0^{ube} . L'erreur entre la vitesse de phase calculée au paragraphe 1 et celle déduite des expériences ne dépasse pas 1% sur l'ensemble des résultats.

5. Conclusion

La comparaison des vitesses de phase des ondes axiales et celles des ondes de Lamb met en évidence un comportement acoustique identique excepté en basses fréquences. Lorsque le tube est placé dans l'eau ou dans l'air seule l'onde S_0^{ube} est observée expérimentalement, pour la bande de fréquence étudiée ($9,5 < k_{1a} < 25$). Les vitesses de phase de cette onde axiale déduites de ces expériences sont en bon accord avec le calcul.

6. Bibliographie

- [1] D. DÉCULTOT, F. LECROQ, G. MAZE, J. RIPOCHE, "Diffusion acoustique par des tubes limités par des coques hémisphériques", Acoustics'93, Southampton, Proceedings of the Institute of Acoustics, 865-872 [1993].
- [2] D. DÉCULTOT, F. LECROQ, G. MAZE, J. RIPOCHE, "Acoustic scattering from a cylindrical shell bounded by hemispherical endcaps. Resonance interpretation with surface waves propagating in cylindrical and spherical shells", J. Acoust. Soc. Am., (sous presse)
- [3] H. ÜBERALL, L.R. DRAGONETTE, L. FLAX, J. Acoust. Soc. Am. **61**, 711-715, [1977].
- [4] A. DEREM, Revue du CETHEDDEC **58**, 43-79, [1979].
- [5] M. TALMANT, J.-L. IZBICKI, G. MAZE, G. QUENTIN, J. RIPOCHE, J. Acoustique **4**, 509-523, [1991].
- [6] J.-L. IZBICKI, G. MAZE, J. RIPOCHE, J. Acoust. Soc. Am. **80**, 1215-1219, [1986].
- [7] T. R. MEEKER, A. H. MEITZLER, Physical Acoustics **1A**, 111-167, [1973].
- [8] T. J. PLONA, B.K. SINHA, S. KOSTEK, S. CHANG, J. Acoust. Soc. Am. **92**, 1144-1155, [1992].
- [9] O. LENOIR, J. DUCLOS, J.-M. CONOIR, J.-L. IZBICKI, J. Acoust. Soc. Am. **94**, 330-343, [1993].

- [10] J.-M. CONOIR, "Séries de Debye et interférences dans une plaque élastique", Deuxième Congrès Français d'Acoustique, Arcachon, 14-17 avril 1992, Journal de Physique IV, 2, C1, 695-704, [1992].
 [11] G. MAZE, J. RIPOCHE, Rev. Phys. Appl. 18, 319-326, [1983].

Fig. 1: Courbes de dispersion des ondes axiales d'un tube d'acier inoxydable de rapport $b/a = 0,8$ (GE: onde de galerie à écho, G: onde guidée)

Fig. 2: Courbes de dispersion des ondes de Lamb pour une plaque d'acier inoxydable d'épaisseur 3,35mm

Fig. 3: Spectre des résonances obtenu pour une excitation axiale du tube immergé dans l'eau

Fig. 4: Spectre des résonances obtenu pour une excitation axiale du tube placé dans l'air