

CFA/VISHNO 2016

**Étude sur la Diffusion Acoustique vers l'Avant d'Objets
Immergés dans l'Eau**

D. Soubsol^{a,b}, F. Léon^a, D. Décultot^a, F. Chati^a, G. Maze^a, Y. Renou^b et C.
Audoly^b

^aLOMC UMR CNRS 6294, Université du Havre, 75 rue Bellot, 76600 Le Havre, France

^bDCNS Research, Le Mourillon BP403, 83055 Toulon, France

soubsoldavid@gmail.com



LE MANS

Dans ce travail, le phénomène de diffusion acoustique d'un objet immergé dans l'eau est étudié en consacrant une attention particulière à la diffusion vers l'avant de l'objet considéré. Nous nous intéressons principalement à des objets de forme sphérique et en forme de LINE (tube terminé par un hémisphère à chaque extrémité). Nous souhaitons mettre en évidence les phénomènes notables qui ont lieu dans la zone d'ombre de l'objet immergé lorsque ce dernier est insoné par une onde ultrasonore impulsionnelle. L'objectif est de déterminer les ondes mises en jeu lors de la formation de l'écho principal observé dans la zone d'ombre de l'objet considéré.

Afin de mener à bien une telle étude, nous nous appuyons sur des travaux existants pour une sphère immergée, qui est un cas théoriquement connu et étudié par de nombreux auteurs comme Faran, Hickling ou Überall. L'interprétation de nos résultats expérimentaux par comparaison aux résultats théoriques nous amène à identifier les phénomènes de diffusion vers l'avant. Nous utilisons la théorie de l'élasticité développée pour des sphères dans la configuration bistatique, afin d'identifier les comportements remarquables que peuvent prédire les calculs numériques. Les travaux effectués sur une sphère pleine et sur une sphère creuse en acier inoxydable immergées dans l'eau constituent dans cette étude une première étape pour mieux comprendre les mécanismes physiques liés à la diffusion acoustique vers l'avant. La seconde étape consiste à étudier des objets plus complexes comme une LINE.

1 Introduction

Le développement des systèmes sonar soulève des problématiques de plus en plus complexes. Parmi celles-ci, se trouve le cas d'un système pour lequel la position de l'émetteur est séparée de celle du récepteur. Il s'agit de la configuration bistatique par opposition à la configuration monostatique où l'émetteur et le récepteur sont colocalisés. Les diagrammes angulaires issus des calculs théoriques de Faran [1] mettent en évidence l'importance de l'amplitude de la réponse acoustique en diffusion vers l'avant. En effet, la théorie de l'élasticité permet d'obtenir pour des formes simples (sphère ou cylindre) la réponse en diffusion vers l'avant de l'objet considéré.

L'aspect théorique a été développé au cours de ces dernières décades avec les travaux de Faran [1], Hickling [2] ou encore Gaunard et al. [3]. Des manipulations expérimentales ont également été effectuées sur les sphères, menant aux tracés de diagrammes de diffusion angulaire comme indiqué dans l'étude menée par Hampton et al. [4]. Enfin, les travaux sur la sphère se poursuivent avec des articles plus récents de Sessarego et al. ou d'Anderson et al. [5,6].

Néanmoins, il existe peu de références s'intéressant uniquement à l'étude du lobe d'amplitude importante observé en zone d'ombre. De plus, la diffusion vers l'avant est un sujet difficile à aborder pour des objets de formes complexes tels que la LINE (tube limité et fermé à ses extrémités par une calotte hémisphérique), pour lesquels il n'existe pas de théorie. Enfin, dans la pratique, les problèmes d'émission directe rendent particulièrement délicat l'exploitation de données expérimentales.

Par conséquent, afin d'étudier le phénomène de diffusion qui a lieu vers l'avant, en particulier dans la zone d'ombre de l'objet, nous présentons dans un premier temps la théorie de l'élasticité utilisée dans le cas d'un objet de forme simple (sphère pleine) et le dispositif expérimental. Les résultats expérimentaux et théoriques sont ensuite analysés et interprétés. Enfin, nous vérifions par l'expérience certains mécanismes physiques mis en évidence par la théorie employée.

2 Analyse théorique

2.1 Hypothèses

Pour des objets de forme canonique, la théorie de l'élasticité permet d'obtenir le champ de pression diffusée par l'objet étudié lorsque ce dernier est insoné à une fréquence choisie. Le cas d'une onde plane incidente est donc notre hypothèse principale dans nos applications théoriques. Autre hypothèse notable, le point d'observation se situe en champ lointain par rapport à l'objet étudié.

Enfin, il est important de noter que la théorie de l'élasticité est difficilement applicable pour des objets de forme complexe, comme les LINE (tube limité et fermé à chaque extrémité par une calotte hémisphérique).

2.2 Théorie utilisée

La théorie développée pour un objet de forme sphérique était déjà employée en 1951 dans les travaux de Faran [1]. Ses travaux ont plus tard été repris dans de nombreuses études. Nous nous intéressons notamment aux travaux de Hickling [2] à partir desquels est basé notre programme de calcul théorique pour un objet de forme sphérique. Le calcul théorique de diffusion acoustique pour une sphère repose sur la théorie de l'élasticité via des développements limités comprenant des fonctions de Bessel.

Dans son article, Hickling [2] étudie la diffusion acoustique par une sphère immergée dont l'onde incidente est issue d'un point source (Figure 1). Cette source ponctuelle génère une onde sphérique. L'approximation correspondant à une onde plane incidente est donc obtenue en faisant tendre vers l'infini la distance r_0 entre le point source et le centre de la sphère.

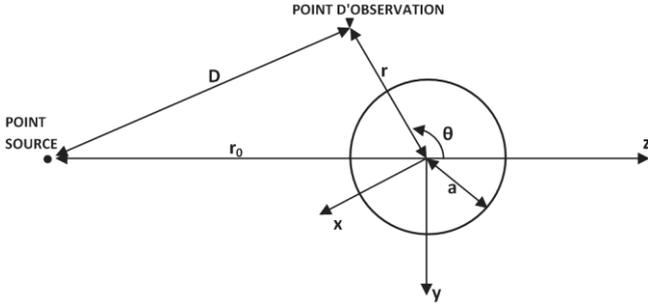


Figure 1: Système de coordonnées ([2], Figure 9)

Dans ce dernier cas qui nous intéresse, les équations de propagation d'une onde plane incidente p_i sont les suivantes ([2] Eq. (4)):

$$p_i = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) i^n P_n(\cos \theta) j_n(kr). \quad (1)$$

P_n représente les polynômes de Legendre, P_0 est l'amplitude de la pression de l'onde incidente et j_n est la fonction de Bessel sphérique de première espèce. La fonction de Bessel sphérique de seconde espèce n_n est également utilisée.

Posons

k	Nombre d'onde	$[\text{m}^{-1}]$
λ	Longueur d'onde	$[\text{m}]$
c	Vitesse de l'onde dans l'eau	$[\text{m/s}]$
c_L	Vitesse de l'onde longitudinale dans le solide	$[\text{m/s}]$
c_T	Vitesse de l'onde transversale dans le solide	$[\text{m/s}]$
ρ	Masse volumique de l'eau	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$
ρ_s	Masse volumique du solide	$[\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}]$

avec

$$\begin{aligned} k &= \omega / c = 2\pi / \lambda \\ k_L &= \omega / c_L \\ k_T &= \omega / c_T \end{aligned} \quad (2)$$

Les fréquences adimensionnées sont définies ci-dessous

$$\begin{aligned} x &= ka \\ x_L &= k_L a \\ x_T &= k_T a \end{aligned} \quad (3)$$

Enfin, l'écriture de la pression diffusée par la sphère s'écrit ([2] Eq. (5 à 8))

$$p_s = P_0 \sum_{n=0}^{\infty} c_n h_n(kr) P_n(\cos \theta). \quad (4)$$

avec h_n la fonction de Hankel sphérique de première espèce et

$$c_n = k(-1)^n (2n+1) h_n(kr_0) \sin \eta_n \exp(-i\eta_n). \quad (5)$$

$$\tan \eta_n = -[j_n(x)F_n - j_n'(x)] / [n_n(x)F_n - n_n'(x)]. \quad (6)$$

$$F_n = \frac{\rho}{\rho_s} \frac{x_T^2}{2} G. \quad (7)$$

$$G = \frac{\frac{x_L j_n'(x_L)}{x_L j_n'(x_L) - j_n(x_L)} - \frac{2(n^2 + n)j_n(x_T)}{(n^2 + n - 2)j_n(x_T) + x_T^2 j_n''(x_T)}}{x_L^2 \left\{ \left[\frac{\sigma}{1 - 2\sigma} \right] j_n(x_L) - j_n''(x_L) \right\}} \frac{2(n^2 + n) [j_n(x_T) - x_T^2 j_n'(x_T)]}{(n^2 + n - 2)j_n(x_T) + x_T^2 j_n''(x_T)} \quad (8)$$

Avec cette formulation, le cas de la sphère rigide peut être approché en faisant tendre la densité du matériau utilisé vers l'infini. Plus simplement, nous fixons alors $F_n = 0$.

Pour notre programme écrit sur Matlab, la fonction de forme en champ lointain suivante est utilisée ([2] Eq. (10)):

$$f_{\infty}(x, x_L, x_T, \theta) = \frac{2}{x} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1) \sin \eta_n \exp(-i\eta_n) P_n(\cos \theta) \quad (9)$$

La pression diffusée par la sphère s'écrit dans ce cas-là :

$$p_s = \frac{P_0 a}{2r_0^2} f_{\infty}(x, x_0, x_L, x_T, \theta) \exp(-ik(2r_0 - ct)). \quad (10)$$

Il est à noter que le cas du point d'observation situé en champ lointain, considéré dans les deux équations précédentes, est un cas simplifié de la solution exacte suivante ([2] Eq. (9)) :

$$f(x, x_0, x_L, x_T, \theta) = -2x_0 \sum_{n=0}^{\infty} m_n. \quad (11)$$

$$m_n = (2n+1) \sin \eta_n \exp(-i\eta_n) h_n^2(x_0) P_n(\cos \theta). \quad (12)$$

avec $x_0 = kr_0$, et

$$p_s = \frac{P_0}{2r_0} f(x, x_0, x_L, x_T, \theta) \exp(-i\omega t). \quad (13)$$

3 Dispositif expérimental

Notre objet d'étude est une sphère pleine en acier inoxydable de 12 cm de diamètre, la densité de l'acier inoxydable étant de 7900 kg/m³, la vitesse de l'onde transversale dans le solide de 3100 m/s, et celle de l'onde longitudinale de 5790 m/s. La sphère est immergée dans l'eau caractérisée par une vitesse du son c égale à 1470 m/s et par une masse volumique de 1000 kg/m³. Les mesures sont effectuées à l'aide de deux transducteurs de fréquence centrale 200 kHz, et de diamètre 5,1 cm.

3.1 Configurations d'étude

Le plan géométrique de notre étude est défini par les centres géométriques de l'objet étudié (centre de notre repère), de l'émetteur et du récepteur (Figure 2). Dans ce plan azimuthal, l'angle α est défini par l'écart angulaire entre l'émetteur et le récepteur. Cet angle est dénommé angle de bistatisme. Cet angle ne correspond pas à l'angle θ adapté à la théorie exposée au §2.2. Il est, en effet, plus facile d'utiliser cet angle α pour décrire les expériences réalisées en laboratoire.

La configuration monostatique correspond au cas où l'émetteur et le récepteur sont confondus sur une position spatiale donnée sur notre plan d'étude. La configuration bistatique correspond au cas où l'émetteur et le récepteur sont dissociés et occupent deux positions distinctes dans notre plan d'étude. L'onde diffusée en direction du récepteur dans la configuration monostatique est dénommée "onde rétrodiffusée". Cette dernière est équivalente à un cas bistatique avec un angle α égal à 0° . Nos expériences sont réalisées dans la configuration bistatique décrite sur la Figure 2. Les mesures sont inexploitable au voisinage de l'angle de bistatisme de 0° , puisque le récepteur passe devant l'émetteur. Nous considérons donc que les résultats ne sont pas utilisables entre 5 et -5 degrés autour de l'axe d'émission de l'onde incidente. Le centre de la zone d'ombre correspond à un angle α de 180° .

Une méthode de mesure impulsionnelle est utilisée. Deux transducteurs sont utilisés, chacun ayant un mode de fonctionnement unique, récepteur ou émetteur. L'angle de bistatisme varie entre 0° et 360° par pas de $0,25^\circ$ durant nos expériences dans la configuration bistatique.

Lorsqu'un objet est excité par une source ponctuelle ou une onde plane, il existe une "zone d'ombre" (Figure 2). Il s'agit de l'espace situé derrière l'objet, par rapport à l'émetteur, et dans lequel le récepteur n'enregistre aucun écho qui soit directement issu de notre émetteur. Par conséquent, dans le cas idéal d'une onde plane incidente, la zone d'ombre correspond pour une sphère à un espace cylindrique dont le diamètre est égal à celui de la sphère. L'appellation "diffusion vers l'avant" désigne plus largement ce qui peut être mesuré par le récepteur pour un angle de bistatisme compris entre 90° et 270° . Pour nos manipulations expérimentales, le transducteur utilisé génère une onde suivant un faisceau d'émission conique. L'hypothèse de l'onde incidente plane est approchée en considérant que ce faisceau d'émission conique a une ouverture suffisante par rapport à l'objet étudié.

3.2 Traitement de l'émission directe

Une autre particularité de cette configuration est à considérer : le phénomène dit "d'émission directe". Il se produit lorsque notre récepteur s'approche de la zone d'ombre et que le faisceau incident est directement reçu par le transducteur récepteur. Etant donné que sont étudiés les phénomènes de diffusion de notre objet seul lorsqu'il est insoné par une onde ultrasonore, il est nécessaire de nous affranchir de l'onde liée à l'émission directe.

Afin de supprimer ce phénomène d'émission directe qui peut apparaître pour un angle de bistatisme voisin de 180° , une plaque composée d'un matériau absorbant est

utilisée. Cette plaque est représentée sur le schéma du dispositif expérimental en Figure 2.

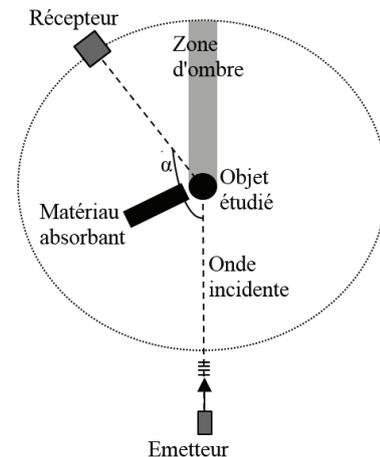


Figure 2 : Expérience dans la configuration bistatique

Nous utilisons cette plaque pour un angle de bistatisme α compris entre 180° et 95° , avant d'être retirée entre 95° et 0° . Dans cette configuration particulière, le transducteur récepteur effectue une rotation autour de la sphère entre 0° et 180° . Puis le diagramme complet est tracé par symétrie. Cela permet d'utiliser une unique plaque; le tracé symétrique ne présentera alors aucun lobe secondaire dû à une émission directe.

4 Résultats obtenus avec une sphère

4.1 Résultats obtenus en configuration monostatique

La méthode de mesure impulsionnelle utilisée fournit divers signaux temporels pour lesquels une analyse temporelle est possible. A partir de la théorie de l'élasticité, des signaux temporels théoriques comparables à ceux obtenus expérimentalement sont calculés. Pour cela, il suffit d'appliquer la bande passante de nos transducteurs sur la fonction de forme complexe obtenue (§2.2, Eq. (9)). Or, dans la mise en place du problème tel que Faran [1] ou Hickling [2] l'ont présenté, l'origine des temps correspond à l'instant où l'onde plane passe par l'origine du système de coordonnées (centre de la sphère). En conséquence, à la fonction de forme complexe pondérée par la bande passante du transducteur, nous appliquons un retard de phase [7] afin que l'origine des temps corresponde à l'instant où apparaît l'écho spéculaire. Enfin, la transformée de Fourier est utilisée pour obtenir une réponse temporelle théorique. Le temps de vol de l'onde de l'émetteur au récepteur est pris en compte dans la base de temps afin de faciliter la comparaison entre résultats temporels expérimentaux et théoriques.

Les Figure 3 et Figure 4 représentent les signaux temporels obtenus théoriquement et la Figure 5 celui obtenu expérimentalement pour la sphère en acier inoxydable. La comparaison des Figure 3 et Figure 4 met en évidence la présence d'un écho spéculaire. Cet écho est suivi d'une suite d'échos résonants uniquement dans le cas de la Figure 4

(cas élastique). Cette série d'échos résonnant est également observée expérimentalement en comparant la Figure 5 avec la Figure 4 .

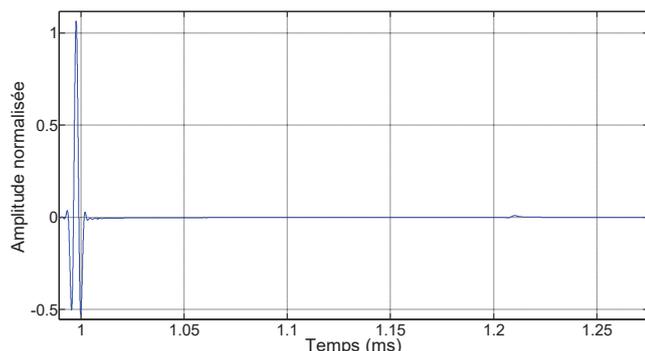


Figure 3: Signal temporel théorique obtenu pour une sphère rigide en configuration monostatique.

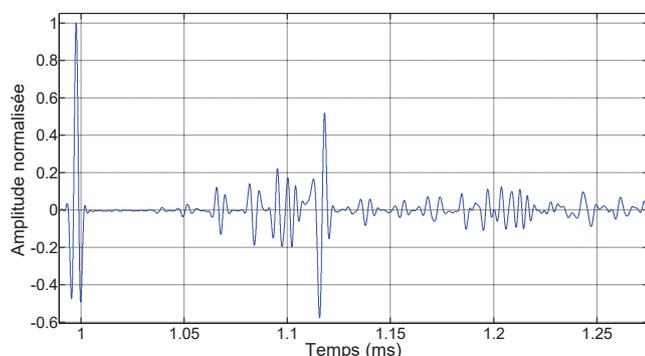


Figure 4: Signal temporel théorique obtenu pour une sphère pleine élastique en configuration monostatique.

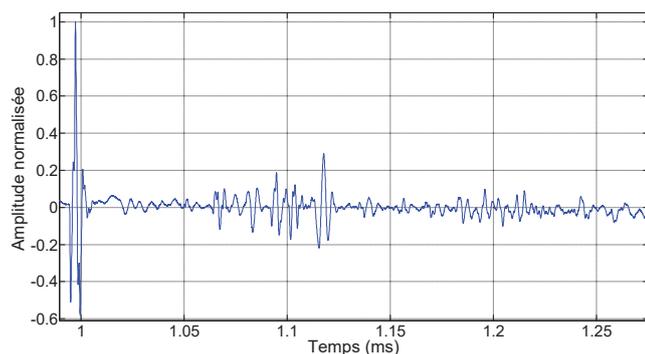


Figure 5: Signal temporel expérimental obtenu pour une sphère pleine en acier inoxydable en configuration monostatique (transducteur de fréquence centrale 200 kHz)

Cette étude n'a pas pour objet d'analyser et d'interpréter la réponse résonante de l'objet élastique. Les résultats théoriques obtenus présentent une excellente concordance avec les résultats expérimentaux. La configuration monostatique a donc permis de tester et de valider qualitativement les calculs théoriques et les données expérimentales.

4.2 Résultats obtenus en configuration bistatique : diagramme angulaire

En se plaçant dans la configuration bistatique décrite par la figure 2, l'angle de bistatisme varie entre 0° et 360° par pas de $0,25^\circ$. Expérimentalement, pour chaque angle azimutal, la transformée de Fourier du signal temporel est effectuée. Puis, l'ensemble des valeurs calculées à la fréquence de 200 kHz est représentée sous la forme d'un diagramme angulaire (Figure 6). Nous remarquons un lobe d'amplitude importante dans la zone d'ombre, pour les angles de bistatisme autour de 180° . Cela a déjà été constaté dans les travaux théoriques de nombreux chercheurs comme Faran [1] ou Gaunaud et al. [3] par exemple.

Notre étude se concentre donc sur ce phénomène.

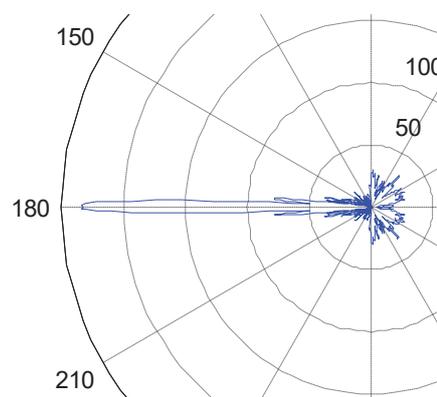


Figure 6: Diagramme angulaire bistatique de diffusion obtenu expérimentalement (pour la fréquence 200 kHz)

4.3 Résultats obtenus en configuration bistatique : angle de bistatisme de 180°

Le traitement des données théoriques en configuration monostatique (angle de bistatisme égal à 0°) introduit au §4.1 est à nouveau employé en configuration bistatique. Suite à ce traitement, les signaux temporels théoriques sont obtenus pour une sphère rigide (Figure 7) et pour une sphère pleine élastique (Figure 8), pour un angle de bistatisme égal à 180° .

Ces graphes mettent en évidence deux phénomènes intéressants. Tout d'abord, entre 1,24 et 1,26 ms, sur la Figure 8 correspondant au tracé temporel théorique pour une sphère pleine élastique, nous observons un écho qui n'apparaît pas sur la Figure 7 pour une sphère rigide. La comparaison entre les Figure 7 et Figure 8 démontre que ce premier écho est lié à une propagation interne dans une sphère pleine élastique. En effet, aucune onde ne se propage à l'intérieur d'une sphère rigide, et ce premier écho visible dans le cas d'une sphère pleine élastique disparaît pour une sphère rigide.

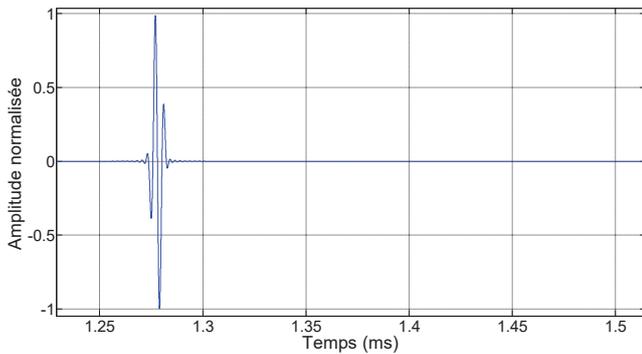


Figure 7: Signal temporel théorique obtenu dans la zone d'ombre pour une sphère rigide, $\alpha = 180^\circ$.

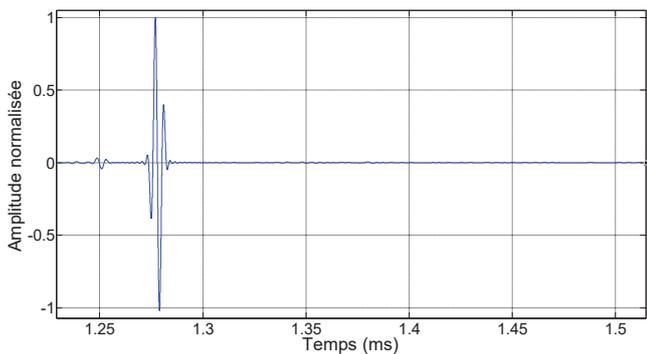


Figure 8: Signal temporel théorique obtenu dans la zone d'ombre pour une sphère pleine élastique, $\alpha = 180^\circ$.

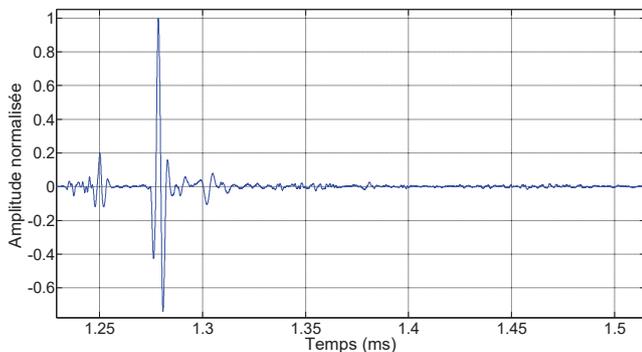


Figure 9: Signal temporel expérimental obtenu dans la zone d'ombre, $\alpha = 180^\circ$ (transducteur de fréquence centrale 200 kHz).

Un deuxième point essentiel réside dans l'écho dont l'amplitude est la plus importante, observé aussi bien pour une sphère rigide que pour une sphère élastique entre 1,27 et 1,29 ms. Puisque le point d'observation se situe dans la zone d'ombre avec un angle de bistatisme de 180° , il ne peut s'agir de l'écho spéculaire. La présence de cet écho correspond à une onde qui suit la courbure de l'objet tout en restant à l'extérieur de l'objet élastique ou rigide. Cet écho responsable d'une réponse acoustique d'intensité importante dans la zone d'ombre et se propageant dans l'eau a donc été isolé.

Le relevé du signal temporel expérimental dans la zone d'ombre pour un angle de bistatisme α égal à 180° est présenté sur la Figure 9. Cette mesure est obtenue à l'aide d'un transducteur de fréquence centrale 200 kHz.

Le signal théorique obtenu sur la Figure 8 est comparé avec celui expérimental de la Figure 9. Sur le tracé du signal temporel expérimental, nous trouvons ainsi un premier écho entre 1,22 et 1,26 ms, suivi d'un écho d'intensité beaucoup plus importante entre 1,27 et 1,29 ms. Le premier écho correspond à l'écho de l'onde lié à une propagation interne dans l'objet. Cette analyse est justifiée par la comparaison avec la théorie. Le calcul des temps de vol effectué pour une onde externe à l'objet et qui suit la surface de l'objet à la vitesse du son dans l'eau est de 1,27 ms. Or, le deuxième écho, qui est le pic de plus grande intensité dans la zone d'ombre, se caractérise par un temps de vol proche de 1,27 ms. Cette identification à ce parcours montre que cet écho de plus grande amplitude, observé dans la zone d'ombre, est lié à la propagation d'une onde externe à l'objet.

Il existe divers types d'onde capable de se propager à l'interface d'un objet [8, 9] : les ondes de Stoneley, les ondes de Rayleigh, les ondes de Franz [10, 11]... Or le phénomène de lobe important dans la zone d'ombre est lié à la propagation d'ondes à l'extérieur de l'objet. Dans notre cas, les ondes de Franz peuvent être à l'origine de ce phénomène. Ces dernières sont générées lorsqu'une onde incidente atteint la sphère de façon tangentielle. Toutefois les résultats actuels sont insuffisants pour identifier formellement les ondes de Franz. Des travaux sont actuellement en cours pour confirmer cette hypothèse.

5 Dispositif expérimental et résultats pour un objet LINE

Pour cette expérience, l'objet LINE utilisé est une coque en acier inoxydable remplie d'air, avec un rapport des rayons (interne sur externe) de 0,97. Son rayon externe est de 2,7 cm et sa longueur totale est de 10,8 cm.

L'objet LINE est insoné axialement, et le dispositif expérimental est celui indiqué sur la Figure 2. Le choix de cette direction d'excitation se trouve justifiée d'après les travaux de Touraine et al. [12]. Ce dernier démontre en effet que, en configuration monostatique, une LINE éclairée axialement, sur sa partie sphérique, a un comportement qui se rapproche de celui d'une sphère.

Dans les expériences précédentes, la taille de l'objet considéré d'un rayon de 12 cm de diamètre permettait de masquer l'émission directe pour un angle égal à 180° et pour un transducteur récepteur d'un diamètre de 5,1 cm. Ce n'est désormais plus le cas puisque le diamètre de la LINE est de 5,4 cm. Il est donc nécessaire d'utiliser un transducteur de diamètre plus petit. Par conséquent, le même transducteur de fréquence centrale 200 kHz et de diamètre 5,1 cm est employé comme émetteur tout en étant associé à un transducteur récepteur de diamètre 1,3 cm et de fréquence centrale 1000 kHz.

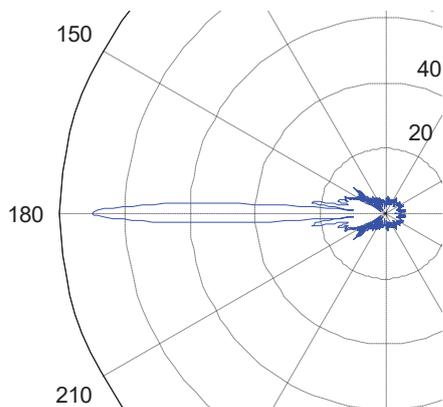


Figure 10: Diagramme angulaire bistatique de diffusion obtenu expérimentalement pour un objet LINE, traité pour la fréquence particulière de 200 kHz

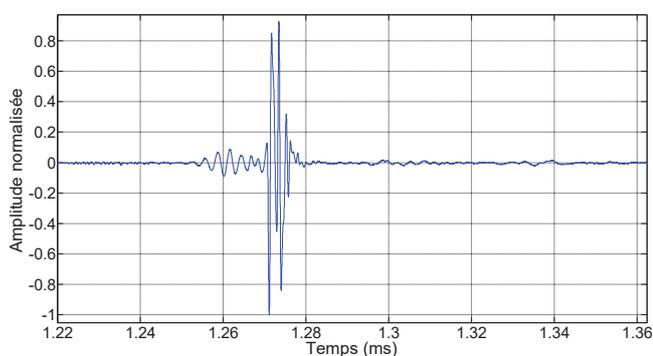


Figure 11: Signal temporel expérimental obtenu dans la zone d'ombre de la LINE, $\alpha = 180^\circ$ (transducteur de fréquence centrale 200 kHz en émission et 1 MHz en réception)

Les résultats obtenus expérimentalement avec une LINE (après le traitement numérique décrit au §4.2) permettent de mettre en évidence un lobe d'amplitude importante dans la zone d'ombre (Figure 10), ce qui confirme la similitude avec une sphère. Puis, le signal temporel mesuré pour un angle de bistatisme de 180° présente deux groupes d'échos proches temporellement (Figure 11). Cela peut se rapprocher qualitativement des graphes obtenus avec la sphère mais une analyse poussée est nécessaire avant de proposer une interprétation.

6 Conclusion

Le calcul de la pression diffusée par une sphère permet de mettre en évidence un lobe de très forte intensité en diffusion vers l'avant. Notre objectif de travail a été l'étude, théorique et expérimentale, de ce lobe d'intensité importante observé dans la zone d'ombre. La théorie utilisée issue des travaux de R. Hickling [2] permet d'obtenir, pour une sphère pleine élastique ou rigide, la fonction de forme d'une part, et le signal temporel diffusé pour un angle donné d'autre part.

La configuration bistatique est étudiée pour l'angle de bistatisme particulier de 180° pour lequel apparaît ce lobe d'intensité importante et localisé. A partir des résultats obtenus, il s'avère que ce phénomène est causé par une onde qui se propage le long de l'interface de l'objet considéré.

Nous supposons que l'onde de Franz répond à cette description et est à l'origine de cet important lobe observé dans la zone d'ombre. Néanmoins, nos données actuelles ne permettent pas d'identifier formellement l'onde de Franz pour le moment.

Nous travaillons actuellement à l'identification de l'onde de Franz, ainsi qu'à l'obtention de résultats expérimentaux pour une étude plus poussée de la LINE en configuration bistatique vers l'avant.

Références

- [1] J. J. Faran, Sound scattering by solid cylinders and spheres, *J. Acoust. Soc. Am.*, **23**, 405-418 (1951).
- [2] R. Hickling, Analysis of Echoes from a Solid Elastic Sphere in Water, *J. Acoust. Soc. Am.*, **34**, 1582-1592, (1962).
- [3] G. C. Gaunaud and H. Überall, RST analysis of monostatic and bistatic acoustic echoes from an elastic sphere, *J. Acoust. Soc. Am.*, **73**, 1-12 (1983).
- [4] L. D. Hampton and C. M. McKinney, Experimental Study of the Scattering of Acoustic Energy from Solid Metal Spheres in Water, *J. Acoust. Soc. Am.*, **33**, 664-673 (1961).
- [5] J.-P. Sessarego, J. Sageloli and R. Guillermin, Scattering by an elastic sphere embedded in an elastic isotropic medium, *J. Acoust. Soc. Am.*, **104**, 2836-2844 (1998).
- [6] S. D. Anderson, K. G. Sabra, M. E. Zakharia, and J.-P. Sessarego, Time-frequency analysis of the bistatic acoustic scattering from a spherical elastic shell., *J. Acoust. Soc. Am.*, **131**, 164-173 (2012).
- [7] G. Maze, Acoustic scattering from submerged cylinders. MIIR Im/Re: Experimental and theoretical study, *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**, 2559-2566 (1991).
- [8] D. Brill and G. Gaunaud, Resonance theory of elastic waves ultrasonically scattered from an elastic sphere, *J. Acoust. Soc. Am.*, **81**, 1-21 (1987).
- [9] P. Uginčius and H. Überall, Creeping-Wave Analysis of Acoustic Scattering by Elastic Cylindrical Shells, *J. Acoust. Soc. Am.*, **43**, 1025-1035 (1968).
- [10] W. Franz, Über die Greenschen Funktionen des Zylinders und der Kugel, *Z. Naturforsch.*, **9a**, 705-716 (1954).
- [11] A. J. Stoyanov, H. Überall, F. Luppé and G. Quentin, Observation of surface waves on a solid cylinder in a fluid, *J. Acoust. Soc. Am.*, **85**, 137-140 (1989).
- [12] N. Touraine, L. Haussemer, D. Décultot, G. Maze, A. Klauson and J. Metsaveer, Analysis of the acoustic scattering at variable incidences from an extra thin cylindrical shell bounded by hemispherical endcaps, *J. Acoust. Soc. Am.*, **108**, 2187-2196 (2000).