



HAL
open science

Propagation d'ondes sphériques monochromatiques à travers une interface plane fluide/fluide: Applications numériques et expérimentales au dioptre plan air/eau

Ginette Saracco, Georges Corsain, Jean Leandre, Claude Gazanhes

► To cite this version:

Ginette Saracco, Georges Corsain, Jean Leandre, Claude Gazanhes. Propagation d'ondes sphériques monochromatiques à travers une interface plane fluide/fluide: Applications numériques et expérimentales au dioptre plan air/eau. *Acta Acustica united with Acustica*, 1991, 73 (1), pp.21-32. hal-00549906

HAL Id: hal-00549906

<https://hal.science/hal-00549906>

Submitted on 13 Dec 2022

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial 4.0 International License

Propagation d'ondes sphériques monochromatiques à travers une interface plane fluide/fluide: applications numériques et expérimentales au dioptré plan air/eau

G. Saracco, G. Corsain, J. Léandre, C. Gazanhes
CNRS, Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Marseille

Propagation of Monochromatic and Spherical Waves Through a Plane Interface Fluid/Fluid: Numerical and Experimental Results for the Air/Water Interface

Summary

The main concern is with the problem of the transmission of spherical waves through a plane interface separating two fluids. Under some conditions, this physical model is particularly interesting because of the existence of a "surface" or lateral contribution. Indeed this contribution appears for super-critical angles (condition of total reflection). However, when studied, as a transmission problem, one finds an additional contribution in the second medium.

In this part, a monochromatic point source is considered in order to estimate the possibilities of experimental detection of this contribution. In the case of a plane air-water interface, it was possible experimentally to separate the lateral contribution from the geometric contribution and to display the behaviour of both. The total transmitted pressure field shows, in accordance with the theoretical and numerical studies, some interference regions dependent on the frequency of the source. The important rôle that lateral waves can play in particular cases is discussed.

Ausbreitung monochromatischer Kugelwellen durch die ebene Grenzfläche zwischen zwei Fluiden: Numerische und experimentelle Anwendungen auf die Grenzfläche Luft/Wasser

Zusammenfassung

Unser Interesse gilt der Ausbreitung sphärischer Wellen in einem fluiden inhomogenen Medium. Die Quelle befindet sich in dem Medium geringerer Geschwindigkeit. Dieses physikalische Modell ist besonders interessant wegen der Existenz eines „Oberflächen“- oder „lateralen“ Anteils. Dieser tritt bei überkritischen Einfallswinkeln (Totalreflexion) auf, und auch im Fall des Schall-Durch-

gangs erhält man einen zusätzlichen Anteil im zweiten Medium.

In dieser Arbeit wird der Fall einer monochromatischen Punktquelle behandelt. Um die physikalische Existenz dieses Anteils zu untersuchen, wurde er und das insgesamt durchgelassene Druckfeld numerisch bestimmt. Für den Fall einer ebenen Grenzfläche zwischen Luft und Wasser konnte im Experiment der laterale Anteil von dem geometrischen getrennt und das Verhalten und die Eigenschaften beider Anteile bestimmt werden. Übereinstimmend mit den theoretischen und numerischen Ergebnissen zeigt die Analyse des insgesamt gebrochenen Feldes Interferenzzonen, die von der Schallfrequenz abhängen; sie unterstreichen die Rolle, die der laterale Anteil in gewissen Fällen spielen kann.

Propagation d'ondes sphériques monochromatiques à travers une interface plane fluide/fluide: applications numériques et expérimentales au dioptré plan air/eau

Sommaire

Nous nous intéressons au problème de la propagation d'ondes sphériques à travers un milieu inhomogène fluide. La source se trouve dans le milieu de plus faible célérité. Ce modèle physique présente un intérêt particulier à cause de l'existence d'une contribution de «surface» ou «latérale». En effet, celle-ci intervient aux angles d'incidence sur-critiques (réflexion totale), et pourtant dans le cas de la transmission, nous obtenons une contribution supplémentaire dans le second milieu.

Nous traiterons, ici, le cas d'une source ponctuelle monochromatique. De façon à vérifier l'existence physique de cette contribution, nous l'avons évaluée numériquement, ainsi que le champ de pression transmis total. Expérimentalement, dans le cas du dioptré plan air-eau, nous avons pu séparer la contribution latérale de la contribution géométrique et mis en évidence leurs comportement et propriétés. L'analyse du champ réfracté total montre, conformément à l'étude théorique et numérique, des zones d'interférences dépendant de la fréquence émise par la source et souligne le rôle que peut jouer dans certains cas la contribution latérale.

Reçu le 15 mars 1990,
accepté le 25 mai 1990.

Ginette Saracco, Georges Corsain, Jean Léandre et Claude Gazanhes, CNRS-UPR7051 LMA, Equipe US, 31 chemin J. Aiguier, F-13402 Marseille Cedex 09, France.

Notations

ρ_j	masse volumique dans le milieu j
c_j	célérité dans le milieu j
$k_j = \omega/c_j$	nombre d'onde le milieu j
$m = \rho_2/\rho_1$	rapport des masses volumique, $m \gg 1$
$n = c_1/c_2$	indice de réfraction, $n < 1$
θ	angle d'incidence
θ_c	angle critique, ($\sin \theta_c = n$)
ψ_j	potentiel acoustique scalaire associée au milieu j
ψ^{geo}	potentiel acoustique transmis associé à la contribution géométrique
ψ^{lat}	potentiel acoustique transmis associé à la contribution latérale
ψ^{tot}	potentiel acoustique transmis total
$H_0^{(1)}$	Fonction de Hankel de 1 ^{ère} espèce d'ordre zéro
\tilde{F}	transformée de Fourier spatiale bidimensionnelle de F
$\mu(\mu_x, \mu_y)$	variable duale de $r(x, y)$
r	distance radiale
h	hauteur de la source
λ	longueur d'onde dans le milieu 1
λ_0	longueur d'onde réduite ($\lambda_0 = \lambda/h$)
x	distance radiale réduite ($x = r/h$)
y	profondeur réduite ($y = z/h$)

1. Présentation générale du problème

On s'intéresse à la transmission acoustique à travers une interface séparant deux milieux fluides. Ces milieux sont considérés comme homogènes et isotropes et le signal comme une fonction arbitraire tu temps. On suppose que la célérité du second milieu c_2 est supérieure à la célérité c_1 du premier milieu, où se trouve la source ponctuelle. En vue d'une réalisation expérimentale, on traitera le cas particulier du dioptre air-eau.

L'étude théorique de la réfraction d'ondes sphériques à travers une interface séparant deux fluides montre que le champ total obtenu en un point quelconque du second milieu provient de la superposition de différents types d'ondes [1-12, 16]. Les contributions de celles-ci diffèrent en fonction des caractéristiques de la source, de la complexité de l'interface et de la position du point d'observation. Nous pouvons décrire les principales contributions des ondes parvenant à l'hydrophone, suivant quatre trajets possibles (cf. Fig. 1):

1°) la contribution de l'onde géométrique (ou réfractée directe) qui permet de retrouver la géométrie de la source, d'après les lois de Snell-Descartes;

2°) la contribution de l'onde latérale (ou inhomogène) qui apparaît pour des angles d'incidence sur-critiques et intervient comme une correction à la théorie

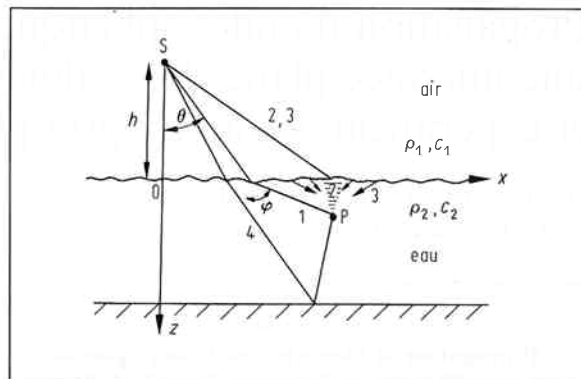


Fig. 1. Contribution des différents trajets de l'onde au point d'observation P hydrophone. 1 - Trajet de l'onde réfractée directe (ou géométrique). 2 - Trajet de l'onde latérale. 3 - Trajet de l'onde diffusée. 4 - Trajet après réflexions multiples.

des rayons (trajet d'intégration proche d'un point de branchement);

3°) la contribution de l'onde diffusée par la surface de la mer (diffusion d'autant plus importante que la surface se trouve agitée);

4°) et celle des ondes ayant subi des réflexions multiples entre le fond marin et la surface.

Sous les hypothèses de mer calme et de grande profondeur, nous pourrions négliger les deux dernières contributions.

D'une façon générale le problème est tridimensionnel en espace. Le milieu de célérité c_1 (demi-espace $z < 0$) contient, à une hauteur h -fixe, une source à support temporel et spatial S non ponctuel a priori. En un point P du second milieu (demi-espace $z > 0$), situé à une distance radiale r de la source, et profondeur z et pour un temps t arbitraire, on s'intéresse au comportement de la pression acoustique. Cette étude s'est effectuée suivant deux étapes:

a) Etude de la transmission de signaux acoustiques monochromatiques;

b) Etude de la transmission de signaux dépendant arbitrairement du temps: problèmes direct et inverse [11, 23, 24]. Dans ce cas nous avons utilisé une méthode de type temps-échelle: la transformée en ondelettes [22]. Ceci fera l'objet d'un second article.

Chacune de ces approches a fait l'objet de développements théoriques, de simulations et d'expérimentations.

2. Transmission acoustique: Source ponctuelle monochromatique

2.1. Analyse du problème

Ce problème linéaire, décrivant la propagation d'ondes sphériques monochromatiques à travers deux

milieux fluides compressibles séparés par un plan en $z = 0$, obéit au système d'équations de Helmholtz:

$$(\Delta + k_j^2) \Psi_j = -S_j, j = 1, 2 \text{ indice du milieu, } z \neq 0, \quad (2.1)$$

où

$$S_1 = 4\pi \delta(x, y, z + h) \quad \text{et} \quad S_2 = 0,$$

($k_j = \omega/c_j$ représente le nombre d'onde pour le milieu j), auquel s'ajoutent, d'une part les conditions de raccordement du champ à l'interface Σ (continuité de la pression et de la vitesse normale en $z = 0$), d'autre part les conditions de rayonnement de l'énergie à l'infini (Sommerfeld):

$$[\varrho_1 \psi_1 = \varrho_2 \psi_2]_{\Sigma}, \quad \left[\frac{\partial \psi_1}{\partial z} = \frac{\partial \psi_2}{\partial z} \right]_{\Sigma}, \quad (2.2)$$

$$\left(\frac{\partial \psi_j}{\partial r} - i k_j \psi_j \right) = o(r^{-1}), \quad \text{quand } (r \rightarrow \infty).$$

Les quantités S_j et ψ_j représentent respectivement le terme source et le potentiel acoustique scalaire. Ce dernier est relié à la vitesse v_j et à la pression acoustique p_j (d'après les relations classiques de conservation de masse, d'énergie et de quantité de mouvement) par:

$$v_j = -\text{grad } \psi_j \quad \text{et} \quad p_j = \varrho_j \frac{\partial \psi_j}{\partial t};$$

ϱ_j masse volumique du milieu j .

La dépendance temporelle des grandeurs S_j et ψ_j s'écrit sous la forme générale: $A = A^0 e^{-i\omega t}$, en accord avec le choix de transformation de Fourier suivant, où $\mu(\mu_x, \mu_y)$ représente la variable duale de $r(x, y)$:

$$\tilde{F}(\mu, z, t) = \frac{1}{4\pi^2} \iint F(r, z, t) e^{-i\mu \cdot r} dr \quad (2.3)$$

Ce problème présente une symétrie particulière, symétrie de révolution autour de l'axe z . Nous pouvons appliquer au système d'éqs. (2.1) et (2.2) une transformation de Fourier bidimensionnelle sur les variables d'espace x, y . Cela se traduit par une transformation de Hankel sur la variable radiale $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; μ représente la fréquence spatiale. La résolution de ce nouveau système d'équations permet d'obtenir, dans l'espace de Hankel, une expression des potentiels réfléchis ψ_1 et transmis ψ_2 :

$$\tilde{\psi}_1(\mu, z) = C_1(\mu) e^{-iK_1 z} - \frac{e^{iK_1|z+h|}}{2\pi i K_1},$$

$$\tilde{\psi}_2(\mu, z) = C_2(\mu) e^{iK_2 z}.$$

$K_j = \sqrt{k_j^2 - \mu^2}$ représente le nombre d'onde associé au milieu j dans cet espace. Cette fonction présente deux points de branchement ($\pm k_j$) dans le plan complexe μ . Nous avons une onde progressive dont la dépendance en temps est du type $e^{-i\omega t}$ (2.3), nous

choisissons K_j correspondant au feuillet de Riemann supérieur et tel que: $\text{Im}(K_j) > 0$.

Les conditions aux limites (2.2) fournissent les expressions des coefficients de réflexion $C_1(\mu)$ et de transmission $C_2(\mu)$:

$$C_1(\mu) = \frac{e^{iK_1 h}}{2\pi i K_1} \frac{\varrho_1 K_2 - \varrho_2 K_1}{\varrho_1 K_2 + \varrho_2 K_1},$$

$$C_2(\mu) = i \varrho_1 \frac{e^{iK_1 h}}{(\varrho_1 K_2 + \varrho_2 K_1) \pi}.$$

Notons $m = \varrho_2/\varrho_1$ le rapport des masses volumiques et $n = c_1/c_2$ l'indice de réfraction. Par transformation de Fourier inverse, on obtient des expressions intégrales des potentiels transmis et réfléchi. Le champ transmis total s'écrit:

$$\psi_2(r, z, t) = \frac{i k_1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i k_1 g(u)}}{f(u)} H_0^{(1)}(k_1 u r) e^{-i\omega t} du \quad (2.4)$$

$$f(u) = m \sqrt{1 - u^2} + \sqrt{n^2 - u^2},$$

$$g(u) = h \sqrt{1 - u^2} + z \sqrt{n^2 - u^2}, \quad u = \sin \theta = \frac{\mu}{k_1}.$$

Cette expression correspond à une intégrale oscillante. θ est l'angle d'incidence associé à une onde plane, onde plane correspondant à la décomposition de l'onde sphérique incidente en une somme infinie d'ondes planes à l'interface [2, 13]. En utilisant le développement asymptotique de la fonction de Hankel pour de grande valeur du paramètre $k_1 r$, cette intégrale peut se mettre sous la forme générale suivante:

$$\psi(\beta) = \int_{\Gamma} F(\mu) e^{i\beta \xi(\mu)} d\mu, \quad |\beta| \gg 1$$

où F et ξ sont des fonctions analytiques de la variable complexe μ , β un paramètre sans dimension, réel dans notre cas, Γ un contour dans le plan complexe.

Une bonne évaluation de ce type d'intégrale s'obtient, de façon classique, à l'aide d'une approximation asymptotique «haute-fréquence» (méthode de Debye ou plus grande pente [14]). Généralement le terme d'ordre 1 suffit. Le comportement de $\psi(\beta)$ est donné pour de grandes valeurs du paramètre β , et sous réserve que les dérivées de la fonction g s'annulent en certains points (points selle, col, ou point stationnaire). La partie essentielle de l'intégrale provient alors uniquement de la contribution de l'intégrand autour de ces points. Lorsque nous pourrions par un changement de la variable d'intégration transformer le contour Γ en un contour Γ' , où F et g seront des fonctions d'une nouvelle variable u réelle, nous utiliserons la méthode de phase stationnaire.

De même que l'onde sphérique incidente peut se décomposer en une somme infinie d'ondes planes, l'onde transmise se décompose également en une

somme infinie d'ondes planes se réfractant à l'interface [1, 2, 13]. Si d'après les lois classiques de l'optique géométrique, un rayon se trouve réfracté selon les lois de Snell-Descartes ($\sin \theta = n \sin \varphi$), c'est à dire pour des angles d'incidence inférieurs à θ_c , nous aurons en revanche pour la restitution du champ transmis total, une sommation sur des angles supérieurs à l'angle critique θ_c ($\sin \theta_0 > n$). L'intégrale sur le contour Γ peut se décomposer en une somme de deux intégrales correspondant aux valeurs de $\theta_0 < \theta_c$ (Γ') et $\theta_0 > \theta_c$ (Γ'').

En vue d'étendre le travail de Brekhovskikh, Gerjuoy et McNicholas au cas qui nous intéresse, nous devons avant d'intégrer l'expression (2.4) étudier la fonction $f(u)$, dénominateur de l'intégrand. L'étude des zéros de cette fonction, qui présente des points de branchement en ± 1 et $\pm n$, fournit des valeurs de $u^2 = (m^2 - n^2)/(m^2 - 1)$. Pour ces valeurs les expressions de $\sqrt{1 - u^2}$ et $\sqrt{n^2 - u^2}$ sont de même signe que $\sqrt{m^2 - n^2}/\sqrt{m^2 - 1}$, avec $|u| > 1$. La fonction f ne s'annule donc pas.

Nous devons faire un choix de coupures dans le plan de la variable complexe u . Sachant que $\psi_2(r, z)$ décroît quand $u > n$, avec $z > 0$, nous choisissons les points appartenant au feuillet de Riemann supérieur tel que les parties imaginaires de $(n^2 - u^2)$ et $(1 - u^2)$ soient positives.

L'obtention des différentes contributions composant le champ transmis total est due au fait que le trajet d'intégration Γ intercepte les coupures issues des points de branchements ($u = \sin \theta = +1, +n$). Nous devons tenir compte dans ce cas d'un trajet d'intégration supplémentaire Γ'' autour de ces points et qui contourne les coupures. Le point de branche-

ment (n) correspond aux valeurs de l'angle critique θ_c associé à une onde plane selon les lois de Snell-Descartes, $\theta_c = \pm \arcsin(n)$.

Le calcul de l'intégrale sur le chemin Γ' permet de retrouver au premier ordre du développement, l'onde géométrique réfractée en accord avec la théorie des rayons ($u_0 < n$); et sur le chemin Γ'' , de mettre en évidence pour des incidences supérieures à celles de l'angle critique ($u_0 > n$), un type d'onde différent, appelé onde latérale. Nous obtenons également une fonction dont les contributions sont négligeables et que nous nommerons fonction «Reste». L'expression du potentiel réfracté total devient [6]:

$$\psi^{\text{tot}} = \underbrace{\psi^{\text{géo}}}_{0 < u_0 < n} + \underbrace{\psi^{\text{lat}}}_{n < u_0 < 1} + \underbrace{\text{Reste}}_{u_0 > 1} \quad (2.5)$$

2.1.1. Expression analytique de la contribution géométrique

L'expression du potentiel réfracté géométrique obtenue au premier ordre à l'aide de la phase stationnaire est:

$$\psi^{\text{géo}}(r, z) \approx \frac{2\sqrt{u_s}}{D(u_s)} e^{ik_1 \xi(u_s)}$$

où

$$\xi(u_s) = \frac{h}{\sqrt{1 - u_s^2}} + \frac{z n^2}{\sqrt{n^2 - u_s^2}} \quad (2.6)$$

et

$$D(u_s) = \frac{\sqrt{r[h(1 - u_s^2)^{-3/2} + z n^2 (n^2 - u_s^2)^{-3/2}]}{(m\sqrt{1 - u_s^2} + \sqrt{n^2 - u_s^2})^{-1}}$$

Le point stationnaire u_s vérifie la relation $\xi'(u) = 0$, soit:

$$r = h \operatorname{tg} \theta_s + z \operatorname{tg} \varphi_s \text{ avec } u_s = \sin \theta_s \text{ réel et } u_s < n (\theta_c = \arcsin(n), \text{ angle critique}).$$

Cette relation vérifie les lois de Snell-Descartes, où θ_s et φ_s représentent respectivement les angles d'incidence et de réfraction associés à une onde plane pour une position donnée de l'hydrophone. Seules les ondes planes qui suivent un trajet en accord avec le principe de Fermat ont une contribution non négligeable. Leur trajet est alors celui du trajet de phase stationnaire. L'angle d'incidence devient le point stationnaire pour l'onde plane associée. On retrouve pour ces ondes, les lois propres à l'acoustique géométrique [6]. Cette expression peut se mettre sous la forme suivante:

$$\psi^{\text{géo}}(r, z, t) \approx \frac{C^{\text{ste}}}{R} e^{i\omega(t - R_1/c_1 - R_2/c_2)}, \quad R = \sqrt{r^2 + (z^2 + h^2)}$$

où R_1 et R_2 sont respectivement les distances source-interface et source virtuelle-hydrophone.

On voit ici qu'indépendamment des caractéristiques fréquentielles de la source nous obtenons une même configuration du champ de pression (Fig. 2). Le

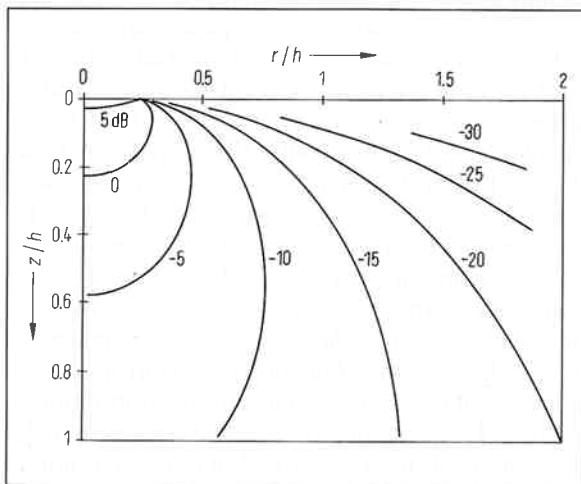


Fig. 2. Courbes d'isoatténuation de la pression associée à la contribution géométrique en fonction des variables réduites r/h et z/h (coordonnées de l'hydrophone). $c_1 = 340$ m/s, $c_2 = 1500$ m/s.

mode géométrique correspond au mode où l'onde se trouve simplement translaturée et atténuée en fonction de la distance de la source au point d'observation [9].

2.1.2. Expression analytique de la contribution latérale

L'expression à l'ordre un du potentiel réfracté latéral est donnée suivant le point-col u_1 (u_1 réel; $u_1 = \sin \alpha$ avec $\alpha > \theta_c$) par:

$$\psi^{lat}(r, z) \approx \frac{2h}{(r^2 + h^2)(m \cos \alpha + i \sqrt{\sin^2 \alpha - n^2})} e^{ik_1 \xi_L} \quad (2.7)$$

où

$$\xi_L = \sqrt{r^2 + h^2} + iz \sqrt{\sin^2 \alpha - n^2}, \text{ et } u_1 = \frac{r}{\sqrt{r^2 + h^2}}$$

Nous obtenons dans ce cas des ondes dont l'amplitude décroît exponentiellement en fonction de la fréquence et de la profondeur, perpendiculairement à l'interface (Figs. 3 a et 3 b). Elles présentent alors un caractère «dispersif». Elles ne correspondent pas à une absorption du milieu car il y a conservation de l'éner-

gie au passage du dioptre [11, 17-19]. Pour des incidences sur-critiques, il y a création d'une onde qui se propage le long du dioptre et rayonne de part et d'autre de celui-ci. Ce rayonnement pénètre d'autant mieux le milieu que la fréquence du signal émis est plus basse. L'expression précédente peut encore s'écrire:

$$\psi^{lat}(r, z, t) \approx \frac{2h C^{ste}}{R_1^2} e^{i\omega(t - R_1/c_1)} e^{-z \omega A(\alpha)}$$

où

$$A(\alpha) = \sqrt{(\sin \alpha / c_1)^2 - 1/c_2^2},$$

R_1 distance source-interface.

2.1.3. Champ réfracté total

Le champ réfracté total fait apparaître des zones d'interférences non négligeables entre les deux contributions. Il dépend donc fortement des caractéristiques de la source (fréquence, hauteur) et des coordonnées du point d'observation (capteurs). Pour de faibles profondeurs (et $r \gg 1$), il y a une prédominance de la contribution latérale et donc une configuration du champ analogue à celle-ci (Fig. 3). Inversement, pour de grandes profondeurs nous obtenons une configuration du champ conforme à la contribution géométrique (Fig. 2). Une zone intermédiaire fonction de la fréquence et de la position de l'hydrophone laisse apparaître des minima et maxima locaux (zone d'interférences) (Fig. 4 a). Les Figs. 4 b et 4 c représentent un agrandissement du champ de pression de cette zone aux fréquences 3 kHz et 5 kHz.

Posons:

$$\psi^{tot} = |\psi^{tot}| e^{i\xi}, \quad \arg[\psi^{geo}] = w, \quad \arg[\psi^{lat}] = v.$$

Nous obtenons un terme d'amplitude et de phase tel que:

$$|\psi^{tot}| = (|\psi^{geo}|^2 + |\psi^{lat}|^2 + 2|\psi^{geo}||\psi^{lat}|\cos(w-v))^{1/2}$$

$$\xi = \arctg(\eta), \quad \text{et } \sin(\eta) = |\psi^{geo}|\sin(w) + |\psi^{lat}|\sin(v),$$

$$(0 \leq \eta < 2\pi) \quad (2.8)$$

$$\cos(\eta) = |\psi^{geo}|\cos(w) + |\psi^{lat}|\cos(v).$$

Remarques:

- Les expressions obtenues pour une distance radiale correspondant à l'incidence critique doivent faire l'objet d'une attention particulière: Elles ne peuvent être prises en compte lors des simulations (raccord des intégrales sous approximation phase stationnaire).

- D'autre part, en fonction de la fréquence de la source, nous avons vu que les amplitudes des deux contributions s'écrivent selon (2.6) et (2.7) sous la

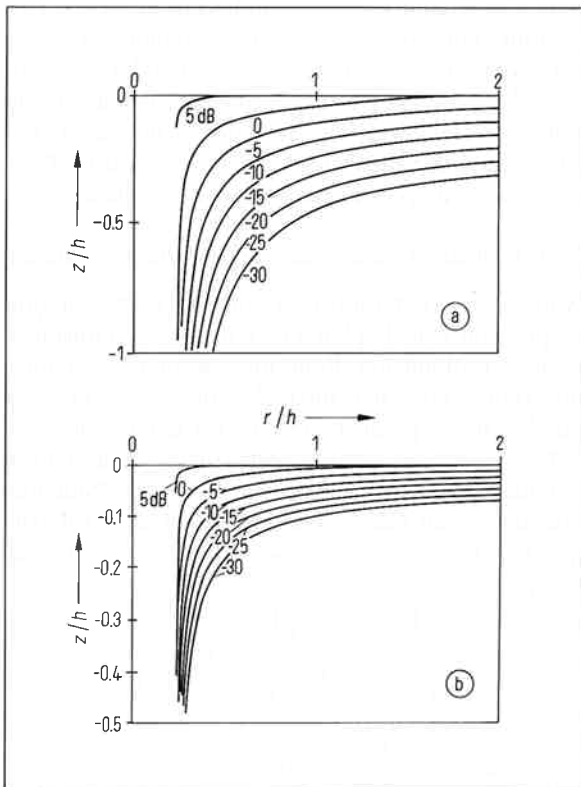


Fig. 3. Courbes d'isoatténuation de la pression associée à la contribution latérale en fonction des variables réduites r/h , z/h (coordonnées de l'hydrophone). a) $\lambda/h = 0.5$, $c_1 = 340$ m/s, $c_2 = 1500$ m/s. b) $\lambda/h = 0.114$, $c_1 = 344$ m/s, $c_2 = 1485.4$ m/s.

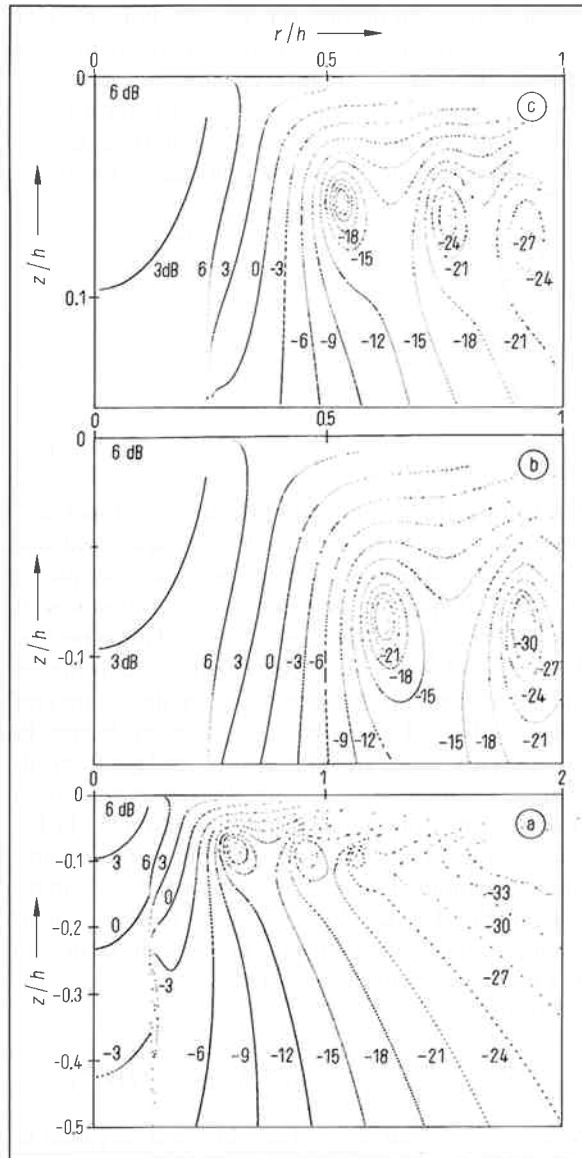


Fig. 4. a) Courbes d'isoatténuation du champ de pression transmis total en fonction des variables réduites r/h , z/h (coordonnées de l'hydrophone) et $\lambda/h = 0,114$, $c_1 = 344$ m/s, $c_2 = 1485,4$ m/s.

Grossissement du champ de pression transmis total dans la zone d'interférences pour la fréquence 3 kHz $_{h=1m}$ (b) et 5 kHz $_{h=1m}$ (c).

forme suivante:

$$|\psi_{\text{géo}}(P)| = A_{\text{géo}}(P) + \varepsilon(P) \quad \text{où} \quad \varepsilon(P) = 0\left(\frac{1}{k_1 r}\right),$$

$$|\psi_{\text{lat}}(P)| = A_{\text{lat}}(P) \exp\left(-k_1 z \sqrt{\frac{r^2}{r^2 + h^2} - n^2}\right),$$

(en intégrant le reste dans $A_{\text{lat}}(P)$). De plus l'amplitude de $\psi_{\text{géo}}$ décroît en $1/\sqrt{r}$ alors que celle de ψ_{lat} décroît en $h/(r^2 + h^2)$.

Par conséquent, pour des valeurs de $k_1 r$ tendant vers l'infini, $|\psi_{\text{lat}}(P)|$ est négligeable par rapport au reste $\varepsilon(P)$ du développement de $|\psi_{\text{géo}}(P)|$. Cependant, à chaque position P de l'hydrophone, on peut associer une plage de fréquence ω pour laquelle $|\psi_{\text{lat}}(P)|$ reste significatif devant $\varepsilon(P)$. Pour le voir, il faut se rappeler que le nombre m est grand (rapport des masses volumiques), proche de 820. Or, $|\psi_{\text{lat}}(P)|$ est de l'ordre de $1/m$ alors que $\varepsilon(P)$ est de l'ordre de $1/m^2$ [6]. C'est cette circonstance qui justifie la validité des résultats numériques dans le cas harmonique [9, 11].

2.2. Evaluation numérique des champs de pression

A partir de l'expression analytique des différentes contributions, nous pouvons évaluer numériquement le champ transmis total. Nous avons vu que l'onde latérale intervient principalement sous des conditions de réflexion totale. Le problème est alors de savoir si celle-ci a une contribution réelle dans la composition du champ transmis, où si elle est simplement dû à un artéfact mathématique. Nous avons donc simulé numériquement les différentes contributions (Fig. 2 et 3) ainsi que le champ réfracté total (Fig. 4), de façon à les comparer à des résultats issus d'une expérimentation. Nous verrons l'importance que peut jouer, dans certains cas, la contribution latérale (Fig. 3).

Nous utiliserons les variables réduites $r/h = x$, $z/h = y$ et $\lambda/h = \lambda_0$, où r et z représentent les coordonnées du récepteur, λ et h les caractéristiques de la source (λ : longueur d'onde dans le milieu 1). Les champs seront représentés sous forme de courbe d'isoatténuation de pression exprimées en décibels.

2.2.1 Evaluation numérique de la contribution latérale

Nous voulons déterminer les courbes d'isoatténuation de pression dans le plan $x (= r/h)$, $y (= z/h)$ (distance radiale-profondeur). Pour une valeur de l'atténuation G que l'on se fixe, un angle d'incidence θ ($\theta > \theta_c$), on cherche les points (x, y) vérifiant la relation (2.7).

Posons $W = |\psi_{\text{lat}}|^2 / (|\psi_{\text{inc}}|^2 / h^2)$ où ψ_{inc} représente le potentiel acoustique incident à l'interface. Pour une atténuation du champ réfracté latéral de G dB telle que $G = 10 \text{Log}_{10} (|\psi_{\text{lat}}|^2 / (|\psi_{\text{inc}}|^2 / h^2))$, nous obtenons la relation:

$$y = \lambda_0 \frac{\text{Log}\left(\frac{4W}{x^2 + 1}\right)}{4\pi \sqrt{x^2 - n^2}}, \quad x \geq \frac{n}{\sqrt{1 - n^2}},$$

$$\sin \alpha = \frac{x}{\sqrt{x^2 + 1}} \quad (\sin \alpha > n).$$

Les courbes d'isoatténuation de l'onde latérale réfractée sont représentées pour différentes valeurs de la longueur d'onde et de la célérité.

Nous retrouvons bien une pénétration des ondes plus importantes aux basses fréquences (Fig. 3 a). Pour des angles inférieurs à l'angle critique, soit sur le graphe $x < n/\sqrt{1-n^2}$, où $n = \sin \theta_c$, on peut remarquer que les ondes latérales n'existent pas. Nous les retrouvons pour de faibles profondeurs, en accord avec la théorie, et pour de grandes distances radiales. A l'interface ($x > \text{tg } \theta_c$), nous avons augmentation de l'amplitude, contrairement aux ondes géométriques. Ceci sera expérimenté en laboratoire, dans une cuve acoustique.

2.2.2. Evaluation numérique du champ transmis total

La résolution numérique s'effectue à partir des expressions (2.6), (2.7) et (2.8). Nous obtenons une fonction de la forme:

$$y = f(x, \theta, G \text{ dB}, \lambda_0, n)$$

avec

$$\sin \alpha = \frac{x}{\sqrt{x^2 + 1}}, \quad \sin \alpha > n$$

$$\text{tg } \alpha = x - y \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad \sin \alpha < n.$$

Les courbes d'isoatténuation de pression sont représentées avec un pas de discretisation de 3 dB. L'accroissement de l'amplitude de la contribution latérale, lorsque la fréquence décroît, entraîne un déplacement de la zone d'interférences vers les grandes profondeurs (Fig. 4 b, 4 c).

3. Etude expérimentale

L'étude théorique et numérique de la transmission acoustique à travers un dioptre a montré l'existence de différentes contributions intervenant dans la composition du champ de pression. Celles-ci se comportent différemment en fonction de la fréquence, de la hauteur de la source et des coordonnées du point d'observation. Le déplacement des zones d'interférences correspondant à un maximum d'atténuation évolue vers les grandes profondeurs, quand la fréquence décroît.

Ceci nous a permis d'envisager deux séries d'expériences. D'une part des expériences permettant d'isoler et d'étudier séparément les différentes contributions en fonction des caractéristiques du champ émis; d'autre part des expériences se rapportant au champ réfracté total. L'application expérimentale a été celle du dioptre plan air-eau. Dans une cuve acoustique, nous avons pu séparer pour les fréquences audibles 3 kHz et 5 kHz la contribution latérale de la contribution géométrique au moyen de plans absorbeurs (cf. Fig. 5 et 6). Pour étudier la contribution latérale, un disque absorbant couvre la zone d'incidences sous-critique. Un montage inverse (écran percé d'un trou circulaire) est

réalisé pour l'étude de la contribution géométrique. Aux fréquences étudiées, ces plans induisent une légère diffraction du son, que l'on pourra négliger dans certaines régions par rapport au champ réfracté.

3.1. Choix de la source. Modélisation du régime harmonique

Nous avons vu que la mise en évidence de la contribution de l'onde latérale dépend de la fréquence émise par la source. Cette contribution est d'autant plus importante que la fréquence de la source est plus basse. C'est pourquoi nous avons choisi une source fonctionnant à des fréquences audibles. La chambre de compression utilisée à cette fin doit satisfaire des conditions théoriques presque contradictoire. Elle doit modéliser une source ponctuelle et monochromatique, bien qu'émettant des trains d'ondes. La durée d'émission du signal doit être un compromis entre:

1°) une durée assez brève pour éviter les réflexions parasites sur les parois de la cuve et;

2°) une durée assez longue pour obtenir le régime permanent [15].

La durée des trains d'ondes a été fixée à 2 ms, ce qui correspond à 6 périodes pour la fréquence 3 kHz et à 10 périodes pour la fréquence 5 kHz. Dans la bande de fréquences des signaux émis (0,5 à 8 kHz), on peut considérer que la source émet des ondes sphériques. Un étalonnage de celle-ci nous a permis de vérifier la décroissance en $1/R$ du champ de pression, et de déterminer son centre acoustique. Celui-ci se trouve, pour les deux fréquences choisies, à 1 cm de la bouche de la chambre de compression. Les valeurs expérimentales des célérités du dioptre air-eau sont $c_1 = 344$ m/s, $c_2 = 1485.4$ m/s soit un rapport de masses volumiques $m \approx 820$ et un indice de réfraction $n \approx 0,23$.

3.2. Résultats expérimentaux

3.2.1. Description générale

On mesure simultanément le signal-source émis au ras de l'eau (pression incidente de référence) et le signal transmis à différentes profondeurs d et distances radiales r (hydrophone). La source est fixée à 1 m du plan d'eau. Pour minimiser les erreurs de mesures, les deux capteurs utilisent la même chaîne de réception (Fig. 7). Les mesures d'atténuation de pression ne nécessitent que la connaissance de valeurs relatives. A l'interface, nous aurons un gain de 6 dB. Ceci est dû aux conditions de raccordement du champ à l'interface.

Pour mettre en évidence l'existence des ondes latérales et leurs comportements, le disque absorbant qui recouvre la zone sous-critique est réalisé en duralumin de 1 cm d'épaisseur. De plus, il est revêtu de mousse en

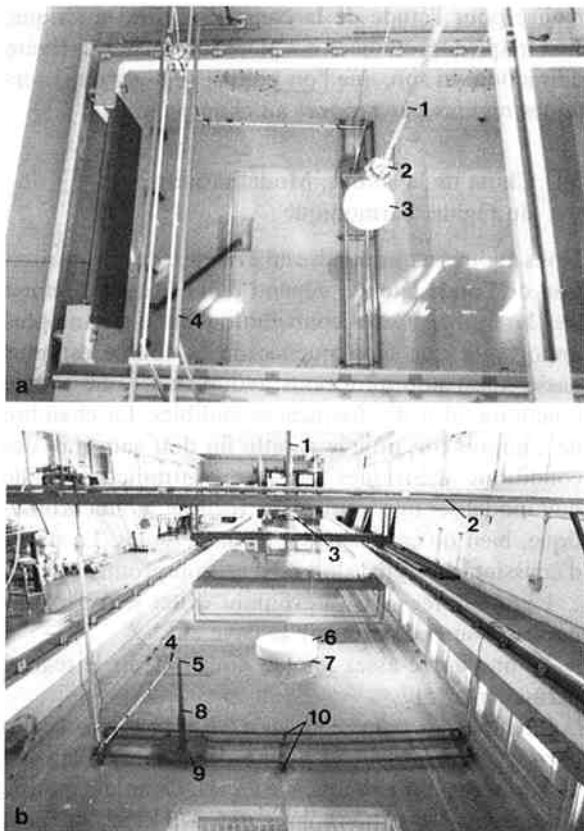


Fig. 5. Vue générale du dispositif expérimental.
a) 1 Suspension de la source, 2 Source sonore, 3 Absorbeur, 4 Chevalement.
b) 1 Suspension de la source sonore, 2 Chevalement à 2 rails, 3 Source sonore, 4 Microphone, 5 Hydrophone, 6 Absorbeur, 7 Disque Dural \varnothing 46 cm, 8 Colonne, 9 Chariot, 10 Rails immergés.

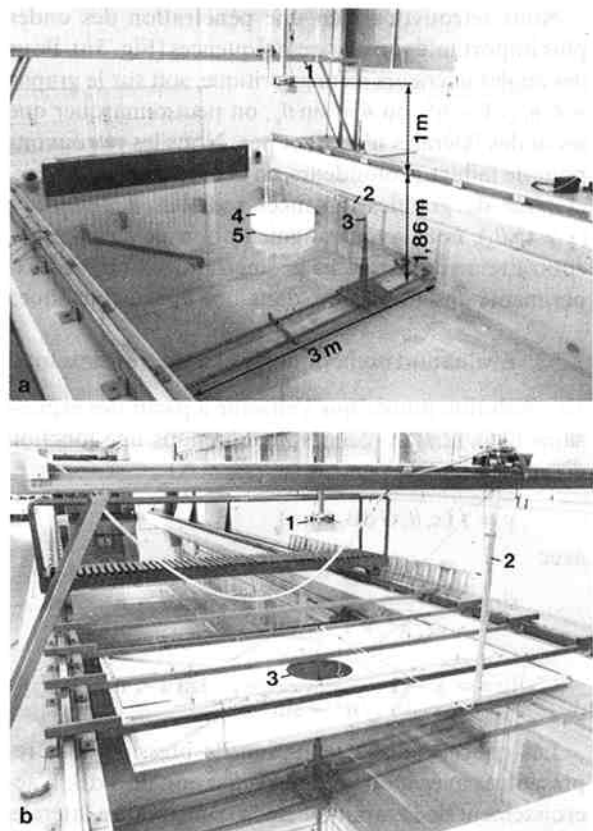


Fig. 6. Dispositif pour séparer la contribution latérale (a) de la contribution géométrique (b).
a) 1 Source, 2 Microphone, 3 Hydrophone, 4 Absorbeur, 5 Disque-écran \varnothing 46 cm.
b) 1 Source, 2 Potence de microphone, 3 Panneau-écran, à ouverture circulaire \varnothing 46 cm.

polyéther semi-rigide à cellules ouvertes (pour atténuer les effets de diffraction qu'il engendre).

Inversement, pour obtenir l'effet des ondes géométriques seules, le disque est remplacé par un panneau en fibres de bois présentant au centre une ouverture circulaire. Ce panneau est également recouvert de mousse de polyéther (atténuation de la diffraction engendrée par le trou).

Pour chacune des fréquences étudiées, nous avons mesuré le niveau de pression acoustique au ras de l'eau et à l'aplomb de la source, soit une valeur de 118 dB à $\pm 0,5$ dB (valeur calculée par rapport à la référence de l'eau qui est de $1 \mu\text{Pa}$).

Les résultats expérimentaux, paramétrés par l'immersion d de l'hydrophone et par la fréquence f de la source, sont tracés sous forme de courbes de niveaux de pression. L'ordonnée représente l'atténuation en décibels et l'abscisse la distance radiale r . Les résultats théoriques ($-\circ-$), sont directement comparés aux résultats expérimentaux ($-\bullet-$).

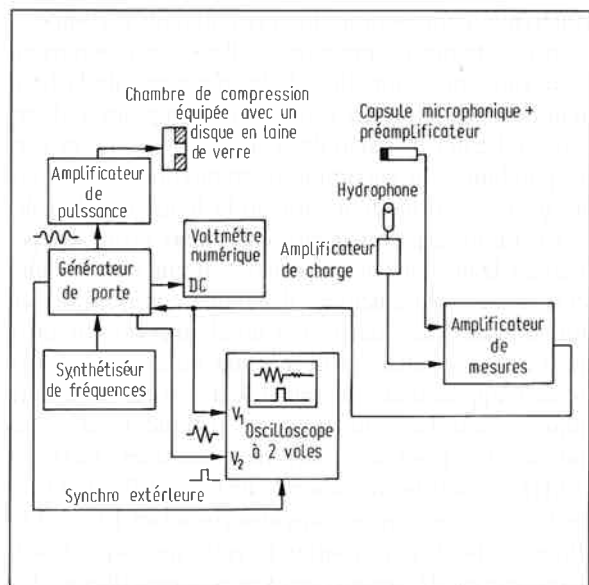


Fig. 7. Chaîne d'émission-réception.

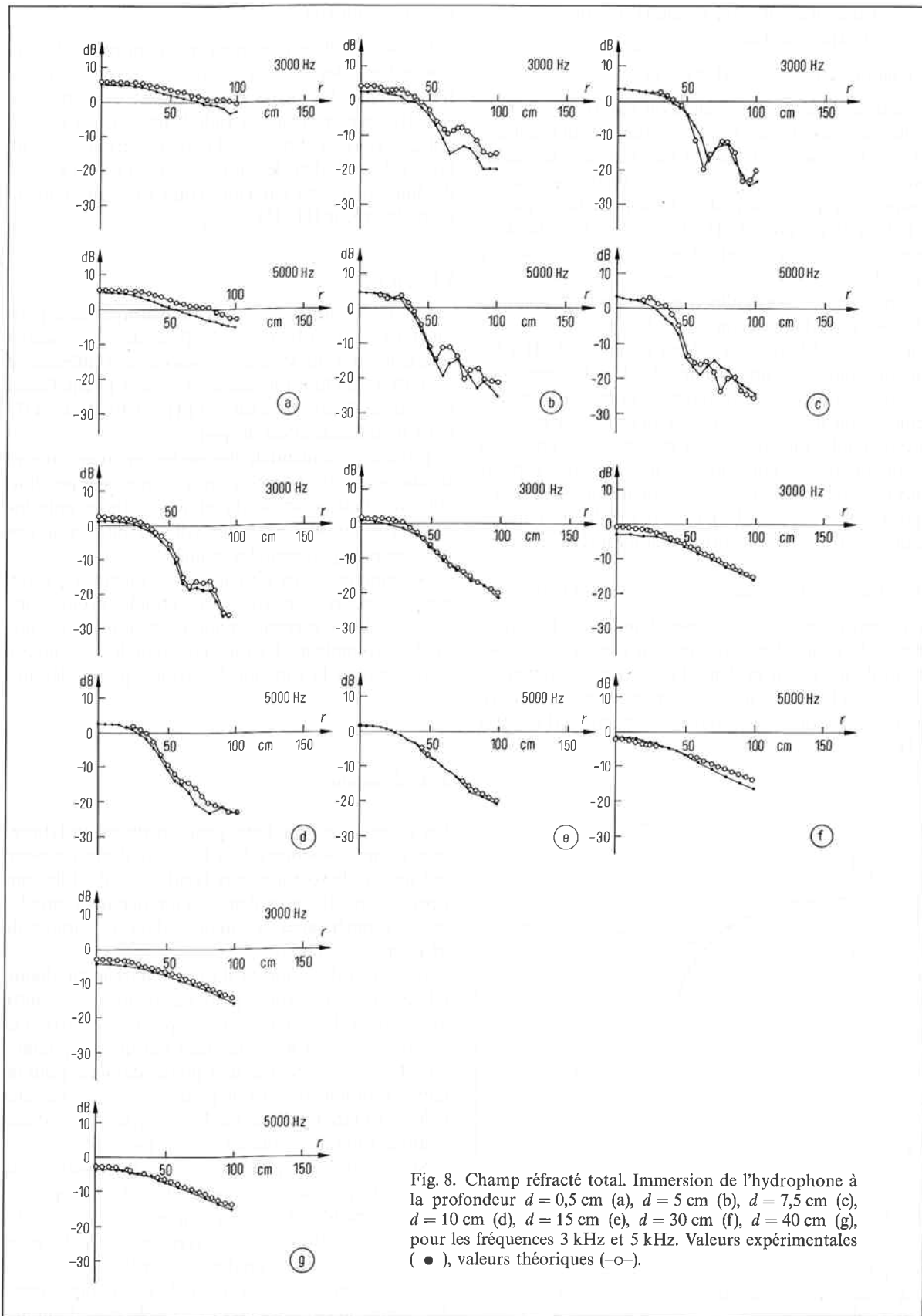


Fig. 8. Champ réfracté total. Immersion de l'hydrophone à la profondeur $d = 0,5$ cm (a), $d = 5$ cm (b), $d = 7,5$ cm (c), $d = 10$ cm (d), $d = 15$ cm (e), $d = 30$ cm (f), $d = 40$ cm (g), pour les fréquences 3 kHz et 5 kHz. Valeurs expérimentales (●-●), valeurs théoriques (○-○).

3.2.2. Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux

i) Champ réfracté total (Figs. 8 et 9)

L'analyse du champ réfracté total montre une bonne concordance entre les valeurs d'atténuation mesurées et calculées. Nous retrouvons bien une zone d'interférences, conformément aux valeurs théoriques, allant jusqu'à une profondeur de 7,5 cm pour la fréquence 5 kHz et 10 cm pour 3 kHz. L'écart des valeurs obtenues vis à vis du calcul est en moyenne inférieur à ± 2 dB.

En des points particuliers (maximum d'atténuation) dans les zones d'interférences (i.e.: à 5 cm de profondeur lorsque $f = 5$ kHz, et à 7,5 cm pour $f = 3$ kHz) les mesures ont révélé un écart de 6 dB. Un affinement des mesures dans ces régions devenait nécessaire. En effet nous avons une forte variation du champ de pression sur de faibles distances et les mesures expérimentales résultent d'une intégration sur l'aire du capteur (9,5 mm de diamètre). L'affinement présenté Fig 9 (pour la fréquence 3 kHz), montre une bonne concordance entre valeurs théoriques et mesurées.

ii) Mise en évidence des différents types d'ondes

La séparation des deux types d'onde par l'intermédiaire de plans absorbant, nous a permis non seulement de mettre en évidence l'existence expérimentale des ondes latérales, mais également de mettre en évidence les propriétés différentes de ces ondes (Fig. 10 et 11).

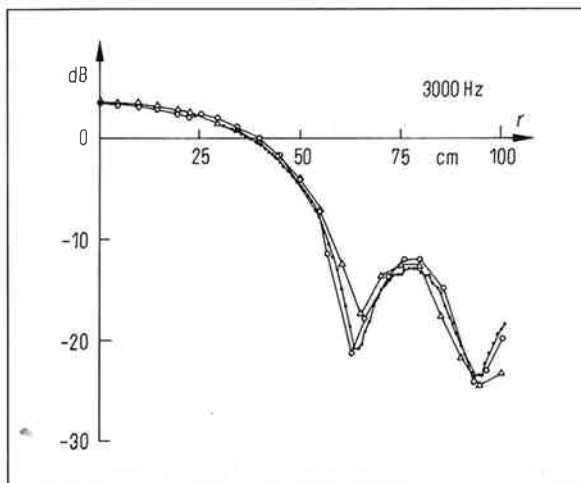


Fig. 9. Affinement des mesures de la pression transmise totale dans la zone d'interférences à 3 kHz et pour une profondeur $d = 7,5$ cm.

(-Δ-) Valeurs expérimentales avant l'affinement des mesures,
(-●-) valeurs expérimentales après affinement des mesures,
(-○-) valeurs théoriques.

Champ géométrique

L'étude du champ géométrique montre une bonne concordance des résultats théoriques et expérimentaux. En moyenne les écarts obtenus sont de l'ordre de ± 2 dB pour une distance radiale inférieure à la zone critique (c'est à dire $r < 23$ cm). L'écart devient de l'ordre de 6 dB dans les autres cas. Ceci est dû à l'effet de diffraction joué par l'ouverture circulaire dans le plan absorbeur [11, 15].

Champ latéral

De façon générale les résultats théoriques et expérimentaux sont en bon accord. Pour des profondeurs inférieures à 5 cm, les écarts observés sont inférieurs à ± 3 dB. Entre les profondeurs 7,5 cm et 15 cm, l'écart devient de l'ordre de 8 dB à 3 kHz et 10 dB à 5 kHz (effet de diffraction du disque).

L'étude expérimentale des ondes séparées à toutes distances et profondeurs n'a pas été toujours possible. En effet, l'introduction du plan absorbeur entraîne une perturbation des mesures (effet de diffraction aux fréquences expérimentales étudiées).

Néanmoins, nous obtenons des valeurs correctes pour le champ géométrique aux grandes profondeurs et des valeurs correctes pour le champ latéral aux faibles profondeurs. Chaque type d'onde a été mis en évidence dans la zone où il se trouve prépondérant.

4. Conclusions

Les expériences que nous avons réalisées en laboratoire (cuve acoustique) dans le cas du dioptré air-eau ont montré le rôle joué par l'onde latérale. Elles ont permis de mettre en évidence les interférences entre les ondes géométriques et latérales dans la gamme de fréquences 3 à 5 kHz.

L'examen des courbes d'isoatténuation du champ réfracté total théorique pour ces fréquences montre que jusqu'à des profondeurs respectives de 10 cm et 7,5 cm des zones d'interférences marquées apparaissent. Les ondes latérales sont prépondérantes pour de faibles profondeurs ou à de grandes distances radiales ($r/h \gg 1$). Dans les autres cas le champ total prend une configuration analogue au champ géométrique.

Si les valeurs expérimentales de l'atténuation du niveau de pression acoustique dans le champ total accusent, parfois, des écarts non négligeables avec les valeurs théoriques, elles décrivent en revanche assez bien les interférences prédites par la théorie.

Nous obtenons dans l'ensemble un champ réfracté total expérimental en accord avec le modèle numé-

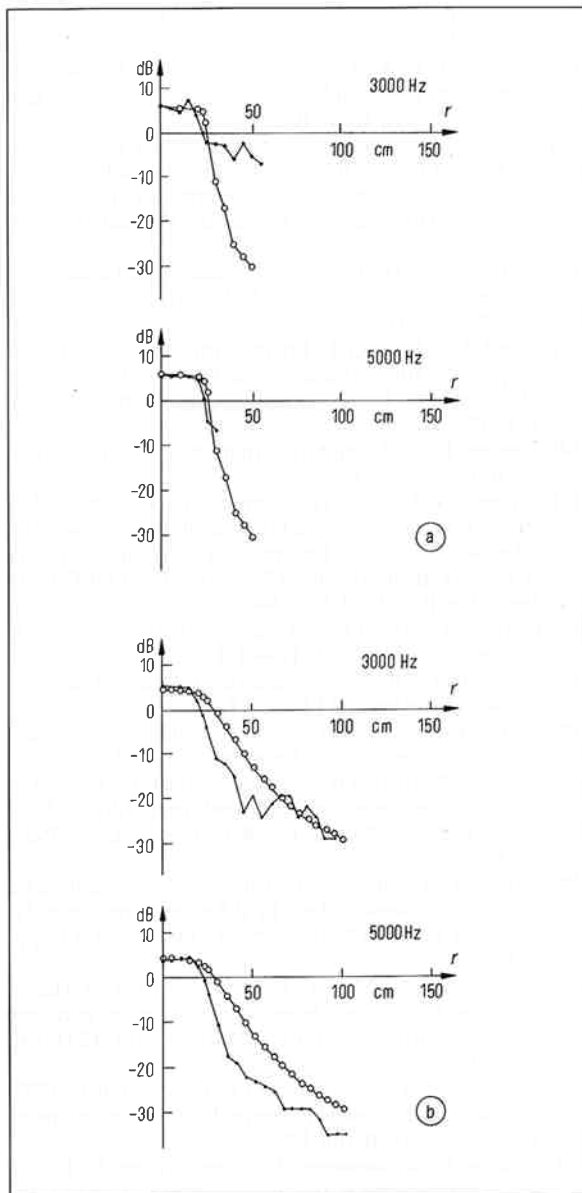


Fig. 10. Contribution géométrique. Immersion de l'hydrophone à la profondeur $d = 0,5$ cm (a) et $d = 5$ cm (b), pour les fréquences 3 kHz et 5 kHz. Valeurs expérimentales (-●-), valeurs théoriques (-○-).

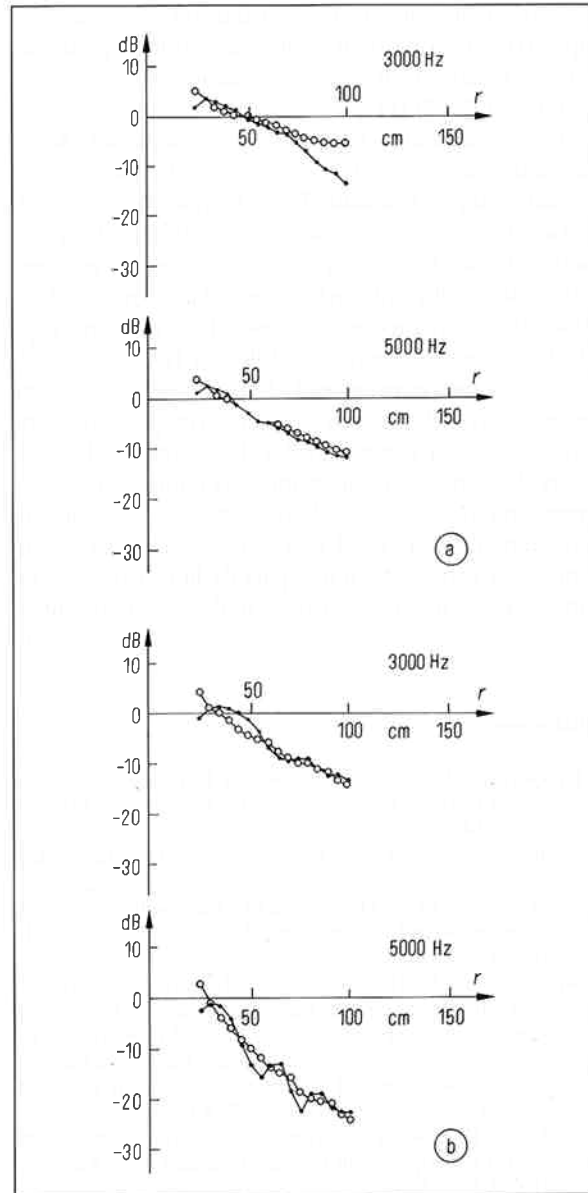


Fig. 11. Contribution latérale. Immersion de l'hydrophone à la profondeur $d = 2,5$ cm (a) et $d = 5$ cm (b), pour les fréquences 3 kHz et 5 kHz. Valeurs expérimentales (-●-), valeurs théoriques (-○-).

rique (cf. Fig. 4). Les expériences simulant séparément chaque type d'onde montrent bien les propriétés de ces ondes [11]:

- atténuation de l'onde géométrique uniquement en fonction des coordonnées du point d'observation (divergence géométrique seule), (cf. § 2.1.1). Le trajet de cette contribution est en accord avec le principe de Fermat. On retrouve les lois propres à l'acoustique géométrique;

- existence d'une onde de «surface» entre deux fluides et atténuation exponentielle de celle-ci suivant

la profondeur et la fréquence (Fig. 3, 11 a). Cette onde suit un trajet différent de la contribution géométrique (cf. § 2.1.2). Elle présente un caractère «dispersif», (analogie avec l'onde de galerie à échos présente pour des interfaces fluide/solide concave: coque élastique sphérique immergée dans un fluide par exemple [11, 20]).

Le champ réfracté total dans le cas d'une source monochromatique se trouve parfaitement décrit à l'aide d'une approximation asymptotique (méthode du point col), d'où la bonne concordance entre champ expérimental et théorique. Par contre, à cause du ca-

ractère «dispersif» de la contribution latérale, cette approximation ne pourra plus être utilisée pour une source émettant en régime impulsionnel ou à large bande, (cf. 2.1.2) [11, 24].

Le prolongement naturel de cette étude au cas de signaux transitoires devra tenir compte à la fois des caractéristiques fréquentielles et temporelles du signal. En effet, ces ondes parcourant des trajets différents arrivent à des temps différents et subissent de plus une atténuation différente en fonction de la fréquence. Une étude temps-fréquence ou temps-échelle du signal reçu devient donc indispensable. Elle fait l'objet de la seconde partie de ce travail dans lequel nous avons adopté la transformée en ondelettes (méthode de résolution linéaire, temps-échelle). Le signal étudié sera alors décomposé en une somme de contributions élémentaires appelées «ondelettes» [21–24]. Le champ de pression transmis total sera calculé de façon exacte grâce aux propriétés, d'une part de la transformée en ondelettes et d'autre part de «l'ondelette analysante».

Bibliographie

- [1] Gerjuoy, E., Refraction of waves from a point source into a medium of higher velocity. *Phys. Rev.* **73** [1948], 1442–1449.
- [2] Brekhovskikh, L. N., *Waves in layered media*. Wiley, New York 1960, pp. 292–302.
- [3] Weinstein, M. S.; Henney, A. G., Wave solution for air-to-water sound transmission. *J. Acoust. Soc. Amer.* **37** [1965], 899–905.
- [4] Towne, D. H., Pulse shapes of spherical waves reflected and refracted at a plane interface separating two homogeneous fluids. *J. Acoust. Soc. Amer.* **44** [1968], 65–76; Pulse shape of totally reflected plane waves as a limiting case of the Cagniard solution for spherical waves. *J. Acoust. Soc. Amer.* **44** [1968], 77–83.
- [5] Urick, R. J., Noise signature of an aircraft in level flight over a hydrophone in the sea. *J. Acoust. Soc. Amer.* **52** [1972], 993–999.
- [6] McNicholas, J. V., Lateral wave contribution to the underwater signature of an aircraft. *J. Acoust. Soc. Amer.* **53** [1973], 1755–1756.
- [7] Candel, S. M., Crance, C., Direct Fourier synthesis of wave in layered media and the method of stationary phase. *J. Sound. Vib.* **74** [1980], 477–498.
- [8] Saracco, G., Etude de la transmission acoustique à travers le dioptre air-eau. Note Laboratoire-L.M.A., ISSN 075-7356, n° 101, C.N.R.S. L.M.A.-Marseille 1987.
- [9] Saracco, G., Transmission acoustique à travers le dioptre air-eau. *J. Acoust.* **1** [1988], 71–80.
- [10] Westwood, E. K., Complex ray methods for acoustic interaction at a fluid-fluid interface. *J. Acoust. Soc. Amer.* **85** [1989], 1872–1884.
- [11] Saracco, G., Propagation acoustique en régime harmonique et transitoire à travers un milieu inhomogène: Méthodes asymptotiques et transformation en ondelettes. Thèse de Doctorat de l'U.E.R II, Marseille-Luminy 1989.
- [12] Plumptre, N. G., Tindle, C. T., Saddle point analysis of the reflected acoustic field. *J. Acoust. Soc. Amer.* **85** [1989], 1115–1123.
- [13] Grant, F. S., West, G. F., Interpretation theory in applied geophysics. International series in the earth sciences, McGraw-Hill, Book Company, New York 1965, pp. 164–185.
- [14] Copson, E. T., *Asymptotic expansions*. The University Press, Cambridge 1967.
- [15] Saracco, G., Corsain, G., Gazanhes, C., Holtzer, R., Léandre, J., Mise en évidence expérimentale des ondes latérales dans le cas de la transmission acoustique à travers le dioptre plan air-eau. 12^{ème} colloque G.R.E.T.S.I., Juans-Les-Pins 1989, 937–940.
- [16] Gottlieb, P., Sound source near a velocity discontinuity. *J. Acoust. Soc. Amer.* **32** [1960], 1117–1122.
- [17] Poirée, B., Les discontinuités en acoustique cas du dioptre. *Revue Cethedec* **51** [1977], 1–11.
- [18] Poirée, B., Vitesse de l'énergie de l'onde plane évanescente acoustique. *Revue Cethedec* **79** [1977], 103–112.
- [19] Flori, A., Réfraction d'un faisceau acoustique borné à la traversée d'une interface plane fluide parfait-fluide dissipatif. Thèse de 3^{ème} cycle, U.E.R. de P. et M. Curie, Paris 1983.
- [20] Derem, A., Théorie de la matrice *S* et transformation de Sommerfeld-Watson dans la diffusion acoustique. N. Gespa, CEDOCAR Edit, Paris 1986, Sect. VI, pp. 223–240.
- [21] Grossmann, A., Morlet, J., Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape. *Soc. Int. Am. Math. J. Math. Anal.* **15** [1984], 723–736.
- [22] Proceeding: 1^{er} Colloque: 14–18 december 1987, Wavelet, time-frequency methods and phase space. Springer-Verlag, Berlin 1989.
- [23] Saracco, G., Grossmann, A., Tchamitchian, P., Use of wavelet transforms in the study of propagation of transient acoustic signals across a plane interface between two homogeneous media. Wavelet, time-frequency methods and phase space. Springer-Verlag, Berlin 1989, pp. 139–146.
- [24] Saracco, G., Tchamitchian, P., A study of acoustic transmission of transient signals in homogeneous medium with the help of wavelet transform. 1^{er} Coll. Electromagnetic and Acoustic Scattering. Detection and Inverse Problems. World-Scientific, Singapore 1989, pp. 222–241.