

Réflexion et réfraction d'un faisceau acoustique par une couche sédimentaire

Reflection and refraction of an acoustic beam by a sedimentary layer



Anne FLORI

SINTRA, 1, avenue Aristide-Briand, 94117 Arcueil Cedex

Ingénieur d'étude au département Détection sous-marine de SINTRA depuis 1980.

RÉSUMÉ

L'étude décrite ici a pour but de modéliser la réflexion et la réfraction d'un faisceau acoustique par le fond de la mer. Le fond marin est assimilé à un fluide dissipatif inhomogène dans sa partie supérieure puis homogène dans sa partie inférieure. La couche inhomogène directement en contact avec l'eau, assimilée à un fluide parfait, relie continûment les caractéristiques acoustiques de l'eau à celles du fond.

La première partie de l'étude porte sur les coefficients de réflexion et de réfraction d'une onde plane harmonique par le fond marin, et met largement en évidence l'influence de l'angle d'incidence et de la fréquence sur l'amplitude des ondes réfléchies et réfractées. La deuxième partie s'intéresse à l'émission d'un faisceau acoustique de forme gaussienne représenté par une superposition continue d'ondes planes harmoniques.

MOTS CLÉS

Faisceau acoustique, réflexion, réfraction, couche inhomogène, fluide dissipatif.

SUMMARY

The reflection and the refraction of an acoustic beam by the sea floor is discussed. The water is a perfect fluid and the sea floor is a viscous fluid which is divided in two parts: a layer where the fluid is inhomogeneous, and a lower half-space where the fluid is homogeneous. The layer joins continuously the acoustical characteristics of the water to those of the bottom.

In a first part, the reflection coefficient and the refraction coefficient of an harmonic plane wave on the sea floor are analyzed. Then, we observe that the influence of the frequency is very important. In a second part, we show the results for an acoustic beam which is given by a continuous sum of harmonic plane waves.

KEY WORDS

Acoustic beam, reflection, refraction, inhomogeneous layer, viscous fluid.

TABLE DES MATIÈRES

- 1. Introduction
- 2. Position du problème et modélisation
- 3. Résultats numériques
- 4. Réfraction et réflexion d'un faisceau acoustique
- 5. Conclusion
- Bibliographie

1. Introduction

En 1979, à l'université d'Austin, Muir *et al.* [1] effectuent une série de mesures en laboratoires, et mettent ainsi en évidence certains phénomènes propagatifs se manifestant lors de la pénétration d'un faisceau acoustique dans les sédiments marins. Ces phénomènes sont loin d'être explicables par une théorie d'ondes planes. Plusieurs travaux théoriques ont été menés pour expliquer ces phénomènes [2 à 5]. Ils traitent le sédiment comme un fluide homogène dissipatif et représentent le faisceau comme une superposition continue d'ondes planes avec un profil donné sur l'antenne [2, 3 et 5] ou sur l'interface [4]. La plupart de ces études aboutissent à une définition d'un angle de réfraction du faisceau dans le sédiment en valeur plus faible que celui obtenu pour la réfraction d'une onde plane, et, plus rarement à un déplacement du faisceau à l'interface lors de sa réflexion ou de sa réfraction. Ces derniers phénomènes sont qualitativement assez proches des résultats expérimentaux, mais sont souvent beaucoup moins marqués.

Dans ce qui suit, nous nous sommes appliqués à une représentation plus réaliste du sédiment en introduisant une couche fluide inhomogène dissipative directement en contact avec l'eau, et avons comparé les résultats alors obtenus avec ceux que nous avons pour un sédiment entièrement homogène [5].

2. Position du problème et modélisation

Une onde plane harmonique se propage en direction du fond marin sédimentaire. L'eau est assimilée à un fluide parfait de célérité c_1 et de densité ρ_1 constantes. Le sédiment est divisé en deux parties. De $z=0$ à $z=d$, le sédiment est un fluide inhomogène de célérité c_2 et de densité ρ_2 , toutes deux fonctions de la profondeur z . De $z=d$ à $z=+\infty$, le sédiment est un fluide homogène, de célérité c_3 et de densité ρ_3 telles que $c_3=c_2(d)$ et $\rho_3=\rho_2(d)$ (fig. 2.1).

Le nombre d'onde $k_2(z)$, lié à $c_2(z)$ et à la pulsation ω par $k_2(z)=\omega/c_2(z)$, et la densité $\rho_2(z)$ sont choisis tels que :

$$(2.1) \quad \begin{cases} k_2^2(z) = k_2^2(0)(1 - \beta z) & \text{avec } \beta > 0, \\ \rho_2(z) = \rho_2(0)/(1 - \nu z)^2 & \text{avec } \nu > 0. \end{cases}$$

Ces profils présentent l'avantage de conduire à une solution analytique de l'équation d'onde [6] et sont de plus fréquemment observés dans la réalité [7].

L'aspect atténuateur du sédiment est introduit mathématiquement en rendant $k_2(0)$ complexe. La partie imaginaire de k_2 correspond à l'absorption de l'onde et est également fonction de la profondeur z .

Sous ces hypothèses, nous pouvons écrire de façon analytique le champ acoustique $\psi = p/\sqrt{\rho}$ dans les milieux 1, 2 et 3 [6 et 8].

Dans le milieu 1,

$$(2.2) \quad \begin{cases} \psi_1(x, z) = e^{i(k_x x - \omega t)} (e^{ik_{1z}z} + \text{Re}^{-ik_{1z}z}) \\ \text{et :} \\ k_1^2 = k_x^2 + k_{1z}^2. \end{cases}$$

Dans le milieu 3,

$$(2.3) \quad \begin{cases} \psi_3(x, z) = T e^{i(k_x x - \omega t)} e^{i(z-d)k_{3z}} \\ \text{et :} \\ k_3^2 = k_x^2 + k_{3z}^2 \end{cases}$$

et dans le milieu 2 :

$$\psi_2(x, z) = Z(z) e^{i(k_x x - \omega t)}.$$

Pour :

$$(2.4) \quad \begin{cases} z < z_m, \\ Z(z) = w^{1/3} (\text{AH}_{1/3}^{(1)}(w) + \text{BH}_{1/3}^{(2)}(w)) \\ \text{avec} \\ w = \frac{2}{3} \frac{k_2(0)}{\beta} \xi^{3/2}, \\ z > z_m, \\ Z(z) = w_1^{1/3} (\text{CH}_{1/3}^{(1)}(iw_1) + \text{DH}_{1/3}^{(2)}(iw_1)) \\ \text{avec} \\ w_1 = \frac{2}{3} \frac{k_2(0)}{\beta} (-\xi)^{3/2} \\ \text{avec} \\ \xi = \frac{k_{2z}^2(z)}{k_2^2(0)} - \beta z, \\ z_m = \frac{1}{\beta} \text{Re}(k_{2z}^2(0)/k_2^2(0)) \\ \text{et} \\ k_2^2(z) = k_x^2 + k_{2z}^2(z), \end{cases}$$

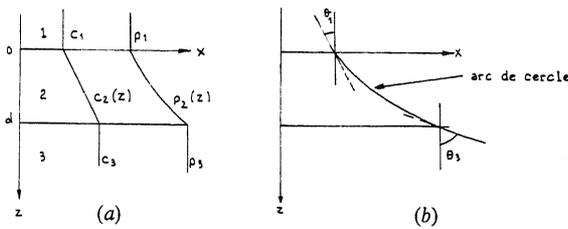


Fig. 2.1. — (a) Schéma des profils de célérité et de densité dans les milieux 1, 2 et 3; (b) Schéma du trajet d'un rayon arrivant sous une incidence θ_1 .

$H_{1/3}^{(1)}$ et $H_{1/3}^{(2)}$ sont les fonctions de Hankel d'ordre $1/3$ de première et deuxième espèce.

Les coefficients, R, T, A, B, C et D sont déterminés par les conditions limites, à savoir la continuité de la pression p et de la vitesse normale $(i/\omega\rho)(\partial p/\partial z)$ à chacune des interfaces. Pour $d > z_m$, nous imposons de plus la continuité de Z et de sa dérivée première à la traversée de la frontière $z=z_m$.

Pour une épaisseur de couche inhomogène nulle, les expressions de R et T sont celles des coefficients de réflexion et de transmission d'un dioptre constitué des deux fluides 1 et 3 :

$$(2.5) \quad \begin{cases} R(k_x) = \frac{1 - \rho_1 k_{3z} / \rho_3 k_{1z}}{1 + \rho_1 k_{3z} / \rho_3 k_{1z}}, \\ T(k_x) = \frac{2\sqrt{\rho_1/\rho_3}}{1 + \rho_1 k_{3z} / \rho_3 k_{1z}} \end{cases}$$

3. Résultats numériques

Les résultats numériques ont été obtenus pour les valeurs des paramètres physiques dans l'eau $\rho_1 = 1000 \text{ kg/m}^3$, $c_1 = 1500 \text{ m/s}$ et pour des valeurs de fréquences choisies parmi celles étudiées par Volovov [8, 9], $F=1, 4, 16 \text{ kHz}$. Le milieu 2 est toujours à célérité variable. La célérité en $z=0$ a pour valeur $c_2(0) = 1500 \text{ m/s}$ et en $z=d$, $c_2(d) = 1600 \text{ m/s}$.

La célérité c_3 du fond est telle que $c_3 = c_2(d)$. L'épaisseur d de la couche sédimentaire est de $0,31 \text{ m}$.

Les courbes a et b de la figure 3.1 correspondent à une densité ρ_2 constante et égale à la densité ρ_3 , leur valeur est égale à 1700 kg/m^3 .

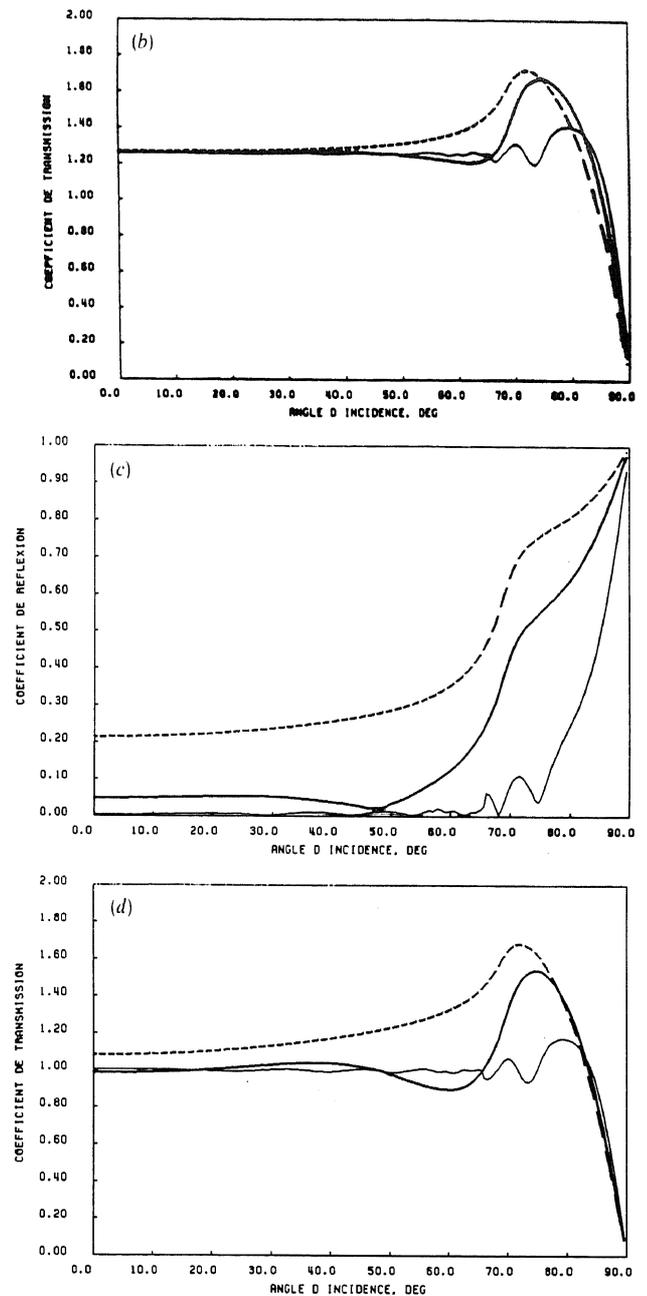
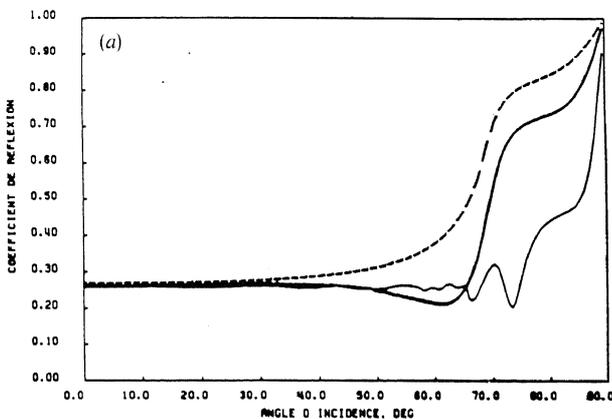


Fig. 3.1. — Coefficients de réflexion et de transmission en fonction de l'angle d'incidence : - - - -, $F=1 \text{ kHz}$; —, $F=4 \text{ kHz}$; — — —, $F=16 \text{ kHz}$; $c_2(z) = 1500 \cdot (1 + 0.22z)$. (a) et (b) $\rho_2 = 1700 \text{ kg/m}^3$. (c) et (d) $\rho_2(z) = 1000/(1 - 0.752z)^2$.

Les courbes (c) et (d) correspondent à une densité ρ_2 variant avec la profondeur z . Nous entendons par coefficient de réflexion, le module du coefficient de réflexion R apparaissant dans les équations des deux premiers paragraphes. En revanche, le coefficient de transmission sera donné par $|1 + R|$.

Sur les courbes de la figure 3.1, nous observons une forte dépendance des coefficients de réflexion et de transmission avec la fréquence, pour les fortes incidences lorsque ρ_2 est constant, et sur toute la gamme d'incidence lorsque ρ_2 varie.

Pour $F = 1$ kHz, l'épaisseur de la couche d est faible devant la longueur d'onde, nous retrouvons alors à peu près les résultats du dioptre entre les milieux 1 et 3.

4. Réfraction et réflexion d'un faisceau acoustique

Un faisceau acoustique monochromatique est engendré par une antenne sur laquelle est imposée une condition en pression $p_i(x, 0)$. Le faisceau se propage dans une direction θ_1 .

L'antenne est située à une distance L de la couche et a pour largeur $2a$. Le problème à résoudre s'écrit donc mathématiquement de la façon suivante, lorsqu'on a sous-entendu une dépendance en temps en $e^{-i\omega t}$:

$$(4.1) \left\{ \begin{array}{l} (\Delta + k_1^2) \chi_1 = 0 \quad \text{avec} \quad \chi_1 = \frac{p_1}{\sqrt{\rho_1}}, \quad z < L, \\ (\Delta + k_2^2(z)) \chi_2 = 0 \\ \text{avec} \\ \chi_2 = \frac{p_2}{\sqrt{\rho_2}}, \quad L < z < L + d, \\ (\Delta + k_3^2) \chi_3 = 0 \\ \text{avec} \\ \chi_3 = \frac{p_3}{\sqrt{\rho_3}}, \quad z > L + d, \\ p_1 = p_2; \quad \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial z} = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p_2}{\partial z} \quad \text{en} \quad z = L, \\ p_2 = p_3; \quad \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p_2}{\partial z} = \frac{1}{\rho_3} \frac{\partial p_3}{\partial z} \quad \text{en} \quad z = L + d, \\ p_1 = p_i + p_r; \quad \text{avec} \quad p_i(x, 0) \text{ donné} \end{array} \right.$$

On cherche une solution de ce système sous la forme d'une somme continue d'ondes planes. C'est ainsi qu'on écrira :

$$(4.2) \left\{ \begin{array}{l} \chi_1(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\chi}_i(k_x; 0) \psi_1(k_x; x, z) dk_x \\ \chi_2(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\chi}_i(k_x; 0) \psi_2(k_x; x, z) dk_x \\ \chi_3(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\chi}_i(k_x; 0) \psi_3(k_x; x, z) dk_x \end{array} \right.$$

où $\tilde{\chi}_i(k_x; 0)$ représente le spectre angulaire d'ondes planes sur l'antenne.

4.1. DISTRIBUTION DU CHAMP DE PRESSION SUR L'ANTENNE

L'allègement des calculs est considérable si l'on choisit pour $p_i(x, 0)$ un profil tel que $\tilde{\chi}_i(k_x; 0)$ soit analyti-

que. Cette condition est réalisée pour un profil gaussien tel que :

$$(4.3) \quad p_i(x, 0) = p_0 e^{-(1/2)(x^2/a^2)} \cdot e^{ik_x x}$$

avec $k_i = k_1 \sin \theta_1$,

alors,

$$(4.4) \quad \tilde{\chi}_i(k_x; 0) = \frac{ap_0}{\sqrt{\rho_1}} \sqrt{2\pi} e^{-(a^2/2)(k_x - k_i)^2}$$

4.2. EXPRESSIONS DES CHAMPS DE PRESSION LORSQUE $d = 0$

Supposons que l'épaisseur de la couche soit nulle. Les expressions de χ_1 et χ_3 sont alors les suivantes :

$$(4.5) \left\{ \begin{array}{l} \chi_1(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\chi}_i(k_x; 0) (\exp(ik_{1z}z) \\ \quad + R(k_x) \exp(ik_{1z}L) \exp(-ik_{1z}(z-L))) \\ \quad \times \exp(ik_x x) dk_x \\ \chi_3(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\chi}_i(k_x; 0) T(k_x) \\ \quad \times \exp(ik_{1z}L) \exp(ik_{3z}(z-L)) \exp(ik_x x) dk_x \end{array} \right.$$

où $R(k_x)$ et $T(k_x)$ sont donnés par les expressions (2.5).

4.3. RÉSULTATS NUMÉRIQUES

L'algorithme utilisé pour le calcul des champs incident, réfléchi et transmis est la transformée de Fourier rapide (FFT). Le nombre de points d'échantillonnage des spectres peut atteindre 8192 sur l'intervalle $[-(5/4)(1/k_1), (5/4)(1/k_1)]$.

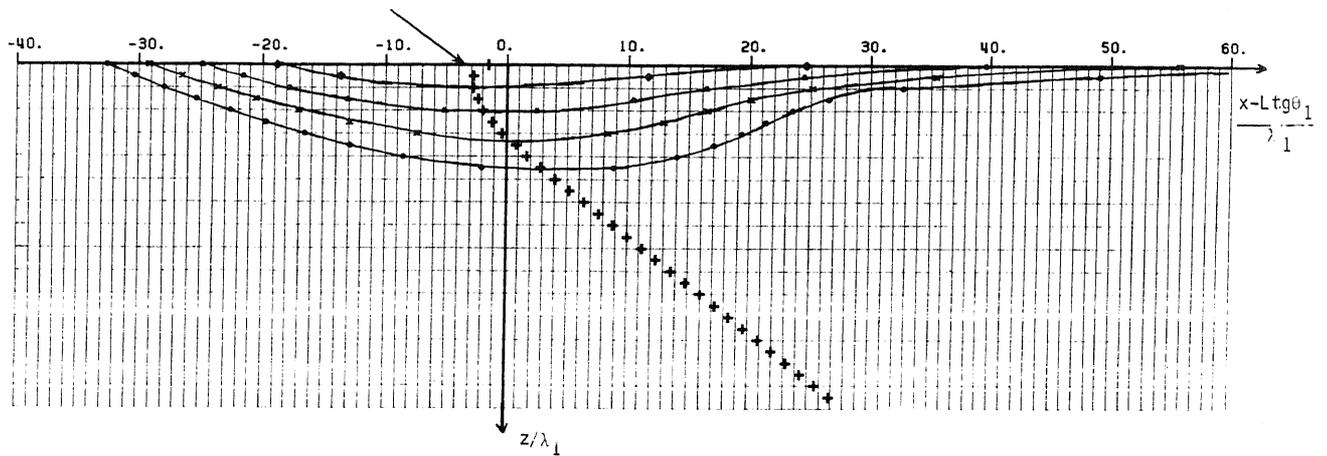
Les courbes de la figure 4.1 correspondent au cas $d = 0$, c'est-à-dire au passage discontinu des caractéristiques physiques de l'eau à celles du sédiment. En revanche, les courbes de la figure 4.2 sont obtenues pour une épaisseur de couche $d = 0,31 \text{ m} \sim 2\lambda_1$. L'incidence θ_1 est de 70° dans les deux cas.

4.3.1. Cas $d = 0$

La directivité de l'antenne a une importance considérable sur le comportement propagatif du faisceau acoustique. Plus l'antenne est directive, plus le comportement est proche de celui d'une onde plane : la direction de propagation du faisceau transmis près de l'interface est conservée jusqu'au champ lointain, et est égale à celle définie par l'angle de transmission donné par la loi de Snell-Descartes adaptée aux milieux dissipatifs. Lorsque l'antenne est peu directive (figure 4.1), la direction de propagation du faisceau transmis dépend de z pour une région proche de l'interface et la notion d'angle de transmission n'a de sens qu'en champ lointain. Ce pseudo-angle de transmission est alors bien inférieur à celui de l'onde plane, cette différence pouvant atteindre et dépasser 10° .

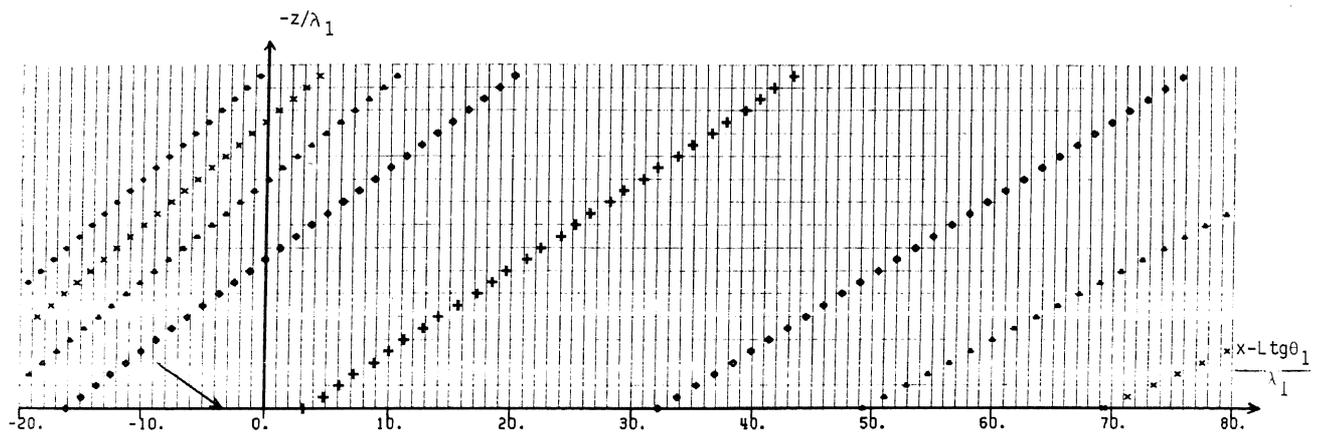
De plus, il existe un déplacement du maximum de pression à la transmission et à la réflexion d'autant

FAISCEAU BORNÉ, RÉFLEXION RÉFRACTION



MODULE DE PRESSION TRANSMISE

(a)



MODULE DE PRESSION REFLECHIE

(b)

Module du champ de pression transmise et incidente plus réfléchi dans le cas $d = 0$

● point à - 5 dB

▲ point à - 10 dB

x point à - 15 dB

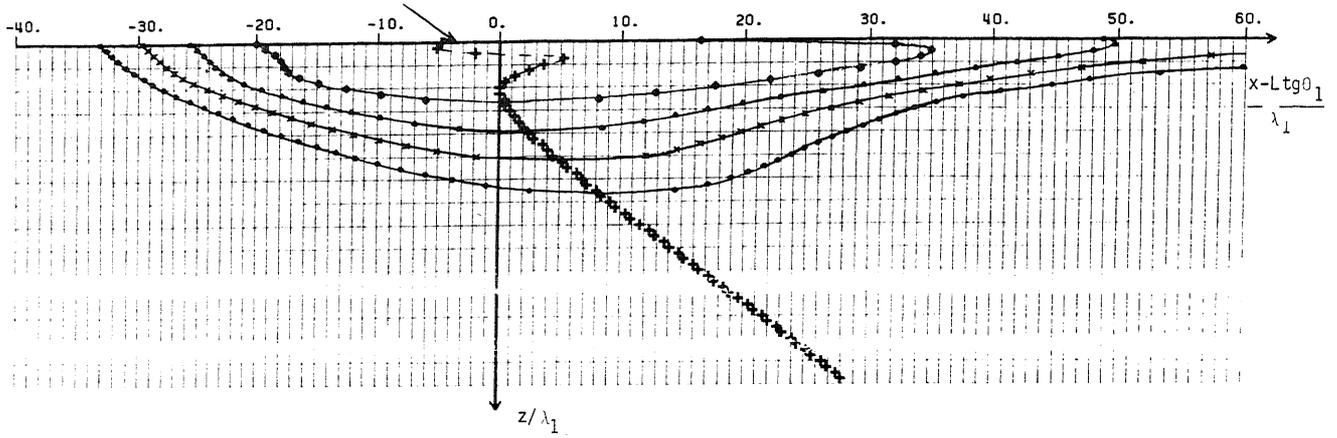
● point à - 20 dB

$k_1 a = 84.$, $k_1 L = 209.$

$\theta_1 = 70^\circ$, $\alpha = .075 \text{ dB}/\lambda$

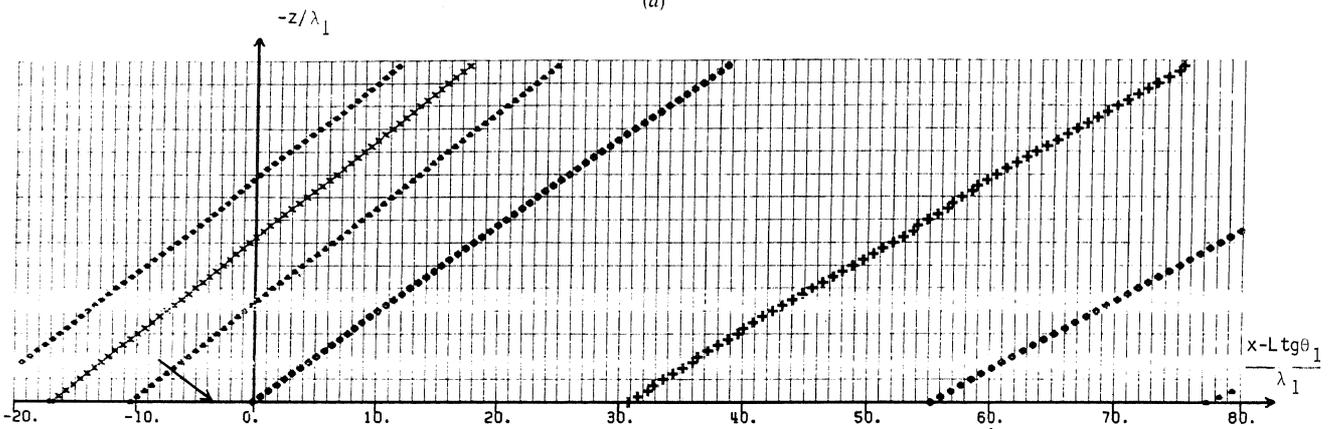
Fig. 4.1.

RÉFLEXION ET RÉFRACTION D'UN FAISCEAU ACOUSTIQUE PAR UNE COUCHE SÉDIMENTAIRE



MODULE DE PRESSION TRANSMISE

(a)



MODULE DE PRESSION REFLECHIE

(b)

Module du champ de pression transmise et incidente plus réfléchié dans le cas $d \sim 2\lambda_1$

- point à - 5 dB
- ▲ point à - 10 dB
- x point à - 15 dB
- point à - 20 dB

$$k_1 a = 84. \quad , \quad k_1 L = 209.$$

$$\theta_1 = 70^\circ \quad , \quad \alpha = 0.75 \text{ dB} / \lambda$$

$$\rho_2(z) = 1000. / (1 - 0.752z)^2$$

$$c_2(z) = 1500(1 + 0.22z)$$

Fig. 4.2.

plus grand que l'antenne est peu directive. Ce déplacement est plus important en réflexion qu'en transmission.

4.3.2. Cas $d \neq 0$

En présence d'une couche stratifiée entre eau et sédiment homogène (figure 4.2), nous observons le déplacement très important du maximum de pression à la réflexion qui provient de la courbure complète des rayons dans la couche pour tous ceux arrivant sous une incidence supérieure à $68^\circ 5'$.

Le champ de pression dans la partie homogène du sédiment, c'est-à-dire dans la région telle que $z/\lambda_1 > 2$, présente toutes les caractéristiques de celui obtenu pour le cas $d=0$.

5. Conclusion

Un des paramètres également très importants dans les problèmes de propagation des faisceaux acoustiques est la forme du faisceau au niveau de l'antenne. En particulier, la présence de lobes secondaires dans la directivité de l'antenne, obtenue pour un faisceau en créneau, renvoie la ligne des maxima de pression dans le sédiment, en arrière de l'émission.

Une des suites souhaitables de cette étude serait la réalisation d'un montage expérimental destiné à relever les niveaux de pression dans le sédiment et dans l'eau non seulement dans la direction de l'émission, mais également dans une direction quasi normale à l'antenne. De plus, un soin particulier devrait être apporté à la bonne connaissance du profil du faisceau émis.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] T. G. MUIR, C. W. HORTON Sr. et L. A. THOMPSON, The penetration of highly directional beams into sediments, *J. Sound Vib.*, 64, 1979, p. 539-551.
- [2] H. O. BERKTAY et A. H. A. MOUSTAFA, *Transmission of a narrow beam of sound across the boundary between two fluids*, University of Bath, School of Physics, Bath, BA2 7 AY, UK.
- [3] C. W. HORTON Sr, *The penetration of highly directional beams into a sediment bottom, Part I*, Applied Research Laboratories Technical Report n° 74-28 (ARL-TR-28), Applied Research Laboratories, The University of Texas at Austin, 1974.
- [4] S. TJØTTA et J. N. TJØTTA, *Theoretical study of the penetration of highly directional acoustic beams into sediments*, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 69(4), avril 1981, p. 998-1008.
- [5] A. FLORI, Réfraction d'un faisceau acoustique borné à la traversée d'une interface plane fluide parfait-fluide dissipatif, *Thèse de 3^e cycle*, Université Paris-VI, janvier 1983.
- [6] L. M. BREKHOVSKIKH, *Wave in layered media*, Academic Press, New York, 1960.
- [7] E. L. HAMILTON, *Geoacoustics models of the sea floor*, *Physics of sound in Marine sediments*, L. Hampton, éd., Plenum Press, New York-London, 1974.
- [8] V. I. VOLOVOV et A. N. IVAKIN, Reflection of sound from a bottom with sound-velocity and density gradients, *SPA*, 26 (2), 1980.
- [9] V. I. VOLOVOV et A. N. IVAKIN, Influence of the sound-velocity gradient in a sediment on reflection from the ocean bottom, *SPA*, 28 (5), 1982.