Spectroscopie ultrasonore de cibles de formes simples immergées dans l'eau

C. Gazanhes, J.P. Sessarego, T. Amoranto

► To cite this version:

C. Gazanhes, J.P. Sessarego, T. Amoranto. Spectroscopie ultrasonore de cibles de formes simples immergées dans l'eau. *Revue de Physique Appliquée*, 1985, 20 (9), pp.641-649. 10.1051/rphysap:01985002009064100 . jpa-00245379

HAL Id: jpa-00245379

<https://hal.science/jpa-00245379>

Submitted on 1 Jan 1985

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.

Classification

Physics Abstracts

43.00 — 43.35 — 43.60 — 43.85

Spectroscopie ultrasonore de cibles de formes simples immergées dans l'eau

C. Gazanhes, J. P. Sessarego

Equipe Ultrasons, Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique du CNRS,
31, Chemin Joseph-Aiguier, B.P. 71, 13277 Marseille Cedex 9, France

et T. Amoranto

Institut de Technologie de Bandung, Jahan Ganeca 10, Indonésie

(Reçu le 12 mars 1985, révisé le 10 mai, accepté le 21 mai 1985)

Résumé. — On applique la Théorie Géométrique de la Diffraction (TGD) à l'étude de l'onde ultrasonore diffractée par des cibles de formes simples. A l'origine cette théorie est relative à la diffraction d'une onde électromagnétique par une cible parfaitement conductrice. Elle a été étendue dans le domaine de l'acoustique à des cibles parfaitement rigides. On a testé sa validité au cas de cibles élastiques immergées dans l'eau. On montre que la TGD permet de calculer les dimensions des cibles à partir de la mesure des spectres d'amplitude du signal ultrasonore diffracté. Elle donne également des expressions relativement simples des coefficients de diffractions.

Abstract. — The Geometrical Theory of Diffraction is used for treating ultrasonic diffraction by simple shape targets. This theory first developed for electromagnetic waves can be applied for treating acoustic diffraction by rigid target. Application of the theory for elastic targets is experimentally tested. This method when used with ultrasonic spectroscopy enables us to obtain size, position and orientation of targets.

1. Introduction.

Les techniques ultrasonores alliées aux méthodes de traitement du signal permettent l'identification ou la reconnaissance de formes et connaissent de ce fait un développement rapide dans des domaines tels que le contrôle non destructif des matériaux (identification de défauts), l'échographie médicale (identification de tumeurs) ou l'acoustique sous-marine (identification d'objets).

La cible étant assimilée à un système linéaire de réponse impulsionnelle $h(t)$, l'écho qu'elle renvoie sera lié au signal incident par l'équation de convolution :

$$e(t) = \int_0^{\infty} h(t - \tau) s(\tau) d\tau$$

et dans le plan des fréquences par l'expression :

$$E(f) = H(f) S(f)$$

transformée de Fourier de l'équation précédente.

$S(f)$ et $E(f)$ étant respectivement les spectres de fréquences du signal et de l'écho, $H(f)$ représente la fonction de transfert de la cible à partir de laquelle on définit le facteur de réflexion $|H(f)|$.

On voit tout l'intérêt présenté par le calcul et la mesure de $|H(f)|$ pour la prévision du champ acoustique rétrodiffusé par des cibles de différentes géométries et la constitution de catalogues de signatures acoustiques. Il existe de nombreux modèles théoriques permettant de calculer le facteur de réflexion $|H(f)|$. Pour des cibles de formes simples (cylindres, sphères, ellipsoïdes) rigides ou élastiques le calcul de $H(f)$ à l'aide de la théorie modale [1] est désormais classique. Toutefois ce calcul est assez lourd surtout dans le domaine des hautes fréquences c'est pourquoi de nombreux auteurs ont adopté des modèles plus simples dits des « points brillants ». Dans le modèle d'interférence de L. Adler [2] les points brillants renvoient un signal non modifié. Dans celui proposé par M. Zakharia [3] dit à points brillants colorés, le signal est modifié par les points brillants.

A mi-chemin entre la théorie modale et la théorie des points brillants la théorie géométrique de la diffraction (TGD) de J. B. Keller [4] permet de calculer $H(f)$ à l'aide de formules relativement simples pour des cibles de formes élémentaires. Les résultats fournis par la TGD permettent, grâce à l'analyse, dans le plan fréquentiel, du signal réfléchi par une cible, d'extraire une plus grande quantité d'informations. Il est par exemple possible de déterminer avec une bonne

précision la dimension et l'orientation de cibles de différentes formes immergées dans l'eau.

Après avoir rappelé les principaux résultats relatifs à la TGD on montrera qu'elle permet de calculer les dimensions de cibles à partir de la mesure des spectres de fréquences du signal ultrasonore diffracté. La mesure des spectres de fréquences fait l'objet de la spectroscopie ultrasonore [5]. Leur interprétation repose sur la TGD qui donne des expressions relativement simples pour représenter les coefficients de diffraction de cibles standards : disques, rubans, cylindres etc... On assimilera ces coefficients de diffraction aux fonctions de transfert des cibles et on présentera les résultats expérimentaux que l'on a obtenus dans le cas du demi-plan, du dièdre, de parallélépipèdes rectangles et de cylindres circulaires.

2. La théorie géométrique de la diffraction.

2.1 PRINCIPES DE BASE. — La TGD a été initialement développée par J. B. Keller [4, 6], en électromagnétisme, puis appliquée par ce même auteur en acoustique au cas d'obstacles parfaitement réfléchissants. Elle prolonge le domaine de validité de l'optique géométrique classique et permet, grâce à l'introduction de rayons diffractés, une meilleure description des phénomènes observés. Dans ces conditions le champ diffracté en un point quelconque de l'espace (excepté sur une caustique) s'exprime comme le produit du champ incident par un coefficient D qui traduit la discontinuité du champ au point diffractant

$$U_d(r) = D \cdot U_i(r). \quad (1)$$

Considérons par exemple le phénomène de la diffraction par le bord d'un écran supposé rigide. Un rayon incident normal au bord produit des rayons diffractés qui sont également normaux au bord et qui s'en éloignent suivant toutes les directions (Fig. 1).

A chaque point P d'abscisse t d'un rayon diffracté est associé un champ U_d défini par son amplitude et sa phase :

$$U_d(r) = A(r) e^{i\psi(r)}. \quad (2)$$

Fig. 1. — Diffraction par le bord d'un écran. Incidence normale.

[Diffraction by a screen : normal incidence.]

On montre que :

$$U_d(r) = U_d(0) \left(\frac{\rho_1}{\rho_1 + r} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_2}{\rho_2 + r} \right)^{1/2} e^{ikr} \quad (3)$$

$U_d(0)$ champ diffracté sur le bord de l'écran; ρ_1 et ρ_2 rayons de courbure des fronts d'onde des rayons diffractés; $k = 2\pi/\lambda$ nombre d'onde. En écrivant

$$U_d(0) = D U_i(0), \quad (4)$$

on obtient sous la forme la plus générale :

$$U_d(r) = D U_i(0) \left(\frac{\rho_1}{\rho_1 + r} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_2}{\rho_2 + r} \right)^{1/2} e^{ikr}. \quad (5)$$

Le coefficient D est calculé simplement par identification de la relation (5) avec des développements asymptotiques obtenus à partir des solutions rigoureuses d'un certain nombre de problèmes de références dits « problèmes canoniques ».

Fig. 2. — Diffraction par le bord d'un écran. Incidence oblique.

[Diffraction by a screen : oblique incidence.]

Dans le cas un peu plus complexe de l'onde incidente oblique (Fig. 2) les rayons diffractés se répartissent à la surface d'un cône de sommet Q , de demi-angle d'ouverture β et ayant pour axe le bord de l'écran.

Lorsque le bord est courbe (Fig. 3) on assimile celui-ci à sa tangente en chaque point.

2.2 APPLICATION DE LA TGD AUX CIBLES. — Notre intention n'est pas de présenter ici une étude détaillée de la TGD, mais simplement de rappeler les expressions donnant les coefficients de diffraction de quelques

Fig. 3. — Diffraction par une crête curviligne.

[Diffraction by a curved edge.]

cibles de forme simple immergées dans l'eau. Ce sont ces expressions que nous appliquerons ensuite pour tenter d'interpréter les résultats expérimentaux que nous avons obtenus par spectroscopie ultrasonore.

2.2.1 Bord diffractant rectiligne. — Le champ diffracté par un bord diffractant rectiligne est donné par :

$$U_d(r) = [U_i(0)] [D] \left[\left(1 + \frac{r}{\rho} \right) r \right]^{-1/2} [e^{ikr}]. \quad (6)$$

Il comprend 4 facteurs :

1. Le champ incident au point de diffraction $U_i(0)$.
2. Le coefficient de diffraction D .

Fig. 4. — Paramètres géométriques pour un dièdre.

[Geometrical parameters for a diffracting wedge.]

3. Un terme d'amplitude $[(1 + r/\rho) r]^{-1/2}$ où r est la distance entre le point de diffraction O qui est aussi la première caustique des rayons diffractés et le point d'observation P tandis que ρ est la distance entre la caustique formée par le bord diffractant et la seconde caustique des rayons diffractés.

4. Un terme de phase e^{ikr} .

Le coefficient de diffraction D dépend de l'angle d'incidence de l'angle d'observation (l'angle de diffraction) et de la forme du bord diffractant. Pour un dièdre d'angle au sommet γ on a [7] :

$$D = \frac{-\exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \sin \frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \left[\frac{(\varphi - \varphi')}{n} \right]} + \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \left[\frac{(\varphi + \varphi')}{n} \right]} \right] \quad (7)$$

où $\gamma = (2 - n)\pi$
 φ' = l'angle incident
 φ = l'angle d'observation.

Le coefficient D dépend également de la fréquence par l'intermédiaire du paramètre k , il représente la fonction de transfert de la cible.

2.2.2 Demi-plan et dièdre. — En adoptant les notations de la figure 4 relative à la diffraction par le bord droit d'un dièdre d'angle au sommet γ , et en posant

$$\begin{aligned} \rho &= \infty \\ \varphi' &= \pi/2 \\ \varphi &= \pi/2 - \alpha \end{aligned}$$

nous obtenons en tenant compte de (6) et (7)

$$U_d(r) = U_i(0) D \frac{1}{\sqrt{r}} e^{ikr} \quad (8)$$

avec

$$D = \frac{-\exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \sin \frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{-\alpha}{n}} + \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \left(\frac{\pi - \alpha}{n} \right)} \right]$$

$n = 2$ pour le demi-plan ($\gamma = 0$)

$n = 3/2$ pour le dièdre ($\gamma = \pi/2$).

Fig. 5. — Paramètres géométriques pour un ruban.
[Geometrical parameters for a diffracting ribbon.]

2.2.3 Ruban et parallélépipède rectangle. — La figure 5 schématise la diffraction par un ruban rigide de longueur infinie et de largeur d .

Dans ce cas il y a deux signaux diffractés $U_{d1}(r)$ et $U_{d2}(r)$ issus des deux bords du ruban. Si la distance des transducteurs au ruban est beaucoup plus grande que la largeur du ruban on peut faire l'approximation :

$$\varphi'_1 = \varphi'_2 \simeq \pi/2$$

$$\varphi_1 \simeq \pi/2 + \alpha$$

$$\varphi_2 \simeq \pi/2 - \alpha$$

$$r_1 \simeq r + \frac{d \sin \alpha}{2}$$

$$r_2 \simeq r - \frac{d \sin \alpha}{2}$$

Alors on obtient :

$$U_{d1}(r) = U_i(0) D_1 \frac{1}{\sqrt{r + \frac{d}{2} \sin \alpha}} \exp \left[ik \left(r + \frac{d}{2} \sin \alpha \right) \right]$$

$$U_{d2}(r) = U_i(0) D_2 \frac{1}{\sqrt{r - \frac{d}{2} \sin \alpha}} \exp \left[ik \left(r - \frac{d}{2} \sin \alpha \right) \right]$$

Avec

$$D_1 = \frac{-\exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \sin \frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{\alpha}{n}} + \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \left(\frac{\pi + \alpha}{n}\right)} \right]$$

$$D_2 = \frac{-\exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \sin \frac{\pi}{n}}{n\sqrt{2\pi k}} \left[\frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{-\alpha}{n}} + \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \left(\frac{\pi - \alpha}{n}\right)} \right]$$

et $n = 2$.

En négligeant la différence d'atténuation due à la différence des parcours, le signal diffracté résultant s'écrit :

$$U_d(r) = U_i(0) D \frac{1}{\sqrt{r}} e^{ikr} \quad (9)$$

et

$$D = D_1 \exp\left(+i\frac{kd}{2} \sin \alpha\right) + D_2 \exp\left(-i\frac{kd}{2} \sin \alpha\right). \quad (10)$$

Pour un parallélépipède rectangle, le signal diffracté est donné par l'équation (9) dans laquelle $n = 3/2$.

A partir de la figure 5 on peut calculer la différence de temps de parcours entre les deux signaux diffractés U_{d1} et U_{d2} . Soit

$$\tau = \frac{r_1 - r_2}{V} = \frac{d}{V} \sin \alpha \quad (11)$$

où V est la célérité du son dans l'eau. La relation (11) donne accès à la mesure de la largeur d .

2.2.4 Disque et cylindre de section circulaire. — Dans ce cas également il y a deux signaux diffractés par un disque rigide ou un cylindre de diamètre d (Fig. 6).

Fig. 6. — Paramètres géométriques pour un disque.

[Geometrical parameters for a diffracting disc.]

Les bords diffractants étant courbes (rayon de courbure $d/2$) ρ n'est plus infini. On a [4].

$$\rho_1 = -\frac{d}{2 \sin \alpha}$$

$$\rho_2 = \frac{d}{2 \sin \alpha}.$$

On obtient donc :

$$U_d(r) = U_i(0) D \frac{1}{\sqrt{r}} e^{ikr}. \quad (12)$$

Avec

$$D = \frac{D_1 \exp\left(i \frac{kd}{2} \sin \alpha\right)}{\sqrt{1 - \frac{2r \sin \alpha}{d}}} + \frac{D_2 \exp\left(-i \frac{kd}{2} \sin \alpha\right)}{\sqrt{1 + \frac{2r \sin \alpha}{d}}}. \quad (13)$$

On prendra $n = 2$ pour le disque et $n = 3/2$ pour le cylindre de section circulaire.

La différence de temps de parcours entre les deux signaux diffractés est encore donnée par la relation (10) dans laquelle d représente cette fois le diamètre du disque ou du cylindre diffractant.

3. La spectroscopie ultrasonore.

3.1 PRINCIPE DE LA MÉTHODE. — Nous avons vu que le signal ultrasonore diffracté par une cible se composait, pour les cas les plus simples de deux signaux décalés dans le temps. D'après la relation (10) la mesure du décalage τ permet de calculer une dimension de la cible, par exemple pour un disque, le diamètre. Si le diamètre est petit il devient difficile de mesurer directement les écarts τ . Pour y parvenir nous avons choisi une méthode indirecte [8] la spectroscopie ultrasonore qui exploite l'une des propriétés fondamentales de la transformée de Fourier relative aux signaux décalés dans le temps. Dans le cas de deux signaux identiques

$$f_1(t) = f_2(t) = f(t)$$

décalés de τ secondes le spectre d'amplitude de la somme

$$f(t) + f(t - \tau)$$

est donné par :

$$M(\omega) = |F(\omega)| \left| 2 \cos \left(\frac{\omega \tau}{2} \right) \right|$$

$F(\omega)$ étant la transformée de Fourier du signal $f(t)$. Les écarts τ dans le domaine temporel, se traduisent sur le spectre, dans le domaine fréquentiel, par une modulation de pas. $\Delta f = 1/\tau$, correspondant au terme $\left| 2 \cos \left(\frac{\omega \tau}{2} \right) \right|$. On obtient, en première approximation les maxima de $M(\omega)$ en prenant les maxima de $\left| 2 \cos \left(\frac{\omega \tau}{2} \right) \right|$. Ils sont donnés par :

$$2 \pi f_n \left(\frac{\tau}{2} \right) = n \pi \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

où $f_n = n/\tau$ sont les fréquences correspondant à ces maxima. L'écart de fréquence entre deux maxima successifs est donc :

$$\Delta f = 1/\tau.$$

La figure 7 donne le schéma d'ensemble du dispositif expérimental permettant la mesure des écarts de fréquence.

On envoie, sous incidence normale, sur la cible un signal à large bande. Le signal diffracté est amplifié, une porte électronique en sélectionne la partie utile qui est transmise sur l'entrée d'un analyseur de spectre, dont la sortie analogique permet de tracer les spectres d'amplitude mesurés.

L'émetteur à ultrasons, du type à large bande est excité par une impulsion brève de 0,2 μ s de durée. Le signal, reçu également sur un transducteur à large bande, a une fréquence maximum de l'ordre de 7 MHz.

Cette fréquence est trop élevée pour l'analyseur de spectre, on doit donc ralentir le signal à l'aide d'un

Fig. 7. — Schéma du dispositif expérimental.

[Schematic diagram of the experimental set up.]

échantillonneur à mémoire circulante. Le facteur de conversion entre la fréquence réelle et celle donnée par l'analyseur est de 100 000.

La cible et les transducteurs sont immergés dans une cuve sans écho, les transducteurs sont situés à 20 cm de la cible.

3.2 SPECTRE DE RÉFÉRENCE. — Pour comparer les résultats expérimentaux aux résultats théoriques nous devons estimer la fonction de transfert des cibles. En principe cette estimation est simple à condition de connaître exactement le spectre de fréquence du signal acoustique incident sur la cible. Or il n'est pas possible de le mesurer directement et nous avons dû l'estimer par une méthode indirecte, dont la figure 8 présente le diagramme simplifié.

Fig. 8. — Mesure du spectre de référence.

[Reference spectrum measurement.]

Le spectre $S(f)$ que l'on observe est donné par

$$S(f) = E(f) [T_1(f) \cdot T_2(f) R(f)] D(f) = SR(f) \cdot D(f)$$

en appelant $SR(f)$ le spectre de fréquence du signal de référence. D'autre part $E(f)$ représente le spectre du signal de sortie du générateur d'impulsion, $T_1(f)$

et $T_2(f)$ les fonctions de transfert de l'émetteur et du récepteur et $R(f)$ la fonction de transfert de la chaîne électronique de mesure.

On détermine expérimentalement le spectre par un réflecteur parfait tel que $D(f) = 1$. On utilise par exemple la réflexion sur le dioptré eau-air à la surface de la cuve. La figure 9 donne le spectre d'amplitude du signal de référence obtenu dans ces conditions.

Fig. 9. — Spectre de référence utilisé pour l'étude des cibles.

[Reference spectrum used for target study.]

4. Etude expérimentale.

Nous allons maintenant donner les résultats que nous avons obtenus avec trois types de cibles de forme simple, le bord rectiligne d'un demi-plan, un parallélépipède rectangle et un cylindre de section circulaire. Dans chaque cas nous avons modifié l'un des paramètres qui influence le coefficient de diffraction tel que l'angle d'observation, la largeur ou le diamètre de la cible. Pour toutes les mesures les cibles ne sont pas orientées (angle d'inclinaison $\theta = 0^\circ$) le signal incident est donc perpendiculaire à la surface de la cible ($\varphi = \pi/2$) et la distance récepteur-cible est constante et égale à 20 cm.

4.1 LE DEMI-PLAN. — Nous avons utilisé comme demi-plan une tôle d'aluminium de 0,5 mm d'épaisseur dont la longueur et la largeur sont beaucoup plus grandes que le diamètre des transducteurs. La figure 10 montre le spectre d'amplitude et le signal diffracté par le bord du demi-plan pour un angle d'observation $\alpha = 15^\circ$.

Nous avons mesuré le coefficient de diffraction $D(\alpha)$ pour les fréquences 2 et 4 MHz pour α compris entre 10 et 50°. Le tableau I donne les valeurs des coefficients de diffraction normalisés par rapport à la valeur de celui correspondant à $\alpha = 10^\circ$.

La figure 11 permet de comparer les résultats expérimentaux aux résultats théoriques.

Fig. 10. — Signal diffracté par le bord d'un demi-plan et spectre d'amplitude correspondant.

[Signal diffracted by an edge and the corresponding amplitude spectrum.]

Enfin en utilisant le spectre du signal de référence nous avons mesuré la fonction de transfert du demi-plan. Nous avons tracé sur la figure 12 les courbes expérimentales et théoriques de la fonction de transfert pour un angle d'observation $\alpha = 15^\circ$. La fonction de transfert décroît comme $1/\sqrt{f}$. La courbe théorique est obtenue à l'aide de la formule (7) dans laquelle nous avons posé

$$\varphi = \frac{\pi}{2} - \alpha \quad \text{et} \quad \varphi' = \frac{\pi}{2}.$$

4.2 PARALLÉLÉPIPÈDES RECTANGLES. — Pour le parallélépipède rectangle le signal diffracté est donné par la relation (9). C'est la somme de deux signaux diffractés par les bords du parallélépipède, chacun étant considéré comme diffracté par le bord rectiligne d'un dièdre. Le spectre de fréquence du signal diffracté

Tableau I. — Valeurs mesurées et théoriques du coefficient de diffraction d'un bord rectiligne pour différents angles d'observation.

[Measured and theoretical values of the diffraction coefficient for a straight edge at different observation angles.]

DEMI-PLAN

Angle d'observation α degré	Coefficient de diffraction normalisé mesuré		
	$f = 2$ MHz	$f = 4$ MHz	théorique
10	1,00	1,00	1,00
14	0,65	0,61	0,69
18	0,49	0,47	0,51
22	0,43	0,40	0,40
26	0,29	0,29	0,33
30	0,30	0,22	0,27
34	0,24	0,19	0,23
38	0,21	0,16	0,19
42	0,20	0,15	0,16
46	0,17	0,12	0,14
50	0,13	0,11	0,12

Fig. 11. — Coefficient de diffraction normalisé pour un bord droit en fonction de l'angle de diffraction. — Courbe théorique, Δ 2 MHz, $\circ$ 4 MHz.

[Normalized diffraction coefficients vs. diffraction angle for a straight edge. — Theoretical curve, Δ 2 MHz, $\circ$ 4 MHz.]

sera donc modulé et l'écart de fréquence entre les maxima est donné par

$$\Delta f = V/d \cdot \sin \alpha.$$

Il dépend de la largeur d du parallélépipède et de l'angle d'observation α . C'est bien ce que montre la

Fig. 12. — Fonction de transfert d'un bord droit.

[Transfer function of a straight edge.]

figure 13 qui est relative à un parallélépipède de 10 mm de largeur observé sous différents angles α .

Enfin la figure 14 représente la fonction de transfert du parallélépipède de 10 mm d'épaisseur vu sous un angle α de 15° .

On a également tracé la courbe théorique calculée à partir de la formule (10) dans laquelle $\alpha = -15^\circ$ pour D_1 et $\alpha = +15^\circ$ pour D_2 , conformément aux sens d'orientation indiqués sur la figure 5.

4.3 CYLINDRES DE SECTION CIRCULAIRE. — Pour vérifier l'influence des dimensions de la cible sur l'écart de fréquence du spectre du signal diffracté nous avons utilisé des cylindres ayant des diamètres variant de 5 à 14 mm. La figure 15 montre les spectres et les signaux diffractés pour différents cylindres observés sous un angle $\alpha = 30^\circ$.

Fig. 13. — Spectres d'amplitude et signaux diffractés par un parallélépipède rectangle de 10 mm de largeur et pour différents angles d'observation.

[Amplitude spectra and signals diffracted by a rectangular parallelepiped 10 mm width for different observation angles.]

Fig. 14. — Fonction de transfert du parallélépipède rectangle de 10 mm de largeur (angle d'observation 15°).

[Transfer function of the rectangular parallelepiped 10 mm width (observation angle 15°).]

Fig. 15. — Spectres d'amplitude et signaux diffractés par des cylindres de différents diamètres.

[Amplitude spectra and signals diffracted by cylinders of different diameters.]

La mesure des écarts de fréquence observés sur les spectres permet de calculer le diamètre des cylindres puisqu'ici encore

$$\Delta f = V/d \cdot \sin \alpha.$$

Fig. 16. — Ecart de fréquence Δf en fonction du diamètre d'un cylindre. — Courbe théorique, ● points expérimentaux, ○ $\alpha = 15^\circ$, △ $\alpha = 30^\circ$.

[Spacing between frequency Δf vs. diameter for circular cylinders. — Theoretical curves, ● experimental data, ○ $\alpha = 15^\circ$, △ $\alpha = 30^\circ$.]

La figure 16 donne les variations de l'écart de fréquence en fonction du diamètre pour les deux angles d'observation α . Les points expérimentaux y sont comparés à la théorie.

Pour terminer nous donnons la fonction de transfert d'un cylindre de 5 mm de diamètre, observé sous un angle $\alpha = 15^\circ$.

5. Conclusion.

Dans ce travail nous avons montré que la théorie géométrique de la diffraction pouvait s'appliquer

Fig. 17. — Fonction de transfert d'un cylindre de 5 mm de diamètre.

[Transfer function of 5 mm diameter cylinder.]

également à l'étude de cibles élastiques immergées dans l'eau et que la méthode dite de spectroscopie ultrasonore était bien adaptée à la mesure des écarts de fréquence.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques calculés à partir de la TGD montre qu'il est possible de déterminer l'ordre de grandeur des dimensions des cibles.

La comparaison entre les fonctions de transfert théoriques et expérimentales demeure satisfaisante. Toutefois les différences observées sur les courbes sont dues essentiellement au fait que l'on ne connaît pas avec assez de précision le spectre du signal de référence. Vers les basses fréquences l'accord entre l'expérience et la théorie se dégrade. En effet dans ce domaine de fréquence d'un point la TGD est à la limite de sa validité et d'autre part les transducteurs ultrasonores que nous avons utilisés ont un mauvais fonctionnement.

Bibliographie

- [1] BOWMAN, J. J., SENIOR, B. A. et USLENGHI, P. L. E., *Electromagnetic and acoustic scattering by simple shapes* (North Holland Publishing Company, Amsterdam) 1969.
- [2] ADLER, L., COOK, K. V. et SIMPSON, W. A., *Ultrasonic frequency analysis in Research Techniques in Non Destructive Testing*, Vol. III (Academic Press, London) 1977.
- [3] ZAKHARIA, M., *Contribution à la caractérisation et à l'identification de formes simples par sonar actif : Application à un sonar de pêche*. Thèse de Docteur-Ingénieur, Aix-Marseille II, Juin 1982.
- [4] KELLER, J. B., Geometrical Theory of Diffraction. *J. Opt. Soc. Am.* **52** N° 2 (1962) 116-130.
- [5] SIMSON, W. A., Time frequency domain formulation of ultrasonic frequency analysis. *J. Acoust. Soc. Am.* **56** N° 6 (1974) 1776-1781.
- [6] KELLER, J. B., Diffraction by an aperture. *J. Appl. Phys.* **28** (1957) 426-443.
- [7] KOUYOUMJIAN, R. G., PATHAK, P. H., A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface. *Proc. I.E.E.E.* **62** N° 11 (1974) 1448-1461.
- [8] AMORANTO, T., *Etude et caractérisation par ultrasons de défauts dans un solide élastique*. Thèse de Docteur Ingénieur Aix-Marseille II, Décembre 1983.