

COLLOQUE NATIONAL SUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL ET SES APPLICATIONS

NICE du 26 au 30 AVRIL 1977

IDENTIFICATION DE MODE DANS UNE PROPAGATION PAR PETITS FONDS MARINS

MODES IDENTIFICATION IN SHALLOW WATER PROPAGATION

C. GAZANHES^{***} ; J.P. SESSAREGO^{**} ; J.L. GARNIER^{*}

Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique - C.N.R.S. - 31, chemin Joseph Aiguier - 13274 MARSEILLE Cedex 2 -

RESUME

La théorie de Pékeris a été utilisée pour résoudre le problème du filtrage spatial des modes de propagation.

On a montré, que moyennant certaines conditions, les fonctions propres de la profondeur sont orthogonales ce qui permet un filtrage aussi bien à l'émission qu'à la réception.

Une étude expérimentale a été effectuée sur maquette et a permis de comparer les résultats théoriques et expérimentaux dans le cas où 5 modes de propagation sont présents.

SUMMARY

Pekeris's theory has been used to solve the spatial filtering problem of normal modes of propagation.

It has been shown that under particular conditions the eigenfunctions are orthogonal which allow filtering at emission and at reception.

An experimental study has been carried out on a reduced model and has permitted to verify the accord between theoretical and experimental results in the case of five modes of propagation.

*** Maître de Recherche au C.N.R.S.

** Doctorat de 3^e cycle, spécialité: acoustique

* Assistant de Recherche Spécialiste.

Ce travail a été effectué dans le cadre d'une convention D.R.M.E.



1 - INTRODUCTION

En acoustique sous-marine, le besoin d'augmenter les performances des systèmes de détection a conduit à utiliser des "antennes" de réception, c'est à dire des groupements plus ou moins importants d'hydrophones. Nous avons envisagé l'emploi d'une telle antenne pour effectuer le filtrage spatial des modes de propagation dans le cas d'une propagation en eau peu profonde.

L'antenne immergée verticalement échantillonne le champ acoustique. Chaque sortie d'hydrophone est pondérée convenablement de telle sorte que la somme des sorties donne une information correspondant au mode sélectionné.

Sur le plan expérimental, nous avons simulé les conditions de propagation en cuve acoustique sur un modèle réduit.

2 - PRINCIPE DE LA METHODE

La théorie de Pékeris [1] est la plus simple pour décrire la propagation modale par petit fond. Elle montre que le champ total est constitué d'une somme discrète de modes de propagation et d'une intégrale de branche qui devient rapidement négligeable devant la contribution des modes, dès que l'on s'éloigne suffisamment de la source.

Dans ces conditions, [2], Φ désignant le potentiel des vitesses, on écrira le champ acoustique sous la forme :

$$\Phi^{[1,2]} = \sum_m \Phi_m^{[1,2]} \quad (1)$$

Les indices 1 et 2 désignant respectivement les milieux de propagation 1 et 2 comme indiqué sur la figure 1.

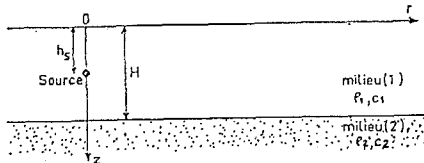


Figure 1.

Avec

$$\Phi_m^{[1,2]} = R_m(x) \cdot Z_m^{[1]}(hs) \cdot Z_m^{[2]}(z) \quad (2)$$

Pour le filtrage des modes, on s'intéresse uniquement à la fonction de la profondeur $Z_m^{[1,2]}(z)$ elle est telle que :

$$\int_0^\infty \rho^{[1,2]} Z_m^{[1,2]}(z) Z_n^{[1,2]}(z) dz = \rho_1 \delta_{mn} \quad (3)$$

Avec

$$\delta_{nm} = \begin{cases} 1 & \text{si } n = m \\ 0 & \text{si } n \neq m \end{cases}$$

Cette propriété d'orthogonalité constitue le principe du filtrage des modes. Si l'on sait mesurer le champ total $\Phi^{[1,2]}$ pour toutes les valeurs de $z \in [0, \infty]$, on pourra calculer l'intégrale

$$I = \int_0^\infty \rho^{[1,2]}(z) \Phi^{[1,2]}(z) Z_m^{[1,2]}(z) dz \quad (4)$$

qui compte tenu de (1) et (2) s'écrit :

$$I = \sum_m \int_0^\infty \rho^{[1,2]}(z) R_m(x) Z_m^{[1]}(hs) \cdot Z_m^{[2]}(z) \cdot Z_m^{[1,2]}(z) dz \quad (5)$$

Il en résulte d'après (3) que :

$$I = \rho_1 R_m(x) \cdot Z_m^{[1]}(hs) = S_m(x, hs) \quad (6)$$

La fonction $S_m(x, hs)$ décrit le comportement du mode m que l'on s'était proposé de filtrer.

Pour une distance émetteur-récepteur r fixe, si l'on fait varier l'immersion hs de la source, $S_m(hs)$ donnera la distribution verticale du mode d'ordre m .

Pour une immersion de la source hs fixe, si l'on fait varier la distance r émetteur-récepteur, $S_m(r)$ donnera les relevés longitudinaux du mode d'ordre m .

3 - LE FILTRAGE DES MODES

1) - Le modèle de Pékeris : Il est représenté sur la figure 1. On considère un milieu 1 de densité et vitesse constantes ρ_1 et c_1 qui repose sur un milieu 2 semi infini, supposé fluide également, de densité et vitesse constantes ρ_2 et c_2 . Un point source excité en régime harmonique est situé dans le premier milieu et rayonne de l'énergie dans toutes les directions. Φ_1 et Φ_2 étant les potentiels des vitesses, on a :

$$\nabla^2 \phi_1 + \left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 \phi_1 = -4\pi S(\vec{r} - \vec{r}_0) \text{ dans 1}$$

$$\nabla^2 \phi_2 + \left(\frac{\omega}{c_2}\right)^2 \phi_2 = 0 \text{ dans 2}$$

Avec les conditions aux limites :

$$[\Phi_1]_{z=0} = 0$$

$$\left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial z}\right]_{z=H} = \left[\frac{\partial \Phi_2}{\partial z}\right]_{z=H}$$

$$\rho_1 [\Phi_1]_{z=H} = \rho_2 [\Phi_2]_{z=H}$$

IDENTIFICATION DE MODE DANS UNE PROPAGATION PAR PETITS FONDS MARINS
 MODES IDENTIFICATION IN SHALLOW WATER PROPAGATION

Le calcul désormais classique de Pékeris conduit, loin de la source, aux expressions suivantes pour le champ dû aux modes :

Dans le milieu 1 :

$$\Phi_1(x, z) = \pi \sqrt{\frac{z}{\pi z}} \sum_{m=1}^N \frac{e^{-i(k_m z + \frac{\pi}{4})}}{\sqrt{k_m}} \times A_m^2 \sin(\beta_{1m} H_s) \cdot \sin(\beta_{1m} z) \quad (7)$$

Dans le milieu 2 :

$$\Phi_2(x, z) = \pi \sqrt{\frac{z}{\pi z}} \sum_{m=1}^N \frac{e^{-i(k_m z + \frac{\pi}{4})}}{\sqrt{k_m}} b \cdot A_m^2 \sin(\beta_{1m} H_s) \cdot \sin(\beta_{2m} H) e^{-\beta_{2m}(z-H)} \quad (8)$$

Avec $b = \frac{p_1}{p_2}$

$$A_m^2 = \frac{2 \beta_{1m}}{\beta_{1m} H - \sin \beta_{1m} H_1 \cos \beta_{1m} H - b^2 \tan(\beta_{1m} H) \sin^2 \beta_{2m} H}$$

$$\beta_{1m} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 - k_m^2} \quad \beta_{2m} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c_2}\right)^2 - k_m^2}$$

β_{1m} et β_{2m} étant solutions de l'équation caractéristique :

$$\beta_{1m} \cos \beta_{1m} H + i b \beta_{2m} \sin \beta_{1m} H = 0$$

2) - Les fonctions de la profondeur Z_n

On les définit à partir des expressions (7) et (8) en posant

$$Z_m^{[1]} = A_m \sin \beta_{1m} z \quad 0 < z < H \quad (9)$$

$$Z_m^{[2]} = b A_m \sin \beta_{1m} H e^{-\beta_{2m}(z-H)} \quad z > H \quad (10)$$

On montre qu'elles sont orthogonales pour le produit scalaire

$$\langle f, g \rangle = \int_0^\infty f(z) \cdot g(z) \cdot f(z) dz$$

c'est à dire que l'on a

$$\int_0^\infty Z_m(z) \cdot Z_n(z) \cdot f(z) dz = p_m \delta_{m,n} \quad (11)$$

Nous avons représenté sur la figure 2 les fonctions correspondant aux trois premiers modes. Nous observons des fonctions sinusoïdales tronquées dans le premier milieu et des fonctions exponentielles à décroissance très rapide dans le deuxième milieu.

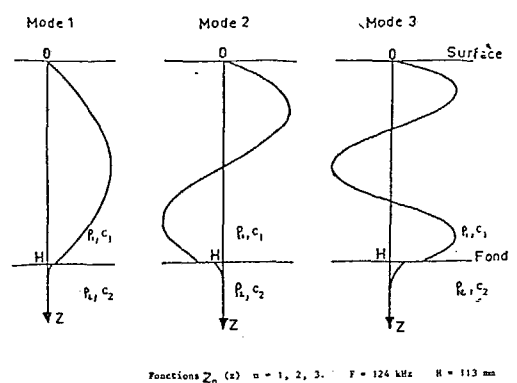


Figure 2.

3) - Les modes filtrés S_m :

La grandeur physique accessible à l'expérience est la pression sonore telle que :

$$p_1(x, z, t) = p_1 \frac{\partial \Phi^{[1]}}{\partial t}$$

$$p_2(x, z, t) = p_2 \frac{\partial \Phi^{[2]}}{\partial t}$$

d'où, en régime harmonique :

$$P_1(x, z, t) = i \omega \pi \sqrt{\frac{z}{\pi z}} \sum_m \frac{e^{-i(k_m z + \frac{\pi}{4} - \omega t)}}{\sqrt{k_m}} Z_m^{[1]}(H_s) p_1 Z_m^{[1]}(z) \quad (12)$$

$$P_2(x, z, t) = i \omega \pi \sqrt{\frac{z}{\pi z}} \sum_m \frac{e^{-i(k_m z + \frac{\pi}{4} - \omega t)}}{\sqrt{k_m}} Z_m^{[2]}(H_s) p_2 Z_m^{[2]}(z) \quad (13)$$

et compte tenu de la relation d'orthogonalité (11), il vient :

$$S_m = \int_0^H P_1(x, z, t) Z_m^{[1]}(z) dz + \int_H^\infty P_2(x, z, t) Z_m^{[2]}(z) dz \quad (14)$$

$$S_m = i \omega p_1 \pi \sqrt{\frac{z}{\pi z}} \frac{e^{-i(k_m z + \frac{\pi}{4} - \omega t)}}{\sqrt{k_m}} Z_m^{[1]}(H_s) \quad (15)$$

qui est bien de la forme (6) avec :



$$R_m(r) = i \omega \pi \sqrt{\frac{z}{\pi r}} \frac{e^{-i(k_m r + \frac{\pi}{4} - \omega t)}}{\sqrt{k_m}}$$

4 - ETUDE EXPERIMENTALE DU FILTRAGE

1) - Principe du filtrage :

Le filtrage expérimental consiste à réaliser l'opération décrite par l'expression (14). Mais, comme physiquement, nous n'avons accès qu'au milieu (1), seul le premier terme de (14) sera pris en compte, de cette façon nous introduisons une erreur de troncature sur la mesure. Dans ces conditions (14) se met sous la forme :

$$\sum_m = \sum_{i=1}^L P_i(r, z_i, h_s, t) \sum_m^{[i]}(z_i) \Delta z_i \quad (16)$$

L est le nombre d'échantillons suivant l'immersion z_i . Chaque échantillon a une largeur Δz . Ils sont mesurés à la sortie de L capteurs piézoélectriques disposés verticalement comme l'indique la figure (3).

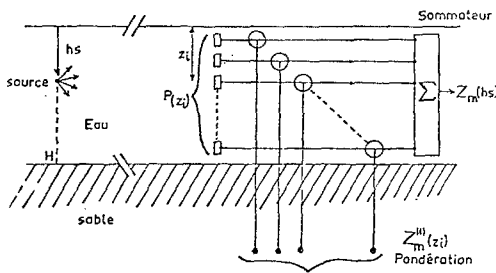


Figure 3.

Les valeurs de $Z_m^{[i]}(z_i)$ représentent les pondérations à appliquer à chaque échantillon en fonction du mode à filtrer et pour toutes les valeurs de $i \in [1, L]$ la somme est effectuée à l'aide d'un sommateur électronique.

2) - Dispositif expérimental :

Les mesures ont été réalisées dans une cuve de cinq m de long sur deux de large [3]. La propagation par modes a lieu dans une lame d'eau surmontant un fond de sable. L'émission acoustique à la fréquence de 124 kHz permet d'exciter jusqu'à 6 modes de propagation pour des hauteurs d'eau variant de 25 à 67 mm.

L'émetteur est une source ponctuelle, monochromatique. Le récepteur [4] est constitué de 15 capteurs piézoélectriques disposés verticalement.

Afin que la réception soit cohérente, la réponse de chaque capteur a une même excitation doit être identique en amplitude et en phase.

Dans le cas d'une réception cohérente, les signaux provenant des 15 capteurs sont amplifiés au

moyen de 15 amplificateurs dont le gain et la polarité dépendent du mode que l'on veut filtrer. A la sortie du sommateur le signal est de la forme :

$$\sum_m^2(r, h_s) = \left| \frac{C_m \sin \beta_m h_s}{\sqrt{k_m r}} \right| \quad (17)$$

3) - Résultats expérimentaux :

Pour une distance r donnée, si l'on fait varier l'immersion h_s de la source on décrit la fonction $|\sin \beta_m h_s|$ qui représente l'allure du mode m. La figure 4 en donne des exemples.

Pour une immersion h_s donnée, le déplacement de la colonne réceptrice suivant $0z$ donne la décroissance du champ pour ce même mode (figure 5).

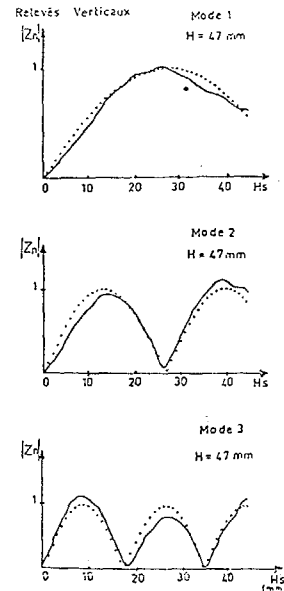


Figure 4.

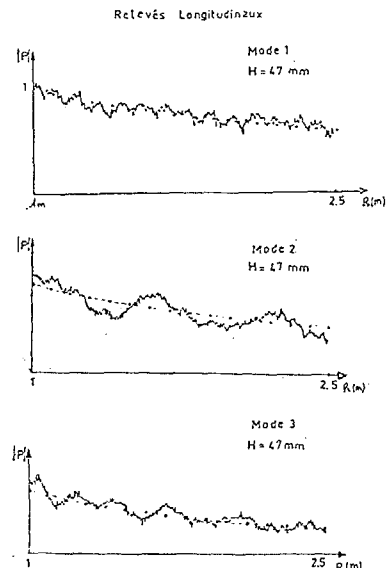


Figure 5.

IDENTIFICATION DE MODE DANS UNE PROPAGATION PAR PETITS FONDS MARINS

MODES IDENTIFICATION IN SHALLOW WATER PROPAGATION

5 - CONCLUSION

Nous avons pu vérifier, par simulation sur un modèle en cuve acoustique, que l'appareillage ré-
alisé permet le filtrage des modes, dans des conditions
satisfaisantes.

La méthode peut, en particulier, fournir
pour chaque mode, les coefficients d'amortissement
supplémentaires, dus à des pertes d'énergie sur le
fond et les coefficients de réflexion.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - A. PLAISANT. Contribution à l'étude de la propaga-
tion du son dans l'eau par petit fond. Thèse de
spécialité en acoustique, Université de Provence,
Marseille, décembre 1970.
- 2 - J.P. SESSAREGO. Filtrage spatial des modes par
petits fonds marins. Thèse de spécialité en acous-
tique, Université de Provence, Marseille, Janvier
1977.
- 3 - C. GAZANHES. Simulation expérimentale sur modèles
réduits de la propagation acoustique sous-marine.
Revue du CETHEDC n° 44, 1975, 31-45.
- 4 - C. GAZANHES. Tri spatial des modes dans un guide
acoustique. Rapport de synthèse D.R.M.E. n° 75/
1138, Novembre 1976.