

Diffusion d'ondes ultrasonores

hautes fréquences par cylindre plein.

Cas des axes acoustiques des traducteurs
perpendiculaires à celui du cylindre

Scattering of high frequency ultrasonic wave by elastic cylinder.

Cas of the acoustical beams perpendicular to the cylinder axis



Philippe BOISSINOT

Université Paris-VII, Groupe de Physique des Solides de l'École Normale Supérieure, Tour 23, 2, place Jussieu, 75251 PARIS CEDEX 05

Philippe BOISSINOT a obtenu son Diplôme d'Études Approfondies en Acoustique à l'Université Paris-VI, et a effectué son stage de DEA à l'Université Paris-VII sur la diffusion des ultrasons par des cibles cylindriques immergées. Actuellement appelé scientifique, ses travaux portent sur les technologies micro-ondes au Département des Techniques Acoustiques Spécialisées de la THOMSON, Sophia Antipolis.

Gérard QUENTIN

Université Paris-VII, Groupe de Physique des Solides de l'École Normale Supérieure, Tour 23, 2, place Jussieu, 75251 PARIS CEDEX 05



Francine LUPPE

Université Paris-VII, Groupe de Physique des Solides de l'École Normale Supérieure, Tour 23, 2, place Jussieu, 75251 PARIS CEDEX 05

Francine LUPPE est chercheur à l'Université Paris-VII, dans l'équipe d'Optique Ultrasonore du GPS. Ayant obtenu son Doctorat de 3^e cycle à l'Université Paris-VI sur la diffusion des ultrasons par des cibles cylindriques immergées, elle effectue actuellement une thèse d'État portant sur l'étude de l'onde de Stonele aux interfaces liquide-solide.

RÉSUMÉ

Soit un cylindre élastique plein, insoné à ka élevé (k =nombre d'onde dans l'eau, a =rayon du cylindre) en régime impulsif. Dans le cas où les axes acoustiques des sondes émettrice et réceptrice présentent une direction quelconque dans un même plan de section droite du cylindre, nous développons la théorie de l'optique géométrique afin de calculer les temps d'arrivée des différents modes observables en tout point extérieur au cylindre, et de tenter un calcul approché des amplitudes.

MOTS CLÉS

Diffusion par un cylindre, ondes géométriques, signature acoustique.

SUMMARY

Consider a solid elastic cylinder being insonified by a pulse at large ka (k =wave number in water, a =radius of the target). When the axis of the acoustical beams of the transmitter and the receiver are in a same plane perpendicular to the cylinder axis, we calculate, by means of a geometrical theory, the arrival times of the observed modes, at any point of the external field of the cylinder.

KEY WORDS

Scattering from a cylinder, geometrical waves, acoustic signature.

TABLE DES MATIÈRES

- 1. Introduction
- 2. Cas bistatique
- 3. Rétrodiffusion
- 4. Conclusion
- Bibliographie

1. Introduction

L'étude de la diffusion d'une onde acoustique plane par un cylindre élastique plongé dans l'eau a mis en évidence la contribution au champ diffusé de deux types d'ondes [1, 2, 3]:

- 1° les ondes « circonférentielles » de type Franz, Rayleigh, Galeries à Échos [5, 6];
- 2° les ondes « géométriques », réfléchies et transmises avec ou sans changement de polarisation.

Travaillant en régime impulsionnel et à fréquence élevée vis-à-vis du rayon du cylindre, nous privilégions les ondes « géométriques », qui obéissent alors aux lois de l'optique géométrique [4, 7, 8-10], et nous négligeons la contribution des ondes circonférentielles. Dans le cas d'une sonde émettrice et d'une sonde réceptrice situées dans un même plan de section droite du cylindre, avec leurs axes acoustiques concourants au centre du cylindre, nous avons développé antérieurement [4, 7, 8] la théorie géométrique, afin de prévoir la figure temporelle des échos observés sur la sonde réceptrice. Les échos sont notés (n, m) ; n représente le nombre de trajets rectilignes effectués par l'onde à l'intérieur du cylindre, dont m à polarisation transversale. Les temps d'arrivée et les amplitudes calculés des échos sont en bon accord avec ceux mesurés expérimentalement.

Dans le présent travail, nous présentons une étude identique, menée cette fois-ci dans le cas où l'(es) axe(s) acoustique(s) de(s) la(les) sonde(s) est(ont) translaté(s) d'une distance d (d et d'), comme indiqué sur la figure 1. Nous indiquons ainsi la condition

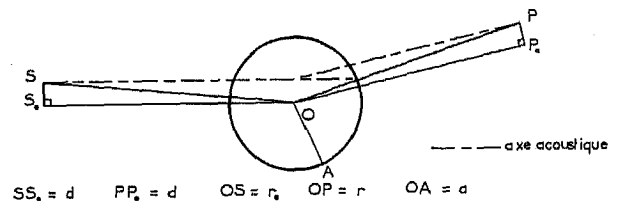


Fig. 1. — Géométrie du cas bistatique.

d'observation d'un mode (n, m) donné, pour un angle d'observation φ fixé, ainsi que le temps d'arrivée et l'amplitude de l'écho correspondant. Le cas particulier de la rétrodiffusion est discuté séparément.

2. Cas bistatique [9]

— Soient: $R=r/a$, $R_0=r_0/a$, $\xi_L=C/C_L$, $\xi_T=C/C_T$, où « a » représente le rayon du cylindre, r et r_0 les distances OP et OS (fig. 1), et où C , C_L , C_T sont les vitesses respectives de l'onde de volume dans l'eau, et des ondes de volume à polarisation longitudinale (L) et transverse (T) dans le solide.

— Soit α l'angle d'incidence du rayon issu de la source S donnant naissance à l'écho (n, m) considéré; posons $x = \sin \alpha$.

La condition d'observation d'un mode (n, m) donné s'écrit alors:

$$(2.1) \quad \exists x \in [0, 1] \quad \text{tel que} \quad f_{n,m}^1(x) = 0,$$

ou :

$$(2.2) \quad f_{nm}^2(x) = 0,$$

avec :

$$f_{nm}^1(x) = \varphi + \text{Arc sin}(d'/r) - \text{Arc sin}(d/r_0) \\ + 2 \text{Arc sin } x - \text{Arc sin}(x/R) - \text{Arc sin}(x/R_0) \\ - 2m \text{Arcsin}(x/\xi_T) - 2(n-m) \text{Arcsin}(x/\xi_L) \\ + (n-2l-1)\pi,$$

et :

$$f_{nm}^2(x) = f_{nm}^1(x) - 2\varphi - 2 \text{Arc sin}(d'/r) + 2 \text{Arc sin}(d/r_0);$$

l représente le nombre de tours effectués par l'onde autour du centre O du cylindre avant sa réémission; $l \in [0, n/2]$, d et d' sont les décalages respectifs à l'émission et à la réception.

Les fonctions f_{nm}^1 et f_{nm}^2 étant des fonctions monotones, la solution x de l'équation (2.1) ou de l'équation (2.2), si elle existe, est unique pour n, m, l donnés. Dans ce cas, le mode (n, m) est donc observable, et son temps d'arrivée sur la sonde réceptrice s'exprime par la relation (2.3) :

$$(2.3) \quad T_{nm} = a/c [(R_0^2 - x^2)^{1/2} + (R^2 - x^2)^{1/2} \\ - 2(1 - x^2)^{1/2} + 2(n-m)(\xi_L^2 - x^2)^{1/2} \\ + 2m(\xi_T^2 - x^2)^{1/2}],$$

où l'origine des temps est fixée à l'instant de départ du début de l'impulsion excitatrice; l'amplitude de l'écho, normalisée par rapport à la pression p_0 qu'il y aurait en O , centre du cylindre, en l'absence de celui-ci, est décrite par la relation (2.4) :

$$(2.4) \quad P_{nm}/p_0 = \mathcal{A}_{nm} G_{nm} B_{nm}^{-1/2} C_{nm}^{-1/2} \mathcal{D}_{nm}^S \mathcal{D}_{nm}^P,$$

où \mathcal{A}_{nm} rend compte de l'atténuation par frottements internes, G_{nm} de la « perte » d'amplitude par réflexions et (ou) transmissions multiples, et où \mathcal{D}_{nm}^S et \mathcal{D}_{nm}^P représentent les valeurs respectives des fonctions de directivité des sondes émettrice (S) et réceptrice (P), pour les angles d'émission et de réception correspondant au mode (n, m) considéré; les facteurs B_{nm} et C_{nm} rendent compte de l'effet « focalisant » du cylindre. La référence [9] donne une approximation de toutes ces grandeurs dans le cas où l'angle d'incidence est petit devant $\pi/2$ (incidence rasante).

Remarque : l'expression (2.4) est à multiplier par 2 quand : $\varphi = 0^\circ$ et $d/r_0 = d'/r$; $\varphi = 180^\circ$ et d quelconque. Les formules (2.1) à (2.3) rendent compte de façon satisfaisante de la figure d'échos observée : l'écart temporel théorie-expérience est en effet inférieur à 100 ns pour un rayon de 10 mm. L'accord entre les amplitudes calculées et mesurées s'avère cependant nettement moins bon (< 30 %); en effet, l'arrivée par paquets de certains échos produit des phénomènes d'interférence dont nous n'avons pas tenu compte sur le plan théorique; de plus, l'amplitude des échos est très sensible à toute désorientation d'une des sondes, ce qui en rend la mesure précise délicate.

3. Rétrodiffusion [10]

Dans le cas particulier de la rétrodiffusion, où la sonde réceptrice (P) est identique à la sonde émettrice (S), la condition d'observation d'un mode (n, m) donné se simplifie :

$$\exists x \in [0, 1] \quad \text{tel que } f_{nm}(x) = 0,$$

avec :

$$(3.1) \quad f_{nm}(x) = (n-2l)\pi - 2 \text{Arc sin}(x/R_0) \\ - 2m \text{Arc sin}(x/\xi_T) - 2(n-m) \text{Arc sin}(x/\xi_L) \\ + 2 \text{Arc sin } x.$$

Le temps d'arrivée d'un mode (n, m) observable s'écrit :

$$(3.2) \quad T_{nm} = 2a/c [(R_0^2 - x^2)^{1/2} - (1 - x^2)^{1/2} \\ + (n-m)(\xi_L^2 - x^2)^{1/2} + m(\xi_T^2 - x^2)^{1/2}].$$

Quatre modes sont alors remarquables, puisqu'ils sont toujours observables, quelles que soient les valeurs respectives de r_0, a, d, ξ_L et ξ_T : ce sont les modes $(0, 0)$, $(2, 0)$, $(3, 0)$ et $(3, 1)$, illustrés par la figure 2. En

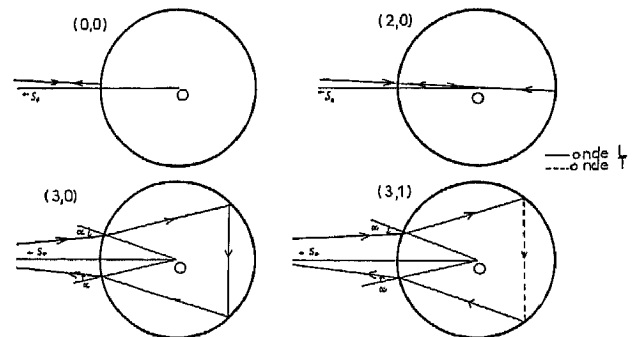


Fig. 2. - Les échos « remarquables ».

effet, les deux premiers sont émis sous incidence nulle, puisque $x=0$ est toujours solution de l'équation (3.1) pour $n=0$ ou 2 et $m=0$. On montre également [10] que la solution x_{30} de l'équation (3.1) pour le mode $(3,0)$ est toujours comprise entre $0,5 \xi_L$ et $0,7 \xi_L$, et que celle associée au mode $(3,1)$ (x_{31}) est comprise entre $0,6 \xi_L$ et ξ_L . A ξ_L et ξ_T fixés, et pour un décalage d variant de 0 à a , les variations de x_{30} et x_{31} correspondent à une variation des angles d'incidence α_{30} et α_{31} inférieure à 0,001 rad. Si l'on néglige cette variation, on peut alors exprimer la différence ΔT entre le temps d'arrivée de l'écho (n, m) ($n=3, m=0$ ou 1) pour un décalage nul et le temps d'arrivée pour un décalage d :

$$\Delta T \simeq d^2/[c(r_0^2 - d^2)^{1/2}].$$

Cet écart temporel s'avère très faible; en effet, pour un rayon a de 10 mm et une distance sonde non

décaléc-axe du cylindre de 200 mm, l'application de la formule (3.3) donne :

$$d = 1 \text{ mm}, \quad \Delta T \approx 3 \text{ ps};$$

$$d = 5 \text{ mm}, \quad \Delta T \approx 80 \text{ ps};$$

$$d = 9 \text{ mm}, \quad \Delta T \approx 0,3 \text{ ns}.$$

Les expériences réalisées [10] confirment ce résultat. Ainsi, les échos (0,0), (2,0), (3,0), et (3,1) existent toujours, quel que soit le décalage, le rayon, et le cylindre considéré, et leurs temps d'arrivée respectifs varient de façon négligeable en fonction du décalage. Ces échos constituent ainsi une « signature » acoustique du cylindre, indépendante de la position de la sonde émettrice, et peuvent être utilisés pour la résolution du problème inverse [10] en haute fréquence.

4. Conclusion

L'étude, en régime impulsionnel et à fréquence élevée, de la diffusion par un cylindre élastique, permet l'emploi de la théorie de l'optique géométrique, afin de prévoir de façon satisfaisante la figure temporelle des

échos observés. Elle met en évidence l'existence d'échos « remarquables » caractéristiques du cylindre et indépendants de la géométrie du problème.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. BRILL et H. ÜBERALL, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 50, 1971, p. 921-939.
- [2] J. W. DICKEY et H. ÜBERALL, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 66, 1979, p. 277-283.
- [3] A. DEREM, *Revue du CETHEDDEC*, NS 80-1, 1980, p. 221-244.
- [4] P. J. WELTON, M. DE BILLY et G. QUENTIN, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 67, 1980, p. 470-476.
- [5] G. MAZE, B. TACONET et J. RIPOCHE, *Phys. Lett.*, 84 A, 1981, p. 309-312.
- [6] A. DEREM, J. L. ROUSSELOT, G. MAZE, J. RIPOCHE, *Acustica*, 50, 1982, p. 39-50.
- [7] M. FEKIH, *Thèse de 3^e cycle*, Université Paris-VII, 1982.
- [8] M. FEKIH et G. QUENTIN, *Revue du CETHEDDEC*, 72, 1982, p. 91-101.
- [9] F. LUPPE, *Thèse de 3^e cycle*, Université Paris-VI, 1984.
- [10] P. BOISSINOT, *Rapport de stage de D.E.A.*, Université Paris-VII, 1984.