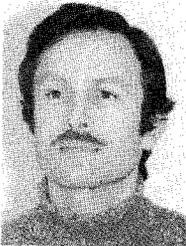


# Focalisation des signaux

## transmis par modes

### dans un guide acoustique <sup>(1)</sup>

Normal modes focusing in an acustical waveguide



#### Jean-Louis GARNIER

CNRS, Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, 31, chemin Joseph-Aiguier, 13402 MARSEILLE CEDEX 9.

Ingénieur de Recherche. Équipe Ultrasons.



#### Claude GAZANHÈS

CNRS, Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, 31, chemin Joseph-Aiguier, 13402 MARSEILLE CEDEX 9.

Directeur de Recherche. Co-Directeur du LMA et Responsable de l'Équipe Ultrasons.

### RÉSUMÉ

Dans un bassin expérimental répondant au modèle de Pékéris, la théorie des modes normaux est utilisée, avec l'aide d'un réseau de sources pondérées, pour filtrer ou exciter un seul ou plusieurs modes. Le contrôle temporel de leur émission permet de compenser la dispersion des célérités et de focaliser les signaux à distance donnée.

#### MOTS CLÉS

Modes normaux, petits fonds marins, modèle de Pékéris, filtrage spatial, focalisation.

### SUMMARY

*An experimental tank was constructed based on Pekeris's model. The theory of normal modes was used along with an array of weighted sources; to filter or to excite, a single or several modes. By adjusting the times at which the modes are emitted, the velocity spread can be corrected and the signals concentrated at the required distance.*

#### KEY WORDS

*Normals modes, shallow water, Pekeris' model, spatial filtering, focusing.*

<sup>(1)</sup> Cette étude a été soutenue par le Groupe III, de la Direction des Recherches Études et Techniques. Contrat 821139. Texte présenté aux 7<sup>es</sup> Journées d'Études Sur la Propagation Acoustique. École Centrale de Lyon, 3-6 juin 1986.

## Introduction

La transmission des ondes sonores de basse fréquence en eau peu profonde, à moyenne et à grande distance, est la résultante de modes de propagation qui interfèrent [1], et auxquels se superposent les bruits du milieu.

Il en résulte : 1° sur l'amplitude des signaux une forte variation de niveau avec la distance et la profondeur, et 2° sur leur durée une dispersion liée à la variation de célérité des modes excités [2, 3].

Cette situation est améliorée à la réception, par un traitement spatio-temporel utilisant un réseau de capteurs et de circuits électroniques que l'on peut qualifier de « Filtres de Modes » [4]. Ils fournissent un gain sur le mode filtré, et un affaiblissement des modes voisins, qui se traduisent par la réduction du niveau des interférences, ou de la dispersion des trains d'ondes transmis [5].

Le même traitement appliqué à l'émission permet d'exciter un seul mode, ou plusieurs successivement par séquences choisies à l'avance [6].

Ces propriétés permettent d'envisager le regroupement à distance donnée, de l'énergie de chaque mode et d'augmenter encore le niveau et la sûreté des signaux transmis.

Ces expériences difficiles à établir et à répéter à la mer sont réalisées en bassins. Elles reproduisent à échelle réduite, des conditions rencontrées par petits fonds marins, avec la possibilité de contrôler et de faire varier les paramètres régissant la propagation des signaux.

Nous exposons ci-après :

1. Un rappel des travaux antérieurs.
2. Le principe du filtrage et de l'excitation sélective d'un mode.
3. Les conditions expérimentales du regroupement de plusieurs modes à distance, et de la formation des zones focales.

## 1. Définition de la propagation par modes

La théorie des modes normaux de Pékéris, permet d'interpréter les phénomènes de propagation acoustique par petits fonds marins. Elle montre que le potentiel acoustique est composé d'une suite discrète de modes

$$(1.1) \quad \Phi(r, z) = \sum_n \Phi_n^{(1,2)}(r, z)$$

avec

$$(1.2) \quad \Phi_n^{(1,2)}(r, z) = R_n(r) Z_n^{(1)}(z_S) Z_n^{(2)}(z_R)$$

Pour le modèle de Pékéris [1] constitué par une lame d'eau isocélère (milieu 1), d'épaisseur  $H$  reposant sur un fond fluide (milieu 2), le champ sonore dans (1) est donné, à l'aide d'une approximation de champ lointain, le développement asymptotique de la fonc-

tion de Hankel  $H_0^{(1)}$  étant utilisé

$$(1.3) \quad \Phi(r, z) = \sqrt{2\pi} \sum_{n=1}^N \{ A_n^2 \exp[-i(k_n r + \pi/4) - \gamma_n r] / \sqrt{k_n r} \} \times \sin(\beta_{1n} z_S) \sin(\beta_{1n} z_R)$$

où  $\beta_{1n}$  et  $k_n$  sont les nombres d'onde verticaux et horizontaux,  $\gamma_n$  l'amortissement,  $z_S$  et  $z_R$  les immersions respectives de la source et du récepteur séparés par une distance  $r$ .

Les nombres d'onde

$$\beta_n = (\omega/c_1) \cos \theta_n \quad \text{et} \quad k_n = (\omega/c_1) \sin \theta_n$$

sont calculés à partir des solutions réelles de l'équation caractéristique  $\text{tg}(\beta_1 H) = -\beta_1/b\beta_2$ . Les angles d'excitation  $\theta_n$  sont calculés à partir des équations dérivées

$$\text{tg}[(\omega/c_1) H \cos \theta] = -\cos \theta/b [\sin^2 \theta - (c_1/c_2)^2]^{1/2},$$

où  $b = \rho_1/\rho_2$  est le rapport des densités de l'eau et du fond de sable.

Dans le milieu 1, un mode est décrit par conséquent à l'aide de la fonction :

$$(1.4) \quad Z_n^{(1)} = \sin(\beta_{1n} z)$$

dite fonction de la profondeur.

## 2. Filtrage et excitation d'un seul mode

### 2.1. PRINCIPE

Rappel : les fonctions de la profondeur sont orthogonales si

$$(2.1) \quad \int_0^\infty Z_n(z) Z_m(z) dz = \begin{cases} 0 & \text{si } n \neq m \\ 1 & \text{si } n = m. \end{cases}$$

Sur le modèle étudié le champ sonore est confiné en presque totalité dans la lame d'eau. C'est le domaine accessible aux mesures, où l'on peut appliquer la relation d'orthogonalité approchée

$$(2.2) \quad I = \int_0^H P_1(r, z, t) Z_m^{(1)}(z) dz$$

La pression acoustique résultant de la suite des modes est donnée par

$$(2.3) \quad P_1(r, z, t) = i\omega\rho_1 \Phi_1^{(1)}(r, z, t) \exp(i\omega t)$$

En effectuant l'intégration on obtient :

$$(2.4) \quad S_m(r, z_S, t) = i\omega\rho_1 \sqrt{2\pi} \times \{ A_m^2 \exp[-i(k_m r + \pi/4 - \omega t) - \gamma_m r] / \sqrt{k_m r} \} \times Z^{(1)}(z_S) = E_m Z_m^{(1)}(z_S)$$

### 2.2. FILTRAGE D'UN MODE

Il est obtenu à l'aide d'un réseau vertical, de  $L$  capteurs occupant la hauteur d'eau  $H$ . Ce réseau forme

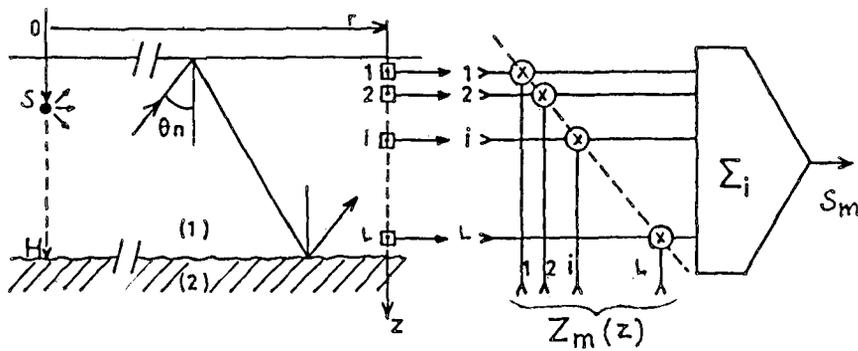


Fig. 1. - Schéma de principe du filtrage des modes.

l'échantillonnage du champ sonore du milieu 1. Chaque capteur reçoit un gain correspondant à la valeur algébrique de la fonction  $Z_m(z_i)$ , dont on recherche le « filtrage », fig. 1 [5].

La somme des pressions élémentaires pondérées  $\tilde{S}_m$ , est une estimation de l'intégrale (2. 2) :

$$(2. 5) \quad \tilde{S}_m = \sum_{i=1}^L P_1(r, z_i, t) Z_m^{(1)}(z_i) \Delta z_i$$

où  $\Delta z_i$  est l'intervalle entre deux capteurs.

Le signal de sortie du réseau pondéré sur le mode  $m$ , est proportionnel à

$$(2. 6) \quad V_m = \sum_{i=1}^L \sin(\beta_{1m} z_i) \sum_{n=1}^N \sin(\beta_{1n} z_s) \sin(\beta_{1n} z_i).$$

Un mode propagatif d'ordre  $n=m$  reçoit ainsi un gain

$$(2. 7) \quad \tilde{P}_m = \sum_{n=1}^N \{ \sin(\beta_{1n} z_R) A_n^2 \exp[-i(k_n + \pi/4 - \omega t) - \gamma_n r] / \sqrt{k_n r} \} \sum_{j=1}^L \sin(\beta_{1n} z_j) \sin(\beta_{1m} z_j).$$

Un mode d'ordre  $n=m$  capable de se propager, recevra ainsi un facteur d'excitation égal à  $\sum_{j=1}^L \sin^2(\beta_{1m} z_j)$ .

Le déplacement vertical  $z_R$  du capteur donnera la distribution  $Z_m^{(1)}(z)$  du mode unique excité. Le déplacement horizontal  $r$  du capteur fera apparaître son amortissement  $\gamma_m r$  et son déphasage  $k_m r$  [6]. En émission pulsée, les temps de propagation conduiront à la vitesse de groupe de ce mode.

#### 2. 4. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'EXCITATION DES MODES

Les mesures sont réalisées dans un bassin de 5 m x 2 m, en réduisant au 1/1 000 les paramètres de la propagation en mer, et en les simplifiant (eau calme sur fond de sable plat). Les hauteurs d'eau vont de 60 à 100 mm et les fréquences sont de 100 à 150 kHz. L'antenne miniature qui fonctionne soit à la réception soit à l'émission est constituée par 15 petits transducteurs ( $\varphi \leq \lambda/4$ ) dont la réponse est égalisée en module et en phase.

Le signal HF à l'entrée des circuits de l'antenne est contrôlé en amplitude et dans le temps, en synchronisme avec l'application des pondérations aux

$$\text{égal à } \sum_{i=1}^L \sin^2(\beta_{1m} z_i).$$

Le déplacement vertical  $z_s$  de la source, depuis la surface jusqu'au fond donnera la distribution  $Z_m^{(1)}$  du mode  $m$  filtré.

#### 2. 3. EXCITATION D'UN MODE

Elle est obtenue par la pondération d'un réseau vertical de  $L$  émetteurs, à partir de la même fonction (1. 4).

Les signaux élémentaires appliqués aux transducteurs, reçoivent le facteur  $Z_m^{(1)}(z_j)$  pour l'excitation du mode  $m$ . La configuration physique du réseau est celle de la figure 1, mais la somme des pressions pondérées s'effectue dans le milieu 1 sur un capteur éloigné. Elle est proportionnelle à

15 amplificateurs. Pour cela un commutateur électronique rapide permute les tensions de pondération à la demande pour l'excitation permanente d'un mode donné, ou par séquences brèves pour l'émission successive d'une série de modes, par trains d'ondes.

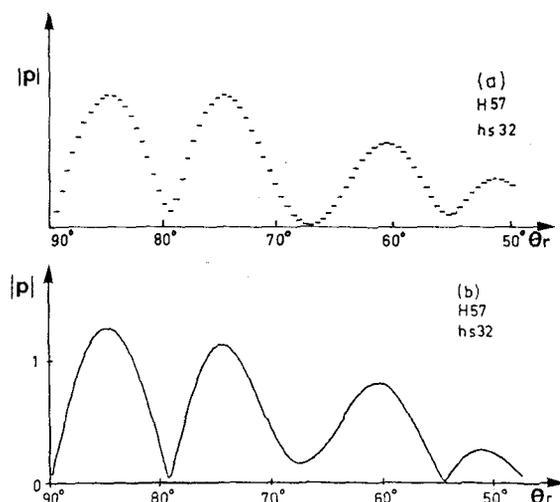


Fig. 2. - Spectroscopie angulaire des modes. Le filtrage est enregistré pendant l'exploration (pas à pas) des pondérations sous la variable  $\theta$ . Tracé (a) mesuré. Tracé (b) calcul.

Les tensions représentatives  $U_m = \sin(\beta_{1m}z)$  de la fonction (1.4) sont calculées par microprocesseurs et disponibles simultanément pour 5 modes.

Le balayage programmé des tensions de pondérations, conduit au relevé des pointes d'énergie caractérisant les angles d'excitation  $\theta_m = \text{Arc cos}(\beta_{1m}/k)$  conjointement à leur calcul [5] (fig. 2).

La transmission des signaux dans le bassin expérimental est illustré par la figure 3. Ces trains d'ondes sont obtenus successivement sur un capteur discret à la distance de 2 m. L'antenne d'émission est alimentée séparément sur les modes 1, 3 et 5. On note la dispersion de vitesse de leur énergie et la dispersion de fréquence plus sensible sur le mode 5 [7]. Les temps de propagation respectifs permettent de mesurer la célérité propre à chaque mode. Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs calculées, à partir de la loi de dispersion géométrique jusqu'au mode 4.

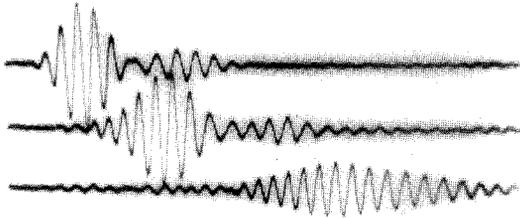


Fig. 3. — Réponse du guide plat sur le mode 1, le mode 3, et le mode 5, excités séparément à l'émission.

### 3. Focalisation des signaux sur plusieurs modes

#### 3.1. REGROUPEMENT DE L'ÉNERGIE DES MODES

On peut exciter simultanément plusieurs modes par l'addition algébrique de leurs pondérations, mais on reçoit alors un signal dispersé sur l'ensemble des modes excités. En effet, fig. 4, on observe les arrivées successives des trois modes impairs, excités par un seul train d'ondes à l'origine.



Fig. 4. — Réponse du guide à l'excitation simultanée des modes 1, 3 et 5. On note la dispersion des 3 modes, du plus rapide au plus lent.

Afin de regrouper ces signaux et d'additionner leur amplitude, on diffère l'excitation des modes porteurs, dans l'ordre inverse des vitesses de groupe mesurées. Pour cela on retarde l'application des pondérations dans l'ordre 5, 3 et 1, ainsi que la répétition du train d'onde électrique.

Pour fixer les idées, les avances de temps  $t$  introduites par rapport au mode 1, sont les suivantes pour les distances  $r$  de 2 et 3 m :

- à  $r=2$  m,  $t(m 5-m 1) = 137 \mu\text{s}$ ;  $t(m 3-m 1) = 44 \mu\text{s}$ ;
- à  $r=3$  m,  $t(m 5-m 1) = 206 \mu\text{s}$ ;  $t(m 3-m 1) = 66 \mu\text{s}$ .

Ces valeurs sont réglées par pas de  $2 \mu\text{s}$  (soit  $\lambda/4$  du mode 1), à partir d'un pilote à quartz.

La figure 5 montre le signal reçu dans ces conditions, son amplitude correspond à l'addition des pressions des trois trains d'ondes (de la figure précédente), et sa durée est réduite à celle d'un seul. Cet effet de regroupement de l'énergie peut être accentué en élevant au carré le signal reçu.

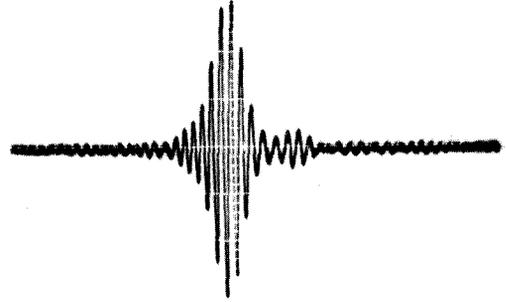


Fig. 5. — Réponses regroupées par excitation différée des trois modes, dans l'ordre 5, 3 et 1. On obtient la somme optimale des pressions sonores, sur le capteur éloigné. (L'échelle  $y$  est divisée par 2.)

#### 3.2. ZONE DE CONVERGENCE

En vue d'applications ultérieures il est important d'étudier l'étendue de la zone de convergence créée par la focalisation des signaux. Dans les mesures présentes le signal d'excitation est un train d'ondes de 3,5 périodes, soit de  $28 \mu\text{s}$  de durée, mais par suite de la dispersion de propagation cette durée est portée à  $40 \mu\text{s}$  sur le mode 1;  $60 \mu\text{s}$  sur le mode 3 et plus de  $100 \mu\text{s}$  sur le mode 5. Dans de telles conditions on devrait obtenir une zone de convergence de  $\pm 1$  m autour de 2 m. Or cette zone est plus étroite car la coïncidence optimale des signaux est limitée aux deux ou trois périodes centrales, puis le signal diminue et s'étale. Cela s'explique par les profils de dispersions

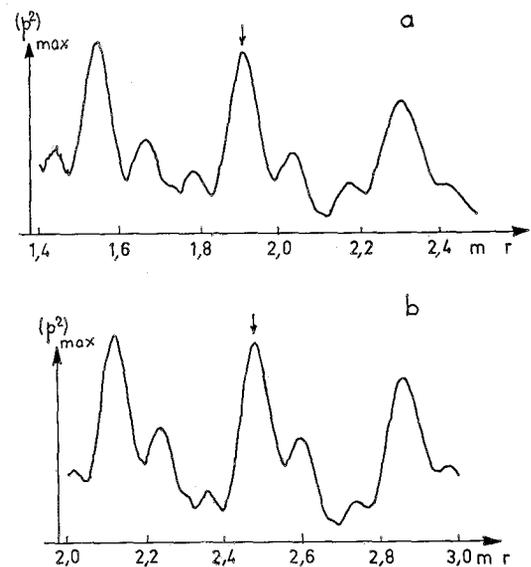


Fig. 6. — Zones de convergence des trains d'ondes pour les modes 5, 3 et 1. La focalisation principale est réglée à 2 m figure (a) et à 2,5 m figure (b).

de fréquence et de phase, qui sont différents pour chacun des trois modes, et que révèlent les figures 3 et 4.

Par contre un déplacement  $l$  du capteur peut former une nouvelle coïncidence, s'il amène un glissement de une à  $N$  périodes  $T$  entières sur les trois modes, en satisfaisant à

$$NT \sim l(1/c_1 - 1/c_3) \sim l(1/c_3 - 1/c_5) \sim l(1/c_1 - 1/c_5).$$

Avec les conditions expérimentales précédentes, où  $c_1 = 1477$ ;  $c_3 = 1431$  et  $c_5 = 1341 \text{ m.s}^{-1}$ , un décalage de  $0,35 \pm 0,01 \text{ m}$  autorise la formation d'une nouvelle zone de convergence au-delà et en deça de la distance  $r$  (dont elle est indépendante). Les figures 6a et 6b illustrent ce résultat, sur les signaux des modes 1, 3 et 5, et avec des focalisations préréglées à 2 m et à 2,5 m de l'antenne d'émission.

### Conclusion

Grâce à une commutation électronique contrôlée des pondérations de l'antenne d'émission il est possible de réaliser l'excitation différée des modes de propagation. Dans le cas de trois modes on regroupe l'énergie émise à des distances choisies à l'avance. Cette zone de convergence n'est pas unique, elle est dupliquée de part et d'autre de la distance choisie; l'espacement des zones dépend de la période du signal émis et des célérités modales, leur nombre dépend de la durée des trains d'ondes émis.

La focalisation dynamique par balayage automatique des plages de retards introduites à l'émission devrait permettre de déplacer la zone de convergence autour d'un objectif éloigné, capteur ou obstacle dont on recherche la liaison ou l'écho.

Manuscrit reçu le 21 novembre 1986.

### BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. L. PÉKÉRIK, *Theory of propagation of explosive sound in shallow water. In propagation of sound in the ocean*, Geol. Soc. Amer., Memoire 27, New York, 1948.
- [2] C. B. OFFICER, *Introduction to the Theory of Sound Transmission*, McGraw-Hill Book Inc., NY, 1958.
- [3] L. BREKHOVSKIKH et Yu. LYSANOV, *Fundamentals of Ocean Acoustics*, Springer-Verlag, Berlin, 1982.
- [4] C. GAZANHES et J. P. SESSAREGO, Tri spatial des modes sur des modèles simples excités en régime harmonique, *Revue du CETHEDC*, n° 48, 1976, p. 95.
- [5] C. GAZANHES, J. P. SESSAREGO et J. L. GARNIER, Identification of modes in some conditions of sound propagation in shallow water, *J. Sound and Vib.*, 56, 1978, p. 251-259.
- [6] C. GAZANHES et J. L. GARNIER, Experiments on Single Mode Excitation in Shallow Water Propagation, *J. Acoust. Soc. Am.*, 69, 1981, p. 963-969.
- [7] C. GAZANHES, J. L. GARNIER et J. P. SESSAREGO, Signal processing for multimodal transmission in shallow water propagation: Application to underwater acoustic communication, *Signal Processing*, 6, 1984, p. 167-185.