



**ROLE DU COEFFICIENT DE REFLEXION DANS LA PROPAGATION  
EN EAU PEU PROFONDE SUR FOND STRATIFIE**

CRISTINI P., GARNIER J.L. et GAZANHES C.

LABORATOIRE DE MECANIQUE ET D'ACOUSTIQUE - CNRS - BP 71 13402 MARSEILLE Cedex 09

**RESUME**

A partir d'une représentation intégrale du champ de pression sonore dans une couche d'eau reposant sur un fond stratifié horizontalement, on détermine les différents modes de propagation dans les cas simples de fonds fluide et élastique semi-infini. On s'intéresse ensuite à un modèle de fond océanique consistant en une couche fluide reposant sur un fond élastique semi-infini. La détermination des modes dans cette configuration étant réalisée pour diverses valeurs de l'épaisseur de la couche fluide, on regarde les conditions particulières donnant naissance à des ondes de surfaces de type RAYLEIGH et STONELEY.

**SUMMARY**

Using an integral representation of the sound field pressure in a water layer overlying an horizontally stratified medium, we determine the normal modes for the two cases of a semi-infinite fluid and elastic bottom. Thereafter we study a geo-acoustic model of the ocean's sub-bottom consisting of a single fluid layer overlying a semi-infinite solid. The characteristic equation governing normal mode propagation is solved for different values of the fluid layer thickness. Then the particular conditions of RAYLEIGH and STONELEY waves generation are considered.

**1 INTRODUCTION :**

Dans le cadre d'un modèle de fond océanique stratifié, les propriétés acoustiques du fond marin ont une grande influence sur la propagation du son dans la couche d'eau le surplombant. La théorie des rayons comme méthode de calcul du champ de pression sonore dans la couche d'eau met en évidence le rôle prépondérant du coefficient de réflexion du fond marin. Il est alors possible de donner une expression intégrale du champ sonore pour un fond stratifié quelconque auquel on associe son coefficient de réflexion

[1]. Une propagation par modes, le nombre et la position de ces différents modes est obtenus à partir de la résolution graphique d'une équation caractéristique. Sa résolution faite pour trois configurations de fond modélisé confirme les résultats d'études précédentes [2-3]. En outre elle fait apparaître les angles critiques correspondants aux différentes vitesses de propagation du milieu stratifié, notamment celle de l'onde de STONELEY. Elle se manifeste par une discontinuité que nous avons associée à une équation proche de celle de STONELEY. Nous avons remarqué aussi la dépendance de cette



onde vis à vis de l'absorption des milieux en contact, dont nous présentons les résultats les plus significatifs pour clore cette étude.

**2 APPROCHE GENERALE DU PROBLEME :**

**2-1 MODELISATION DU MILIEU DE PROPAGATION :**

Nous considérons une lame d'eau d'épaisseur  $h$  reposant sur un fond stratifié quelconque. Une source ponctuelle excitée en régime harmonique est placée dans cette lame d'eau à une profondeur  $z_1$ . Les angles d'incidence sont comptés par rapport à la verticale. La géométrie du modèle possède une symétrie de révolution (fig 1).

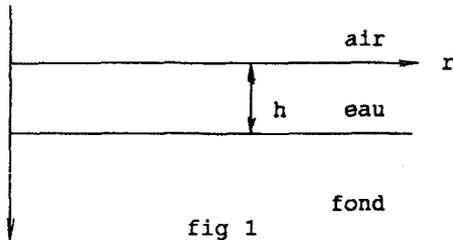


fig 1

z

**2-2 REPRESENTATION INTEGRALE DU CHAMP DE PRESSION SONORE :**

La décomposition d'une onde sphérique à partir d'une superposition d'ondes planes permet d'obtenir une représentation du champ de pression sonore dans une couche d'eau valide pour un fond stratifié quelconque en champ lointain [1] :

$$p(r, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \alpha z \{ \exp[-i\alpha(h-z_1)] + V \exp[i\alpha(h-z_1)] \}}{\exp(-i\alpha h) [1 + V \exp(2i\alpha h)]} H_0^{(1)}(\xi r) \xi d\xi \quad (1)$$

La représentation du champ sonore pour  $z > z_1$  s'obtient en échangeant  $z$  et  $z_1$ .

L'application du théorème des résidus donne une propagation modale dans la couche d'eau. Les résidus étant solutions de l'équation caractéristique :

$$1 + V \exp(2i\alpha h) = 0 \quad (2)$$

L'utilisation d'un contour d'intégration adéquat permet d'obtenir :

$$p(r, z) = 2\pi \sum_{l=1}^L \frac{2 \sin \alpha_l z_1 \sin \alpha_l z_l}{2i\alpha_l h - \frac{\alpha_l}{\xi_l} \frac{V'(\xi_l)}{V(\xi_l)}} H_0^{(1)}(\xi_l r) \quad (3)$$

**3 EQUATION CARACTERISTIQUE :**

Après transformation, l'équation caractéristique peut aussi s'écrire sous la forme suivante :

$$\text{tg}(\alpha h) = i \frac{V(\theta) + 1}{V(\theta) - 1} \quad (4)$$

La résolution graphique de cette équation  $f(\theta) = g(\theta)$  permet d'obtenir le nombre et la position angulaire des modes constituant le champ de pression sonore dans la couche. Les résultats de cette résolution dans le cas d'un fond fluide semi-infini (fig 2) et d'un fond élastique semi-infini (fig 3) sont exposés ci-dessous :

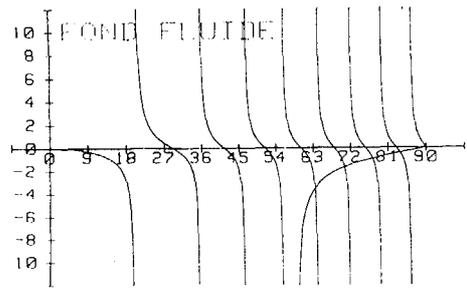


fig 2

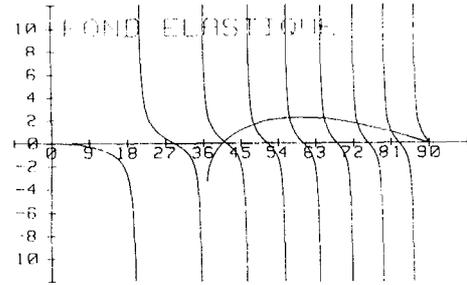


fig 3

La particularité du fond élastique par rapport au fond fluide consiste en la possibilité d'une intersection sur la première branche du réseau de tangentes. Cette intersection quand elle existe donne naissance au mode 0, mode qui possède une fréquence de coupure supérieure et qui tend vers l'onde de RAYLEIGH quand la fréquence tend vers zéro.

**4 CAS DU MODELE GEO-ACOUSTIQUE :**

Le fond marin est maintenant constitué d'une couche fluide d'épaisseur  $d$  reposant sur un fond élastique semi-infini (fig 4).

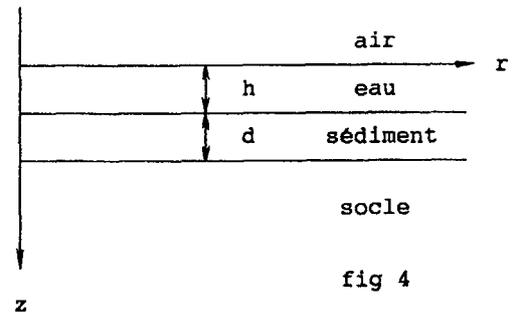


fig 4

**4-1 L'EQUATION CARACTERISTIQUE :**

Dans la configuration considérée, le coefficient de réflexion s'écrit :

$$V = \frac{V_{12} + V_{23} \exp(2i\alpha_2 d)}{1 + V_{12} V_{23} \exp(2i\alpha_2 d)} \quad (5)$$

avec  $V_{12}$  coefficient de réflexion à l'interface eau-sédiment et  $V_{23}$  à l'interface sédiment-socle.

La résolution de l'équation caractéristique pour diverses valeurs de l'épaisseur de la couche fluide donne les résultats suivants :

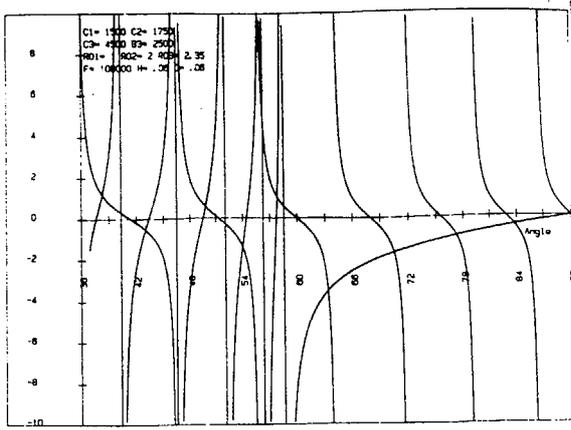


fig 5 : Equation caractéristique  $d=4\lambda$

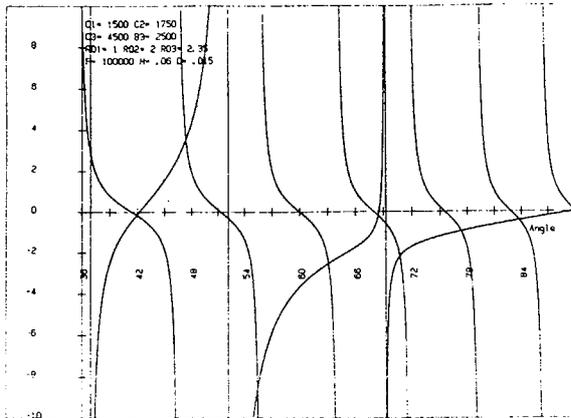


fig 6 : Equation caractéristique  $d=\lambda$

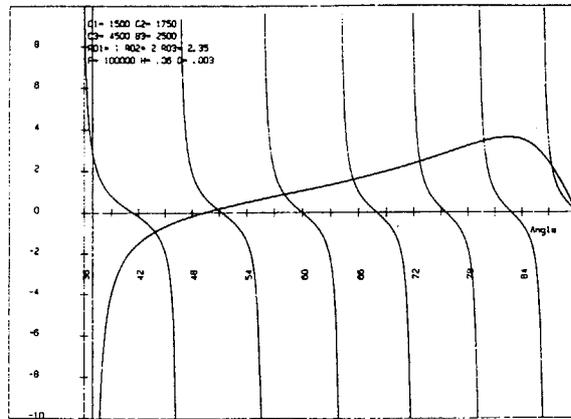


fig 7 : Equation caractéristique  $d=0,2\lambda$

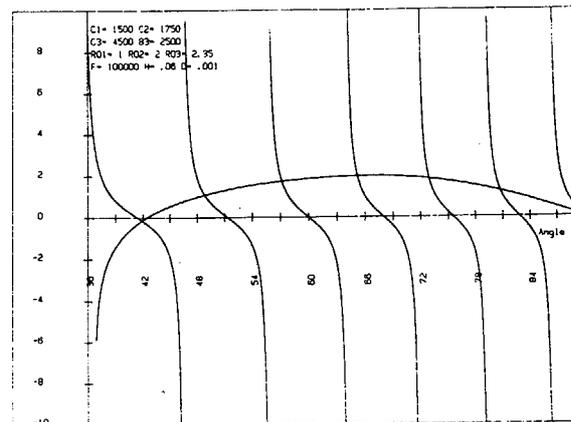


fig 8 : Equation caractéristique  $d=0,07\lambda$

Pour  $d$  suffisamment grand, on obtient une courbe similaire au fond fluide (fig 5) tandis que pour  $d$  suffisamment faible, on retrouve le fond élastique (fig 8). Mais entre ces deux valeurs de  $d$ , il existe une zone intermédiaire (fig 6-7) pour laquelle apparaît une discontinuité jamais rencontrée auparavant.

#### 4-2 PRESENCE DES ONDES DE STONELEY

D'après (4), il est clair que une condition nécessaire d'existence de cette discontinuité est que l'équation suivante ait une solution:

$$V(\theta) = 1 \text{ i.e. } 1 - V_2 \exp(2i\alpha_2 d) = 0 \quad (6)$$

Soit  $\theta_s$  la solution de cette équation, la courbe  $\theta_s = f(d)$  de la figure 9 présente une valeur limite pour  $d > 3\lambda/2$ . Cette limite semble indiquer que l'on a affaire à un mode de propagation établi,  $C_s$  étant la célérité correspondante, on démontre à partir de (6) que  $C_s$  vérifie l'équation suivante :

$$\mu(C_s) \left[ \left(1 - 2 \frac{B_3^2}{C_s^2}\right)^2 - \frac{4 B_3^3}{C_s^2 C_3} \sqrt{\frac{B_3^2}{C_s^2} - 1} \sqrt{\frac{C_s^2}{C_3^2} - 1} \right] + \frac{\rho_2 C_2 \sqrt{C_3^2/C_s^2 - 1}}{\rho_3 C_3 \sqrt{C_2^2/C_s^2 - 1}} = 0 \quad (7)$$

Avec  $\mu(C_s) = kh \left( \frac{2\pi f d}{C_2} \sqrt{C_2^2/C_s^2 - 1} \right)$

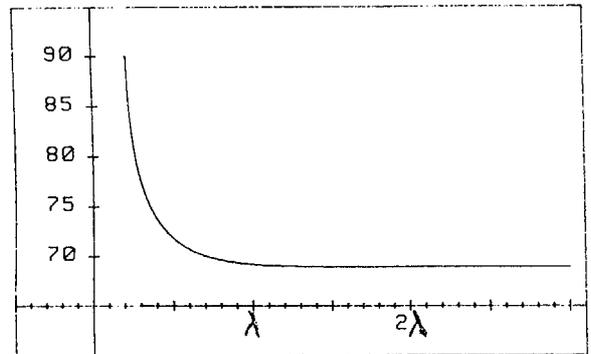


fig 10 : Variation de  $\theta_s$  en fonction de  $d$

Ainsi si  $\mu(C_s) = 1$ , l'équation ci-dessus est identique à l'équation de SCHOLTE-STONELEY donnant les diverses ondes d'interface. La résolution de cette équation donne :

$$C_s = 1607 \text{ m.s}^{-1} \text{ soit } \theta_s = 68.9^\circ$$

#### 4-2-1 INFLUENCE DE L'ABSORPTION

Cette onde de STONELEY est aussi mise en évidence à partir du coefficient de réflexion en introduisant de l'absorption soit dans le sédiment (fig 10), soit dans le socle (fig 11).

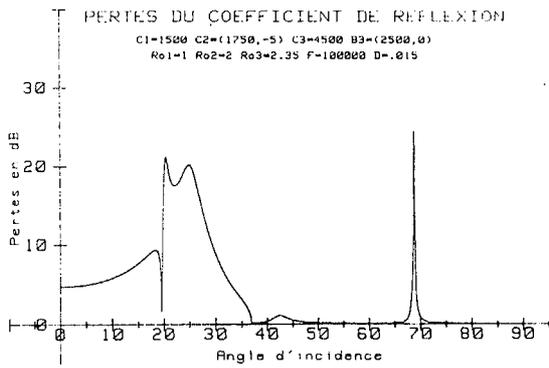


fig 10

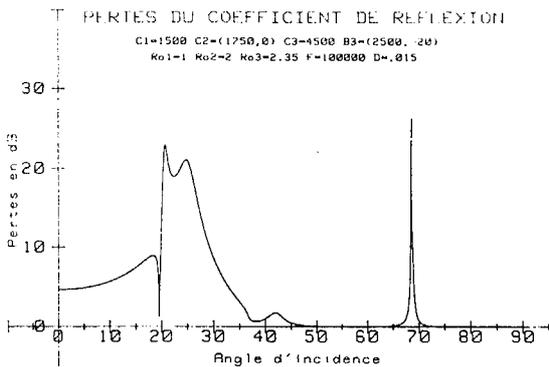


fig 11

Il apparait clairement à la vue de ces deux courbes un pic de perte du coefficient de réflexion à l'angle correspondant à la célérité de l'onde de STONELEY. A l'aide d'une représentation en trois dimensions du coefficient de réflexion, on visualise alors l'influence de l'absorption (fig 12-13).

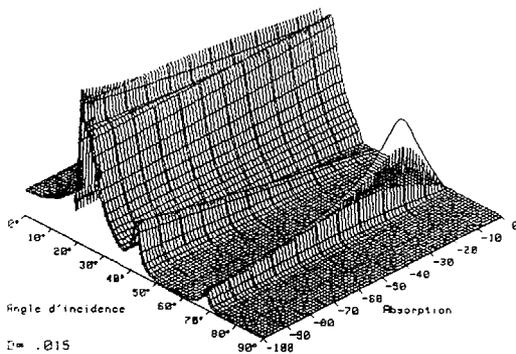


fig 12 : Absorption dans le sédiment

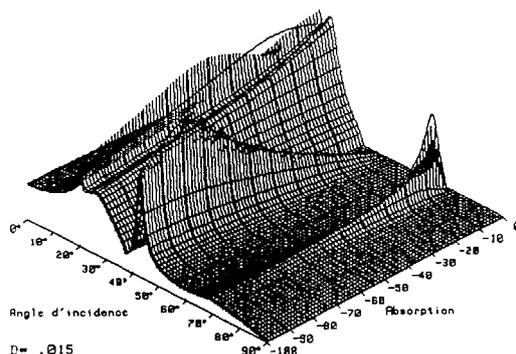


fig 13 : Absorption dans le socle

Ces deux courbes montrent un phénomène intéressant en laissant apparaître un intervalle d'absorption privilégié pour la génération des ondes de surfaces, qu'elles soient du type RAYLEIGH ou STONELEY.

#### 4-2-2 INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DE LA COUCHE FLUIDE

L'onde de STONELEY n'apparaissant pas si on considère un fond uniquement élastique, il existe donc une épaisseur critique à partir de laquelle sa génération est possible. Cette épaisseur est déterminée en analysant le comportement des dérivées en  $\theta=90^\circ$  des deux fonctions  $f(\theta)$  et  $g(\theta)$  présentes dans l'équation caractéristique. Une représentation tridimensionnelle des pertes du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche fluide (fig 14) permet de mieux visualiser les phénomènes. L'absorption est placée dans le socle.

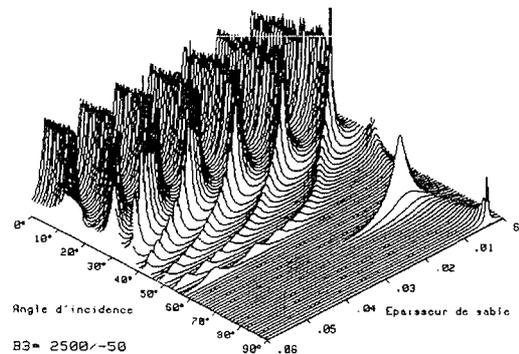


fig 14

A la vue de cette courbe, il vient un ordre d'apparition des ondes de surfaces en fonction des valeurs croissantes de  $d$  : l'onde de RAYLEIGH, le mode 0 et l'onde de STONELEY.

#### 5 CONCLUSION

Le coefficient de réflexion joue un rôle fondamental dans l'établissement du champ de pression sonore dans la couche d'eau. Ainsi sa connaissance permet-elle de calculer le nombre et la position des modes de propagation et de visualiser les ondes de surfaces présentes ce qui a été réalisé pour un modèle géo-acoustique du fond marin.

Nous remercions la DRET Groupe III pour son soutien dans cette étude.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. BREKHOVSKIKH : "Waves in layered media" Academic press 1970
- [2] TOLSTOY I. CLAY S. : "Ocean acoustics" Mac Graw - Hill 1966
- [3] SESSAREGO J.P. PLAISANT A. GAZANHES C. : "Etude de la propagation sonore en eau peu profonde à l'aide de modèles réduits" Revue du CETHEDC n°54 1 Trimestre 1978
- [4] LUPPE F. : "Contribution à l'étude de l'onde de SCHOLTE-STONELEY à différentes interfaces fluide parfait/solide élastique" Thèse Université Paris VII 1987