

CFA/VISHNO 2016

Étude Théorique et Expérimentale d'une Coque Mince Élastique Cylindrique Soumis à une Source Ponctuelle

S. Shah-Hosseini, F. Léon, F. Chati, D. Décultot, G. Maze et D. Soubol
LOMC UMR CNRS 6294, Université du Havre, 75 rue Bellot, 76600 Le Havre, France
souboldavid@gmail.com



LE MANS

Le rayonnement acoustique d'une coque élastique cylindrique immergée dans l'eau et excitée par une source ponctuelle est l'objet de la présente étude. L'objectif de ce travail a donc été d'étudier théoriquement et expérimentalement le rayonnement acoustique d'une coque cylindrique élastique excitée par une source ponctuelle. Notre intérêt s'est porté dans un premier temps sur l'étude théorique d'une coque cylindrique recevant une force ponctuelle de contact sous la forme d'une impulsion de Dirac et sur la pression acoustique rayonnée le long du tube en un point d'observation en champ lointain. Le modèle utilisé est basé sur la théorie de l'élasticité. Il a été de ce fait intéressant, dans un second temps, de mener des expérimentations afin de valider ces calculs théoriques et de réaliser des mesures complémentaires. Deux expériences ont ainsi été réalisées. La première expérience est basée sur une méthode bistatique, l'émission en position fixe est réalisée par un transducteur focalisant et la réception par un transducteur non focalisant se déplaçant le long de l'axe de l'objet. Pour la deuxième expérience, le transducteur récepteur est à une position axiale fixée et effectue une rotation pour une réception en oblique dans une gamme d'angle 0-30°. L'analyse de la propagation des ondes selon la direction axiale est réalisée.

1 Introduction

De nombreuses études théoriques ont été menées sur le rayonnement acoustique par une coque cylindrique mince immergée dans l'eau et soumise à une force de contact sur une interface [1-5]. Néanmoins, peu d'études expérimentales ont considérées le cas d'une excitation ponctuelle pour ce type d'objet.

Parmi ces nombreuses études théoriques, quelques-unes modélisent la vibration des coques par la théorie de l'élasticité linéaire à trois dimensions. Pathak et Stepanishen [6] aborde le problème théorique de cette manière. La pression rayonnée par l'objet est ainsi calculée à partir d'une intégrale de Fourier appliquée sur la série de Rayleigh. L'intégrale appliquée à cette série est effectuée à l'aide de la méthode de la phase stationnaire. Lecable *et al.* [7] se sont inspirés de ces travaux mais l'intégrale appliquée à la série des modes normaux est alors calculée par la transformée discrète de Fourier. La modélisation utilisée dans notre étude s'appuie sur ces derniers travaux. L'intérêt de celle-ci est de pouvoir considérer toutes les épaisseurs sans limitation de fréquences.

L'étude expérimentale est basée sur la méthode impulsionnelle en configuration bistatique. Cette configuration à deux transducteurs permet d'obtenir des résultats basés sur la propagation des ondes selon la direction axiale de la coque. Bien que théoriquement nous considérons une force de contact ponctuelle pour l'excitation de la coque immergée dans l'eau, nous employons expérimentalement un transducteur focalisant de fréquence centrale 1 MHz comme émetteur. Celui-ci se caractérise par un diamètre de la tache focale de 6,4 mm à -6 dB. Ce diamètre est relativement petit en comparaison au diamètre de la coque en inox que nous étudions ; ce diamètre est égal à 54 mm. La réception des signaux est assurée par un transducteur plan de fréquence centrale 1 MHz. Les différents traitements des signaux nous permettent d'obtenir des représentations en z -fréquence et en k_z -fréquence que nous analyserons.

2 Théorie modale

Nous considérons une coque élastique cylindrique en acier inoxydable TP304L de rayon externe $a = 27$ mm et de

rayon interne b dont le rapport b/a est égal à 0,94. Les paramètres mécaniques de ce matériau sont la masse volumique $\rho_2 = 7900$ kg.m⁻³, la célérité de l'onde à polarisation longitudinale $c_L = 5790$ m.s⁻¹ et la célérité de l'onde à polarisation transversale $c_T = 3100$ m.s⁻¹. La cavité de cette coque est vide et l'objet est immergé dans l'eau. Ce fluide est caractérisé par sa densité volumique $\rho_1 = 1000$ kg.m⁻³ et par la vitesse du son $c_1 = 1470$ m.s⁻¹.

L'objectif de cette section est d'exprimer la pression acoustique rayonnée le long du tube suite à une excitation ponctuelle [7].

L'objet est soumis à une pression harmonique en un point source, situé à la surface extérieure de la coque (Figure 1). Le point source localisé dans le repère cylindrique est défini par $r = a$, $\theta = \pi$, $z = 0$.

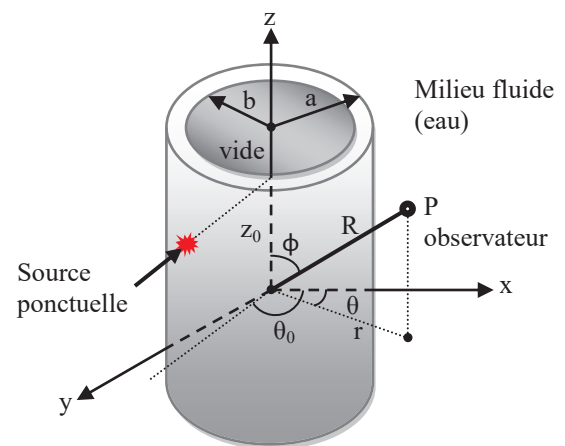


Figure 1 : configuration du problème

Cette force est modélisée mathématiquement par :

$$P_s(r = a, \theta, z) = p_0 \delta(\pi - \theta) \delta(z) e^{-i\omega t} \quad (1)$$

où p_0 désigne une pression d'amplitude constante, δ est une fonction de Dirac spatial et ω est la fréquence d'excitation. La composante circonférentielle de cette expression est développée en une série d'exponentielle complexe et une

transformée de Fourier spatiale est effectuée suivant la direction axiale z [8]. Le terme source s'écrit alors :

$$P_s(a, \theta, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}_s(a, \theta, k_z) e^{ik_z z} dk_z \quad (2)$$

$$\text{avec } \hat{P}_s(a, \theta, k_z) = \frac{P_0}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in(\theta-\pi)}$$

où la variable k_z est le nombre d'onde axial décrivant la propagation d'ondes dans la direction axiale de la coque.

La pression rayonnée par le tube en un point d'observation p de coordonnées cylindriques (r, θ, z) s'exprime alors [4] :

$$P_{ray}(r, \theta, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{P}_{ray}(r, \theta, k_z) e^{ik_z z} dk_z \quad (3)$$

$$\text{avec } \hat{P}_{ray}(r, \theta, k_z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n H_n^{(1)}(\eta_1 r) e^{in(\theta-\pi)}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \eta_1 = \sqrt{k_1^2 - k_z^2} \\ A_n = \frac{D_n^{(1)}(r, \theta, k_z)}{D_n(r, \theta, k_z)} \end{cases}$$

$H_n^{(1)}$ est la fonction de Hankel de première espèce d'ordre n . Le rapport A_n désigne les coefficients de diffusion à déterminer à partir des conditions de continuité aux interfaces.

3 Dispositif expérimental bistatique

Une méthode de mesure impulsionnelle est employée pour mesurer l'amplitude de la pression acoustique rayonnée par une cible immergée dans l'eau [9]. Le tube (dont les caractéristiques sont définies au §2) est suspendu à l'aide de fils, et est fermé aux extrémités de façon étanche. Ce tube est placé horizontalement dans un plan comprenant les transducteurs Emetteur et Récepteur. Cette disposition décrite sur les figures 2 et 3 correspond à celle des transducteurs en transmission. La configuration dite "bistatique" nécessite donc l'utilisation de deux transducteurs, l'un en émission et l'autre en réception. Une brève impulsion électrique de forte amplitude est envoyée par un générateur d'impulsions au transducteur émetteur. Une onde est alors émise en direction de la cible. L'onde rayonnée par l'objet ainsi excité, est ensuite reçue par un transducteur récepteur. Le signal électrique obtenu est transmis à un oscilloscope numérique, à l'aide duquel la trace est moyennée par balayages successifs, numérisée puis sauvegardée pour un traitement ultérieur. Les signaux temporels filtrés seront alors traités par Transformée de Fourier Rapide (FFT) sur un micro ordinateur.

Deux configurations de mesure sont mises en œuvre selon l'information recherchée et se différencient par le transducteur récepteur et son déplacement. Les transducteurs utilisés pour obtenir les résultats expérimentaux sont immersifs, focalisant pour l'émission et non focalisant pour la réception. L'émetteur est un transducteur OLYMPUS® caractérisé par un diamètre de la

surface active de 25,4 mm (1 pouce) et une fréquence centrale de 1 MHz. Le faisceau acoustique focalisant est perpendiculaire à l'axe de l'objet. Ce transducteur est placé à une distance de la surface du tube égale à 110 mm. A cette distance focale, le faisceau incident focalise sous forme d'une tache circulaire de diamètre égale à 6,4mm à -6dB. Ce diamètre est relativement petit en comparaison au diamètre (54 mm) de la coque en inox que nous étudions.

La première configuration (**configuration (1)**, Figure 2) comprend le transducteur focalisant précédemment cité et un transducteur non focalisant OLYMPUS® caractérisé par un diamètre de la surface active de 12,7 mm (0,5 pouce) et une fréquence centrale de 1 MHz. Ce dernier est placé à une distance (en champ lointain) de 110 mm du tube et le faisceau incident est perpendiculaire à l'axe de l'objet. La position de l'émetteur est fixe ; le récepteur se déplace parallèlement à la paroi de l'objet dans un plan contenant l'axe de la cible et le vecteur d'onde incident. L'axe z est ainsi balayé sur 300 mm, par pas Δz de 1 mm. A chaque position z , un signal temporel moyenné est relevé. Le traitement numérique des données consiste à représenter les ondes dans l'espace (k_z - f). Pour obtenir cette représentation k_z -fréquence, nous appliquons aux signaux temporels de la pression que nous avons relevés dans l'espace (z, t), deux transformées de Fourier successives [10]. Le signal résultant de ces deux transformées est situé dans l'espace ($1/\lambda_z, f$) dual à l'espace position-temps (z, t). En tenant compte de la relation $k_z = 2\pi/\lambda_z$, ce même signal s'exprime en fonction du nombre d'onde k_z et de la fréquence f . Le module du résultat est représenté en niveaux de gris.

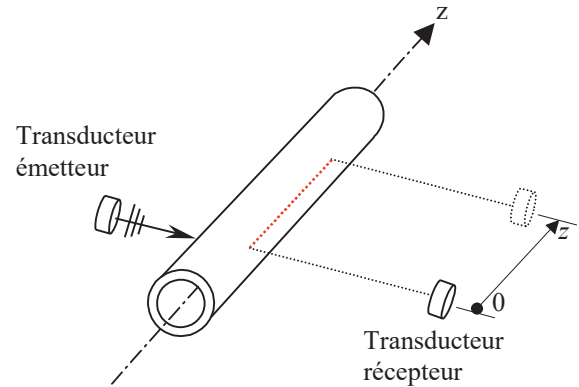


Figure 2 : **configuration (1)** bistatique expérimentale. Le transducteur émetteur est fixe ; le transducteur récepteur est en translation suivant l'axe z , dans le plan contenant l'axe de l'objet et le vecteur d'onde incident.

La deuxième configuration (**configuration (2)**, Figure 3) diffère principalement de la première par le déplacement du transducteur récepteur de fréquence centrale 1 MHz. A la position initiale, le faisceau incident de ce transducteur est perpendiculaire à l'axe de l'objet pour une position z donnée. Ce récepteur, repéré par l'angle Φ , tourne dans un plan azimutal comprenant le transducteur émetteur et l'axe de l'objet. Les signaux sont recueillis à pas angulaire constant $\Delta\Phi = 0,5^\circ$ dans une gamme d'angle $0-30^\circ$. Le transducteur récepteur utilisé est caractérisé par un diamètre de la surface "parlante" de 38,1 mm (1,5 pouce), supérieure à celui employé pour la première configuration. Il est placé à une distance (en champ lointain) de 520 mm de la surface

extérieure du tube. Ainsi, l'angle d'ouverture du faisceau de réception facilite les réglages et le relevé des signaux.

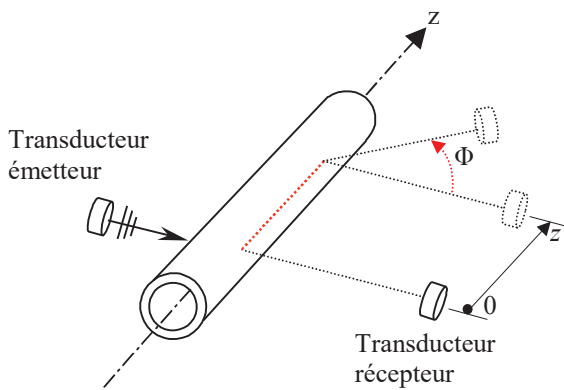


Figure 3 : **configuration (2)** bistatique expérimentale. Le transducteur émetteur est fixe ; le transducteur récepteur, repéré par l'angle Φ , tourne dans un plan azimutal comprenant le transducteur émetteur et l'axe de l'objet.

A titre d'exemple, sont présentés les signaux temporels relevés selon la configuration de la figure 2 à une position du transducteur émetteur $z = 0$ mm et $z = 30$ mm. La distance entre le transducteur émetteur et la surface du tube étant faible et égale à 110 mm, il apparaît des échos (pointés par des flèches sur la figure 4) relatifs à un aller-retour entre l'émetteur et le tube. Ces échos non désirés sont donc relatifs à une ré-excitation de l'objet et ne sont pas à prendre en considération dans notre traitement. La fenêtre utile du signal temporel a donc une largeur de l'ordre de 150 μ s. Pour tous les signaux temporels relevés, cette largeur est considérée dans le traitement numérique par FFT. Parmi les échos que contient le signal temporel utile de la figure 4, aucun de ces échos représente la réponse rigide de la cible : Cela montre la quasi absence de fond non-résonant. Les échos observés sur le signal temporel représentent uniquement la réponse libre de l'objet ; leur traitement par FFT fournit donc un spectre où les résonances se manifestent sous forme de pics d'amplitude. La FFT du signal temporel choisi représente un spectre de résonances (Figure 5, $z = 30$ mm).

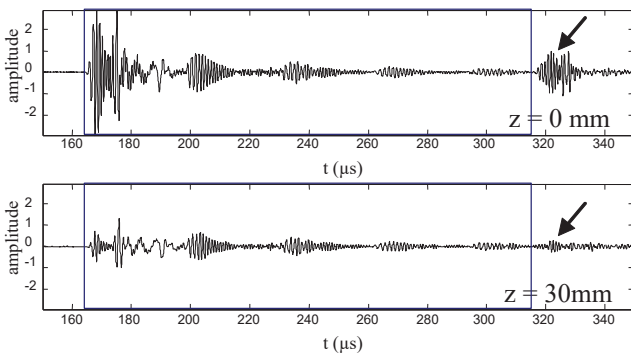


Figure 4 : signaux temporels relevés selon la configuration (1)
- à une position $z = 0$ mm,
- à une position $z = 30$ mm.

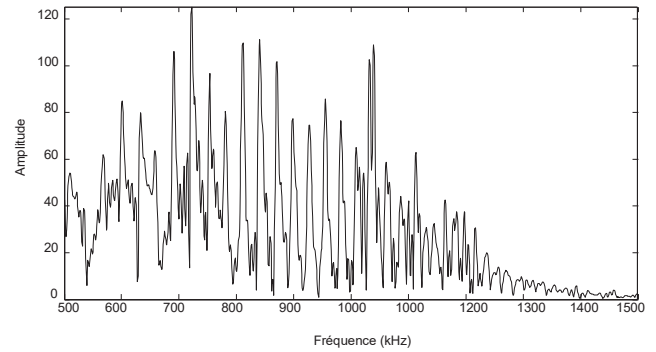


Figure 5 : Spectre de résonances du signal temporel utile de la figure 4, $z = 30$ mm.

4 Analyse des résultats expérimentaux

4.1 Configuration (1)

Les signaux temporels de la pression rayonnée par le tube sont relevés à l'aide de la configuration (1) décrite dans le paragraphe précédent. Ces données sont obtenues dans l'espace (z - t) suite à la translation linéaire du transducteur récepteur (Figure 2). Elles ont été traitées et mis sous forme d'une représentation k_z -fréquence réduite en Figure 6. L'intérêt de cette représentation est d'isoler les contributions rayonnantes provenant de la réémission de chaque onde de surface dans la gamme usuelle de fréquence 500 kHz - 1500 kHz (soit en fréquence réduite $k_{1,a}$ 58 - 174).

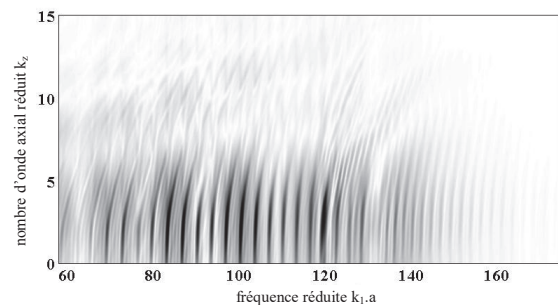


Figure 6 : représentation expérimentale k_z - $k_{1,a}$ de la pression rayonnée.

A titre d'exemple, en figure 7 sont représentés le spectre expérimental et le spectre théorique des différents modes de propagation à $k_z = 0$. Un excellent accord est ainsi constaté pour les fréquences de ces modes.

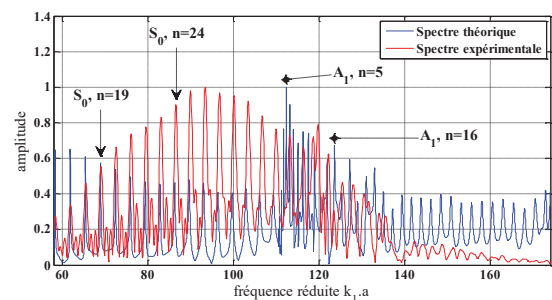


Figure 7 : Comparaison des spectres théorique et expérimental des modes de propagation à $k_z = 0$.

Afin d'identifier les ondes présentes sur la figure 6, le module de la pression théorique $\hat{P}_{ray}(r, \theta, k_z)$ (Eq.3) pour chaque mode n a été tracé dans la gamme de fréquence réduite $k_{1,a}$ 58 - 174. Les positions fréquentielles $k_{1,a}^*$ des maxima de ces tracés ont été relevés pour chaque mode n . L'ensemble des valeurs ainsi déterminées est représenté dans un repère cartésien dans lequel le mode n est tracé en fonction de la fréquence réduite $k_{1,a}^*$ pour $k_z = 0$ (Figure 8) et $k_z = 3$ (Figure 9). Pour chacune des ondes, les modes s'alignent sur des trajectoires dites de "Regge" [11]. Cette représentation permet d'identifier les ondes se propageant le long du tube.

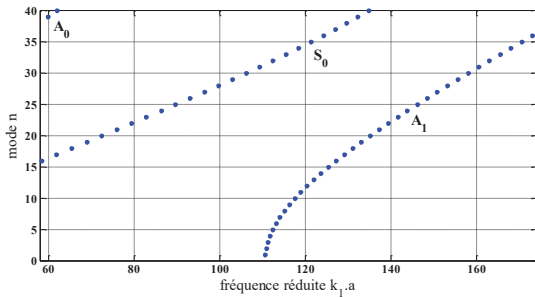


Figure 8 : Trajectoires de Regge des ondes S_0 et A_1 à $k_z=0$.

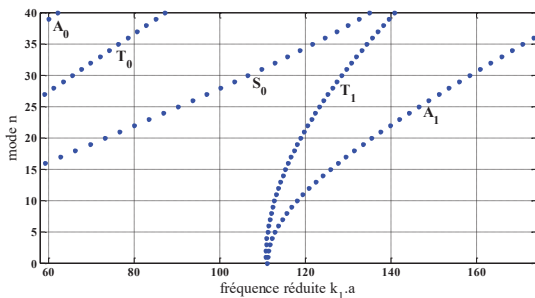


Figure 9 : Trajectoires des Regge des ondes S_0 , A_1 , T_0 et T_1 , A_1 à $k_z=3$.

Les ondes se propageant sur des tubes d'épaisseur suffisamment faible sont à rapprocher des ondes se propageant sur des plaques [12]. Ainsi, les appellations propres aux ondes de Lamb A_i et S_i peuvent être généralisées. Dans ce travail, compte tenu du rapport des rayons du tube étudié et du domaine de fréquences exploré, quatre ondes suffisent à l'analyse théorique de la pression rayonnée :

- l'onde S_0 qui est une onde de compression,
- l'onde A_1 qui est une onde de flexion, se propageant également dans l'épaisseur de la coque,
- et les ondes T_0 et T_1 qui sont assimilables à des ondes de cisaillement.

Les deux premières peuvent se propager selon un parcours circonférentiel ($k_z = 0$, Figure 7) ou le long du tube ($k_z = 3$, Figure 8) et les deux dernières uniquement le long du tube ($k_z = 3$, Figure 8). Ceci permet de distinguer les ondes A_i et S_i des ondes T_i lors d'une démarche d'identification.

Les ondes S_0 , A_1 , T_0 et T_1 ont la coque comme support essentiel ; elles peuvent se propager dans un tube placé dans le vide.

Or, expérimentalement, sur la représentation expérimentale $k_z-k_{1,a}$ de la pression rayonnée de la figure 6, seules sont observables l'onde S_0 dans des fréquences $k_{1,a}$ comprise entre 58 et 130 et l'onde A_1 à partir de la fréquence $k_{1,a} = 110$. Il apparaît également, sur cette figure, des trajectoires que nous pouvons identifier à des modes de vibration d'ondes se propageant dans la coque, à partir de $n=16$ pour l'onde S_0 et à partir des premiers modes pour l'onde A_1 . Par contre, les ondes T_0 et T_1 semblent absentes sur cette même figure.

Les résultats montrent donc que la coque entre en résonance dès lors que la source (en l'occurrence dans le cas expérimental, une tache focale) agit aux fréquences d'excitation de ses modes propres de vibration. Des ondes de surface sont générées à la source dans toutes les directions de l'espace. Les ondes générées sur la surface cylindrique externe du tube, par un faisceau acoustique focalisant, progressent, comme cela pourrait être le cas sous incidence oblique, suivant l'axe principal de l'objet en décrivant des trajectoires hélicoïdales. Ces ondes devraient donc être réémises de façon continue tout au long de leur propagation dans des directions qui dépendent de leur angle caractéristique respectif.

4.2 Configuration (2)

L'existence d'ondes de type Lamb se propageant le long et autour de la coque de façon hélicoïdale [13] a été montrée dans le cas de la diffusion d'une onde plane en incidence oblique par une coque cylindrique infinie immergée. L'étude expérimentale en configuration bistatique [14,15], à un angle d'incidence donnée et à un angle de réception équivalent, a montré pour une coque mince l'existence de deux familles d'ondes hélicoïdales. Pour cela, deux transducteurs non focalisants dont la surface "parlante" est plane sont utilisés. Le diamètre de celle-ci est suffisamment important pour que le faisceau ultrasonore éclaire la totalité du diamètre de l'objet. Dans ces études expérimentales [14,15], les deux familles, dont la propagation peut influencer la diffusion acoustique, sont les ondes de Lamb A_i et S_i et les ondes de cisaillement T_i . Il a ainsi été relevé que ces ondes sont réémises de façon continue tout au long de leur propagation dans des directions qui dépendent de leur angle caractéristique respectif [15]. En outre, sous incidence oblique, il est nécessaire de placer le transducteur récepteur dans la direction (angulaire) de réémission de l'onde afin d'obtenir l'amplitude maximale du signal réémis.

L'interprétation géométrique des conditions de résonance en incidence oblique montre que l'onde de surface est déviée par rapport à l'angle d'incidence [13]. Compte tenu de l'effet de réfraction, les ondes de surface se propagent donc selon un parcours en forme d'hélice. Aux fréquences de résonance, la composition d'une hélice droite et d'une hélice gauche forme un état stationnaire. Les trajectoires de ces deux hélices sont représentées sur la figure 10 où elles se recoupent aux points M et N. Ce phénomène a été constaté, expérimentalement, en incidence oblique dans les travaux de la référence [16] ; les transducteurs émetteur et récepteur étaient suffisamment espacés le long de l'axe du tube. Ainsi, l'état stationnaire créé par une onde de surface à une fréquence de résonance peut être relevé par le faisceau du transducteur récepteur.

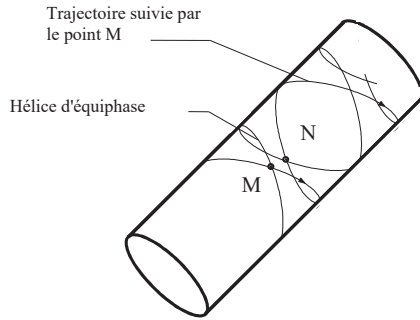
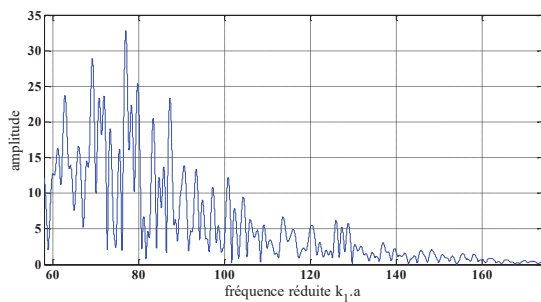
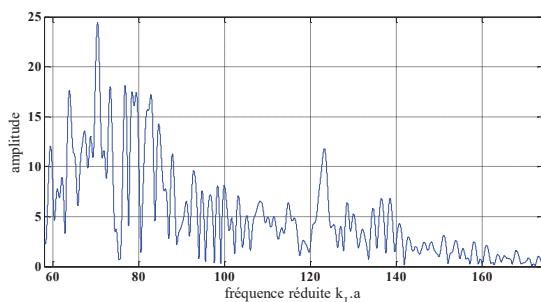
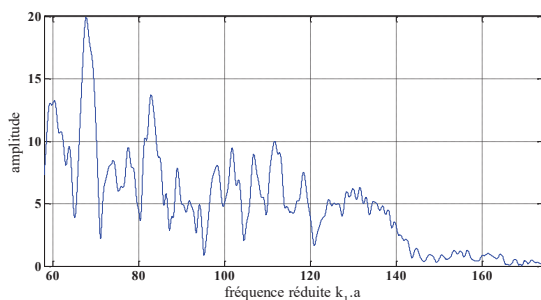
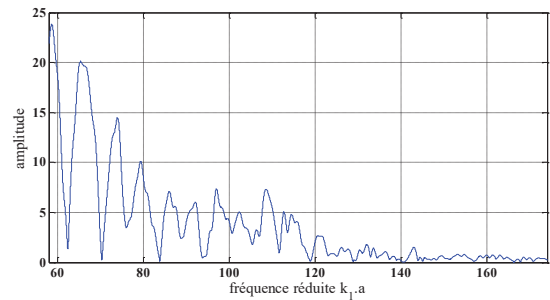
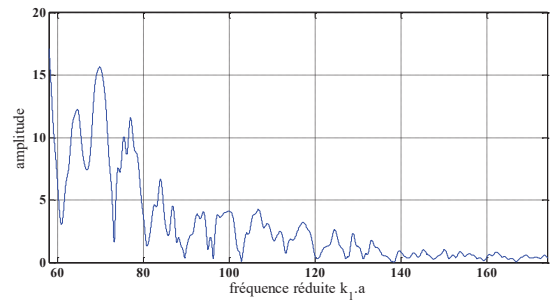


Figure 10 : Hélice d'équipphase.

La deuxième configuration (**configuration (2)**, Figure 3) comprend un transducteur focalisant en émission et un transducteur récepteur pour lequel le déplacement en rotation est possible. Cette réception des signaux (configuration, choix du transducteur) est équivalente à celle que nous pouvons rencontrer dans un dispositif sous incidence oblique. Quelques résultats (Figure 11a à 11e) sont présentés pour une réception aux angles $\Phi = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ et 20° à une position $z = 70$ mm suffisamment éloignée de la zone d'excitation.

Figure 11a : Spectre de résonances relevé à l'aide de la **configuration (2)** expérimentale ; $z = 70$ mm $\Phi = 0^\circ$.Figure 11b : Spectre de résonances relevé à l'aide de la **configuration (2)** expérimentale ; $z = 70$ mm $\Phi = 5^\circ$.Figure 11c : Spectre de résonances relevé à l'aide de la **configuration (2)** expérimentale ; $z = 70$ mm $\Phi = 10^\circ$.Figure 11d : Spectre de résonances relevé à l'aide de la **configuration (2)** expérimentale ; $z = 70$ mm $\Phi = 15^\circ$.Figure 11e : Spectre de résonances relevé à l'aide de la **configuration (2)** expérimentale ; $z = 70$ mm $\Phi = 20^\circ$.

Les pics observés sur ces cinq spectres peuvent être attribués à l'une ou l'autre des quatre ondes que nous avons isolé théoriquement ; (i) l'onde S_0 , de l'incidence normale à l'angle $\Phi_L^{S_0} = 16,3^\circ$ (angle donné par la vitesse en basse fréquence du mode de Lamb S_0 pour les plaques [17]) ; (ii) l'onde A_1 , (iii) l'onde T_0 , de l'incidence normale à l'angle critique $\Phi_T^{T_0} = 28,3^\circ$ ($\Phi_T = \sin^{-1}(C_1/C_T)$) ; (iv) et l'onde T_1 .

De l'observation de ces premiers résultats (Figure 11a-e), nous constatons, pour chaque figure, des groupes de résonances dont les pics sont régulièrement espacés. En outre, pour la figure 11.e dont l'angle de réception $\Phi = 20^\circ$ est supérieur à $\Phi_L^{S_0}$, nous observons, dans la gamme de fréquence $k_1.a$, des pics de résonances pouvant être attribués aux ondes T_i ($i = 0,1$).

5 Conclusion

L'ouverture angulaire de la source focalisée provoque l'excitation des ondes de surface se propageant le long de l'axe de l'objet. Deux configurations expérimentales ont ainsi été utilisées. La première est basée sur le relevé de signaux le long de l'axe z , à l'aide d'un transducteur récepteur disposé perpendiculairement à l'axe de l'objet. Cette configuration a montré la présence d'ondes de Lamb S_0 et A_1 . La seconde comprend un transducteur récepteur placé dans la direction de réémission de l'onde afin d'obtenir l'amplitude maximale du signal réémis. Une première analyse montre la présence de pics de résonances pouvant être attribués aux ondes T_i ($i = 0,1$) à des angles importants.

Références

- [1] E. Rebillard, B. Laulagnet, J. L. Guyader: Influence of an embar,ed spring-mass system and defects on the acoustical radiation of a cylindrical shell. *App. Acoust.* **36**, 87–106 (1992).
- [2] Y. P. Guo: Radiation from cylindrical shells driven by onsurface forces. *J. Acoust. Soc. Am.* **95**, 2014–2021 (1994).
- [3] E. W. Constans, G. H. Koopmann, A. D. Belegundu: The use of modal tailoring to minimize the radiated sound power of vibrating shells: theory and experiment. *J. Sound. Vib.* **217**, 335–350 (1998).
- [4] H. L. Li, C. J. Wu, X. Q. Huang: Parametric study on sound radiation from an infinite fluid-filled / semi-submerged cylindrical shell. *App. Acoust.* **64**, 495–509 (2003).
- [5] S. M. Hasheminejad, A. A. Savadkoohi: Vibro-acoustic behavior of a hollow FGM cylinder excited by on-surface mechanical drives. *Composite Struct.* **92**, 86–96 (2010)
- [6] A. G. Pathak, P. R. Stepanishen: Acoustic harmonic radiation from fluid-loaded infinite cylindrical elastic shells using elasticity theory. *J. Acoust. Soc. Am.* **96**, 573– 582 (1994).
- [7] C. Lecable, J. M. Conoir, O. Lenoir: Acoustic radiation of cylindrical elastic shells subjected to a point source: investigation in terms of helical acoustic rays. *J. Acoust. Soc. Am.* **110**, 1783–1791 (2001).
- [8] N. D. Veksler: *Resonance acoustic spectroscopy. Springer Series on Wave Phenomena*, Springer-Verlag, Berlin, (1993)
- [9] P. Pareige, P. Rembert, J. L. Izbicki, G. Maze, et J. Ripoche, "Méthode impulsienne numérisée (M.I.N.) pour l'isolement et l'identification des résonances de tubes immergés," *Physic Letters A*, **135**, 143-146 (1989).
- [10] D. Alleyne et P. Cawley, "A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals", *J. Acoust. Soc. Am.* **89**, 1159-1168, (1991).
- [11] J. D. Murphy, E. D. Breitenbach, and H. Überall, Resonance scattering of acoustic waves from cylindrical shells, *J. Acoust. Soc. Am.* **64**, 677-683 (1978).
- [12] R. Fiorito, W. Madigosky and H. Überall, "Resonant theory of acoustic waves interacting with an elastic plate," *J. Acoust. Soc. Am.* **66**, 1857-1866 (1979).
- [13] J. M. Conoir, P. Rembert and J. L. Izbicki, "Scattering by cylindrical objects at oblique incidence," Series on Stability, Vibration and Control of Systems, series B, Vol.5, A. Guran, J. Ripoche, F. Ziegler, *World Scientific*, 81-128 (1996).
- [14] G. Maze, J. L. Izbicki and J. Ripoche, "Resonances of plates and cylinders: Guided waves," *J. Acoust. Soc. Am.* **77**, 1352-1357 (1985).
- [15] F. Léon, F. Lecroq, D. Décultot, and G. Maze, "Scattering of an obliquely incident acoustic wave by an infinite hollow cylindrical shell," *J. Acoust. Soc. Am.* **91**, 1388-1397 (1992).
- [16] F. Léon, G. Maze, Acoustic Scattering from a Circular Cylindrical Shell Immersed in Water. Generation and Reradiation of Guided Waves. In: Acoustic Interactions with Submerged Elastic Structures. Part II: Propagation, Ocean Acoustics and Scattering, *World Scientific, Singapore*, **5**, 251-273, (2001).
- [17] F. Lecroq, "Diffusion acoustique en basse fréquence par des tubes limités immergés : Nouvelles résonances liées à la longueur des tubes," Thèse de Doctorat de l'Université du Havre (1990).