

**Mise en évidence expérimentale des ondes latérales  
dans le cas de la transmission acoustique à travers  
le dioptre plan air-eau.**

G. Saracco, G. Corsain, C. Gazanhes,  
R. Holtzer, J. Léandre.

C.N.R.S.-L.M.A., Equipe Ultrasons, 31 Ch. J. Aiguier 13402 Marseille cedex 09

### RÉSUMÉ

Nombreux sont les travaux se rapportant à l'étude de la propagation acoustique de signaux aussi bien monochromatiques que transitoires, à travers un milieu fluide inhomogène. Ces travaux sont souvent théoriques, difficiles à relier à une réalisation expérimentale. Notre étude a pour but de mettre en relation des résultats numériques et théoriques avec des résultats issus d'une expérimentation. Nous considérerons ici, le cas d'une source ponctuelle monochromatique et nous traiterons le cas du dioptre plan air-eau. On montrera expérimentalement, par l'introduction de plans absorbants, l'existence et les propriétés de différentes contributions (géométrique et latérale) intervenant dans le champ réfracté total en accord avec les résultats théoriques simulés. L'étude du champ de pression transmis total montrera, conformément à l'étude théorique, des zones d'interférences dépendant de la fréquence émise par la source et le rôle que peut jouer dans certains cas, l'onde latérale.

### SUMMARY

A lot of work has been done on acoustic propagation through an inhomogeneous fluid, both for monochromatic and transient signals. These works are often theoretical and far from experiment. The aim of our study is to link theoretical and numerical results to results obtained from an experiment. We consider here the case of a monochromatic point-source. Experimentally, we show, by introduction of absorbing planes the existence and the properties of the different contributions (geometric and lateral) that intervene in the total refracted field, in accordance with simulated theoretical results, with a plane interface air-water. The study of the total transmitted pressure field points out, in accordance to theoretical studies, some interference regions dependent on the frequency emits by the source and the importance that lateral wave can play in particular cases.

#### 1-Propagation de signaux acoustiques monochromatiques à travers une interface plane.

s'intéresse au comportement de la pression acoustique transmise.

##### 1.1-Position du problème.

##### 1.2 -Rappels. Etude de la propagation acoustique.

L'étude théorique de la transmission d'ondes sphériques monochromatiques, à travers le dioptre plan air-eau a montré l'existence de différentes contributions intervenant dans la composition du champ de pression [1-5]:

- les ondes réfractées directes ou géométriques, permettant de retrouver la géométrie de la source en accord avec les lois de Snell-Descartes;

- les ondes dites de "surface" ou latérales, ondes inhomogènes intervenant pour des incidences sur-critiques et que la théorie des rayons ne peut mettre en évidence.

Sous les hypothèses de mer calme (interface plane) et de grandes profondeurs, la diffusion engendrée par l'état de surface et les réflexions multiples (fond et interface) peuvent être négligées (Cf. fig.4).

Ce problème peut se définir de façon générale comme tridimensionnel en espace. Deux milieux fluides considérés comme homogènes et isotropes sont séparés par une interface plane. Dans le milieu 1 ( $z < 0$ ) de plus faible célérité  $c_1$  (l'air), à une hauteur fixe  $-h$ , se trouve une source ponctuelle monochromatique. Le point d'observation est située dans le second milieu de célérité  $c_2$  ( $z > 0$ ), l'eau. Pour une profondeur  $z$  quelconque dans l'eau, à une distance radiale  $r$ , on

Ce problème linéaire, décrivant la propagation d'ondes monochromatiques sphériques, à travers deux milieux fluides compressibles, vérifie le système d'équations de Helmholtz:

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

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

( $k_j = \frac{\omega}{c_j}$  représente le nombre d'onde pour le milieu  $j$ ),

auquel s'ajoutent d'une part les conditions de raccordement du champ à l'interface ( $z=0$ ), d'autre part les conditions de rayonnement de Sommerfeld à l'infini.

Les quantités  $\Psi_j$  et  $S_j$  représentent respectivement le potentiel acoustique scalaire et le terme source. Leur dépendance temporelle peut s'écrire sous la forme générale suivante:  $\chi_j = \chi_j e^{-i\omega t}$  (choix d'ondes progressives).

La résolution de ce système d'équations, nous fournit une expression intégrale des potentiels acoustiques. Une bonne approche de ceux-ci est obtenue à l'aide de développements asymptotiques (approximation haute-fréquence), dont



généralement le terme d'ordre 1 suffit. L'obtention des différentes contributions réside dans le choix d'un trajet d'intégration dans le plan complexe passant par des points "col" en présence de points de branchements ( $u = \sin\theta = \pm 1, \pm n$ ). Le calcul de cette intégrale nous permet de retrouver au premier ordre, l'onde géométrique réfractée en accord avec la théorie des rayons ( $u < n$ ), et de mettre en évidence, pour des incidences supérieures à celles de l'angle critique ( $\sin\theta > n$ ), 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:

$$\Psi_{\text{tot}} = \underbrace{\Psi^{\text{géo}}}_{0 < u < n} + \underbrace{\Psi^{\text{lat}}}_{n < u < 1} + \underbrace{\text{Reste}}_{u > 1}$$

### 1.2.a. Expression analytique de la contribution géométrique.

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

$$\Psi^{\text{géo}}(r,z) \approx \frac{2\sqrt{u_0}}{D(u_0)} e^{i k_1 \xi(u_0)} \quad \text{où } \xi(u_0) = \frac{h}{\sqrt{1-u_0^2}} + \frac{z n^2}{\sqrt{n^2-u_0^2}}$$

$$\text{avec } D(u_0) = \frac{h(1-u_0^2)^{-3/2} + z n^2(n^2-u_0^2)^{-3/2}}{m\sqrt{1-u_0^2} + \sqrt{n^2-u_0^2}}$$

et  $u_0 = \sin \theta_0$ ,  $\theta_c = \arcsin(n)$  (angle critique),  $\theta_0 < \theta_c$

$m$  et  $n$  représentent respectivement l'indice de réfraction et le rapport des masses volumiques.

Le point stationnaire  $u_0$  vérifie l'équation  $r_0 = h \tan \theta_0 + z \tan \varphi_0$  où  $\theta_0$  et  $\varphi_0$  représentent respectivement les angles d'incidence et de réfraction d'une onde plane pour une position donnée de l'hydrophone.

Cette expression peut se mettre sous la forme suivante:

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

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. Le mode géométrique correspond au mode où l'onde se trouve simplement traduite et atténuée en fonction de la distance de la source au point d'observation [5]. Nous retrouvons ainsi les lois propres à l'acoustique géométrique. Le trajet d'intégration (trajet de phase stationnaire) correspond alors au trajet minimum de l'onde décrit par le principe de Fermat. L'angle d'incidence devient le point stationnaire pour l'onde plane associée.

### 1.2.b. 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:

$$\Psi^{\text{lat}}(r,z) \approx \frac{2h}{(r^2+h^2)(m \cos \alpha + i \sqrt{\sin^2 \alpha - n^2})} e^{i k_1 \xi_L}$$

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

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. Elles ne correspondent pas à une absorption du milieu car il y a conservation de l'énergie au passage du dioptré, avec un nombre d'onde réel. A partir d'incidences sur-critique, il y a création d'une onde qui se propage le long du dioptré et rayonne de part et d'autre de celui-ci. Ce rayonnement pénètre d'autant mieux le milieu que la fréquence du signal émise est basse.

L'expression précédente peut encore s'écrire:

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

où  $A(\alpha) = (\sin \alpha / c_1)^2 - 1/c_2^2$ ,  $R_1$  distance source-interface.

### 1.2.c. Champ réfracté total

En un point quelconque du champ réfracté, il y a donc interférences entre les deux contributions. Il y a de ce fait une forte dépendance du champ par rapport aux caractéristiques de la source (fréquence, hauteur) et par rapport aux coordonnées du point d'observation (récepteurs) [5].

## 2 - Mise en oeuvre d'une expérimentation.

Cette étude nous a permis d'envisager trois 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. Les deux premières séries de mesures nécessitent l'introduction d'absorbants. Ceux-ci, aux fréquences étudiées, entraînent une diffraction du son que l'on pourra négliger dans certaines régions, par rapport au champ réfracté. Nous présenterons des courbes d'isoatténuation du champ acoustique transmis expérimental que l'on comparera à celui obtenu par simulation.

### 2.1- Choix de la source. Modélisation du régime harmonique.

Nous avons vu que la mise en évidence de la contribution latérale dépendait de la fréquence émise par la source (1.2.b). L'étude théorique et numérique a montré que dans le cas du dioptré air-eau (indice de réfraction  $n \approx 0,23$  et rapport des masses volumiques  $m \approx 820$ ), cette contribution devient non négligeable aux fréquences audibles inférieures à 6kHz. Pour simuler à de telles fréquences une source ponctuelle, nous avons utilisé une chambre de compression. Dans cette gamme de fréquences, une nouvelle limitation nous est imposée par les conditions que doit vérifier expérimentalement notre source. Celle-ci doit modéliser le cas d'une source monochromatique, alors qu'elle émet des trains d'ondes. Nous devons donc choisir un temps d'émission du signal adéquat au nombre de cycles contenu dans celui-ci. Ce choix résulte d'un compromis entre une durée assez petite, pour éviter les réflexions sur les parois de la cuve servant aux essais et, une durée assez grande, pour obtenir le régime permanent. La durée des trains d'ondes a été fixée à 2ms. L'intervalle des fréquences est alors limité aux valeurs 2,5-6kHz. Les valeurs fréquentielles expérimentales choisies ont été 3kHz (6 périodes) et 5kHz (10 périodes). Au préalable, une étude du rayonnement acoustique de la source en salle anéchoïque a été effectuée. Cette source émet des ondes raisonnablement sphériques dans la bande de fréquences des signaux émis (0,5 à 8kHz).

## 2.2- Réalisation expérimentale.

L'expérimentation est réalisée en laboratoire (cuve acoustique). La source est fixée au dessus de l'interface ( $h=1m$ ). On mesure simultanément le signal émis (microphone) au ras de l'eau (pression incidente de référence) et le signal transmis à différentes profondeurs  $d$  et distances radiales  $r$  (hydrophone). L'expérience dans le cas harmonique n'est pas numérisée. Le déplacement des capteurs s'effectue manuellement par l'intermédiaire de chariots. Un système permet le balayage du plan d'eau, verticalement ( $d \leq 1m$ ) avec un pas de 5mm, et horizontalement ( $r \leq 1,45m$ ) de façon continue.

La source est commandée électroniquement. Une chaîne d'appareils de mesures assure l'émission et la réception des signaux acoustiques. Pour minimiser les erreurs de mesures, les deux capteurs utilisent la même chaîne de réception. Les mesures d'atténuation de pression ne nécessitent que la connaissance des valeurs relatives de la pression. Celles-ci, mesurées en décibels, sont données en fonction du rapport des pressions par la relation  $W = 20 \text{ Log}(P_2/P_1)$  où  $P_2$  représente la pression acoustique transmise mesurée à l'hydrophone et  $P_1$  la pression incidente mesurée par le microphone à une distance unité de la source. A l'interface, nous aurons donc +6dB. Ceci est dû aux conditions de raccordement du champ à l'interface (effet de doublement de la pression).

## 2.3 - Résultats expérimentaux.

Les résultats expérimentaux paramétrés par l'immersion de l'hydrophone  $d$ , et la fréquence  $f$  de la source, sont représentés 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 -o-, sont directement comparés aux résultats expérimentaux -●-.

Sous les conditions expérimentales, nous avons un rapport de masses volumiques  $m=820$ , et des célérités pour les milieux air, eau respectivement de 343,90m/s et 1485,40m/s. Pour mettre en évidence les propriétés des ondes latérales (fig. 2), la zone correspondant à des incidences sous-critique sera recouverte d'un disque absorbant. Celui-ci réalisé en duralumin de 1cm d'épaisseur est revêtu de mousse en polyéther semi-rigide à cellules ouvertes, pour atténuer les effets de diffraction qu'il engendre. Un montage inverse est réalisé pour obtenir l'effet isolé des ondes géométriques (fig.3). Le champ réfracté total est représenté sur la figure 1. Pour chaque fréquence étudiée, le niveau de pression mesuré au ras de l'eau et à l'aplomb de la source est de 118dB à  $\pm 0,5dB$ . Nous montrerons ici, les résultats pour quelques profondeurs seulement.

### 2.3.a. Champ réfracté total.

L'analyse du champ réfracté total montre une bonne concordance entre les valeurs mesurées et calculées. Nous retrouvons bien une zone d'interférences, conformément aux valeurs théoriques, allant jusqu'à une profondeur de 7,5cm pour  $f=5kHz$  et 10cm pour  $f=3kHz$ . L'écart des valeurs obtenues est en moyenne inférieur à  $\pm 2dB$ , sauf dans la zone d'interférences où nous trouvons  $\pm 4dB$ . Ces régions où les valeurs varient très brusquement se trouvent sensibilisées aux moindres variations apportées par les instruments de mesures (hydrophone plus support).

En résumé, la présence des interférences souligne bien l'existence des ondes latérales, conformément à l'analyse des résultats théoriques. A de grandes profondeurs et une distance radiale supérieure à 30cm, nous n'obtenons plus

d'interférences, ce qui est normal car seule l'onde géométrique est prépondérante.

### 2.3.b. Etude séparée des champs.

Champ latéral: De façon générale les résultats théoriques et expérimentaux sont en parfait accord. Pour de faibles profondeurs ( $d < 5cm$ ), les écarts observés sont inférieurs à  $\pm 3dB$ . A partir de 7,5cm l'écart devient de l'ordre de 8dB à 3kHz et 10dB à 5kHz (effet de diffraction du disque).

Champ géométrique: L'étude du champ géométrique montre des écarts entre valeurs théoriques et expérimentales de l'ordre de  $\pm 2dB$  pour une distance radiale inférieure à la zone critique (c'est à dire  $r < 23cm$ ) et à faibles profondeurs ( $d < 20cm$ ). L'écart devient de l'ordre de +6dB dans les autres cas. Ceci est dû à l'effet de diffraction joué par l'ouverture circulaire dans le plan absorbant.

## 3- Conclusion.

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 avec l'expérience. Cette approximation ne pourra plus être utilisée pour une source émettant en régime transitoire. En effet, en fonction de la fréquence de la source, les amplitudes des deux types d'onde s'écrivent sous la forme:

$$|\Psi_{géo}(M)| = A_{géo}(M) + \varepsilon(M) \quad \text{où} \quad \varepsilon(M) = o(1/k_1 r),$$

$$|\Psi_{lat}(M)| = A_{lat}(M) \exp[-k_1 z \sqrt{\sqrt{r^2 + h^2} - n^2}],$$

(en intégrant le reste dans  $A_{lat}(M)$ ).

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

En régime transitoire, l'étude théorique et numérique du champ de pression total a pu être effectuée de façon exacte grâce à l'utilisation de la transformée en ondelettes [6,7].

### Références.

- [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), 292-302.
- [3] D. H. Towne, Pulse Shape of Totally Reflected Plane waves as a limiting case of the Cagniard solution for Spherical waves, J.Acoust.Soc.Am., **44** (1), (1968), 77-83.
- [4] Urlick, R., J., Noise Signature of an Aircraft in Level Flight over a Hydrophone in the Sea, J.Acoust.Soc.Am., **52**, (1972), 993-999.
- [5] G. Saracco, Transmission acoustique à travers le dioptré air-eau, J.Acoust., **1**, 1988, 71-80.
- [6] G. Saracco, A. Grossmann, P.Tchamitchian, 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), déc 1987, Springer-Verlag, à paraître.
- [7] G. Saracco, P. Tchamitchian, A study of acoustic transmission of transient signal in an homogeneous with the help of the wavelet transform. Application to an air-water plane interface, (Electromagnetic and Acoustic scattering. Detection and Inverse Problems), juin 1988, World-Scientific.

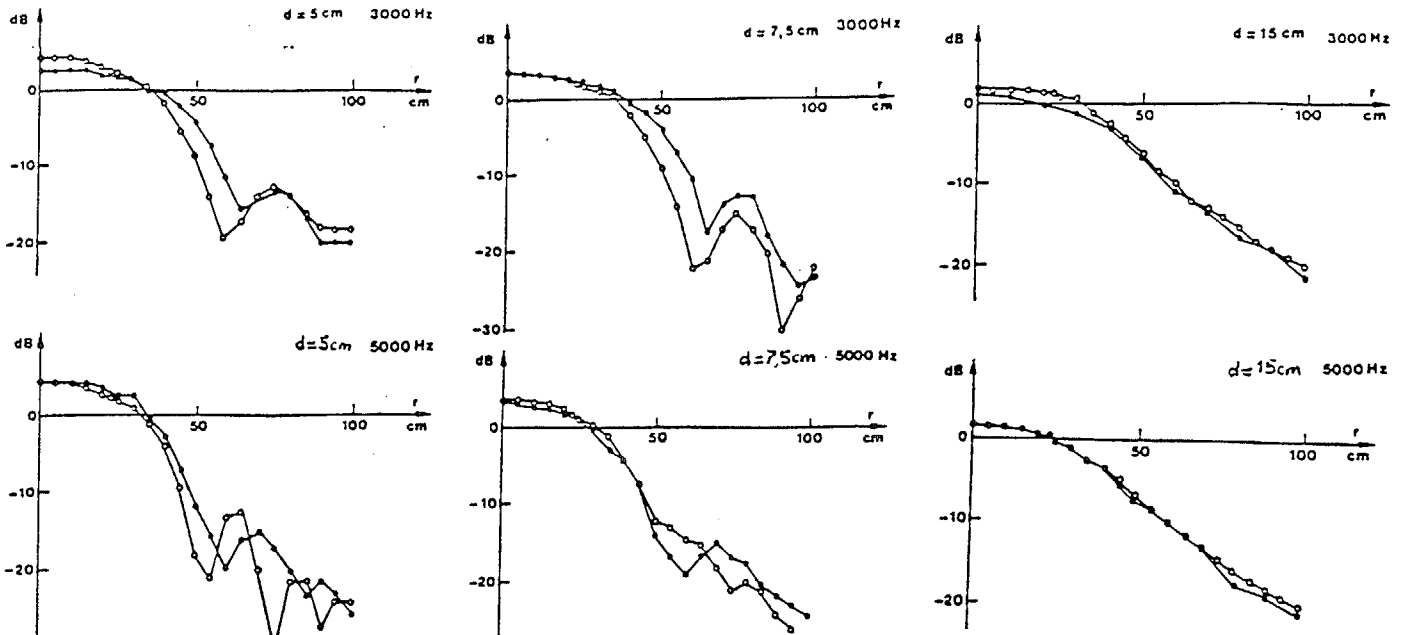


Figure 1: Champ réfracté total: expérimental -●-, théorique -○-

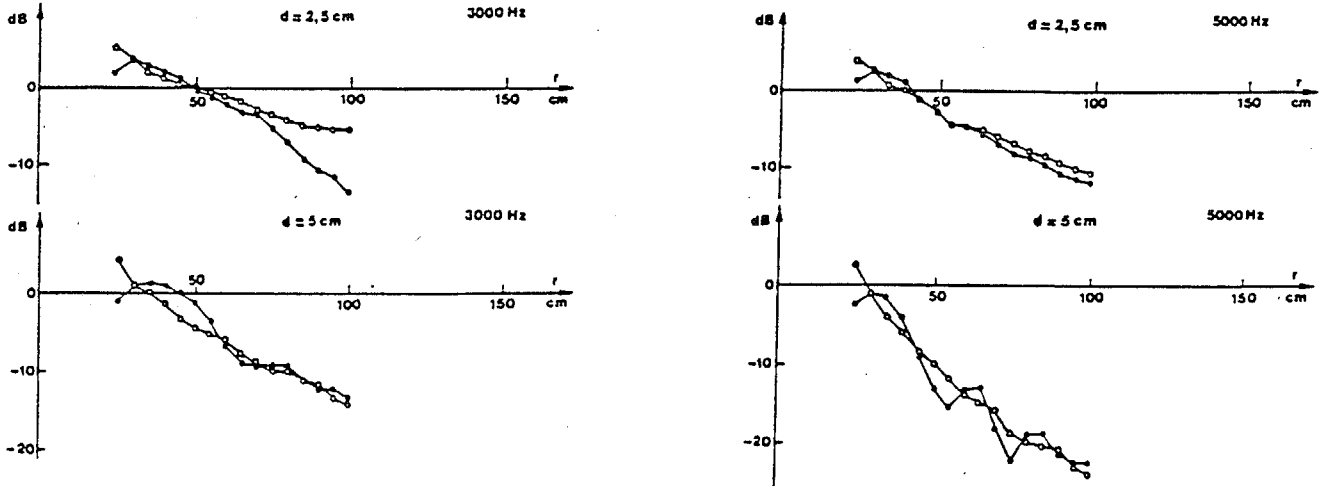


Figure 2: Contribution latérale: expérimental -●-, théorique -○-

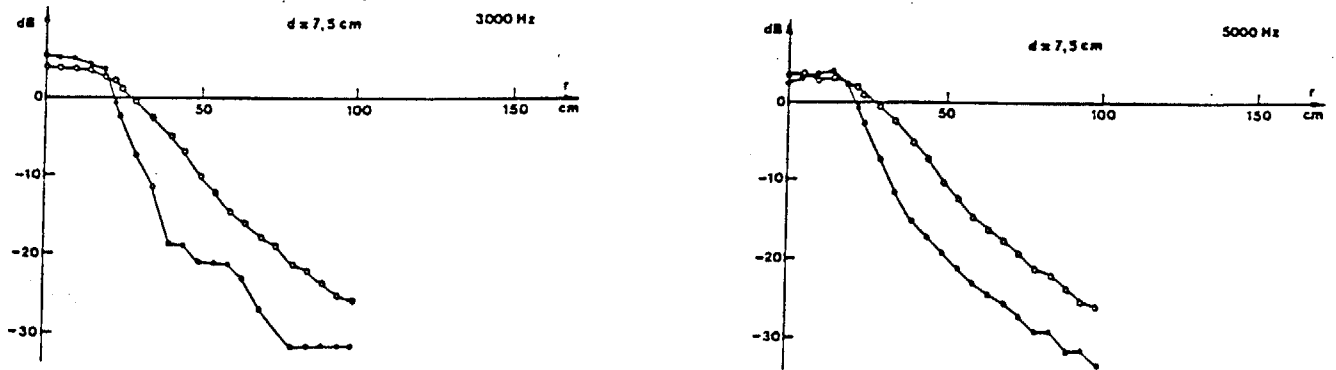


Figure 3: Contribution géométrique: expérimental -●-, théorique -○-

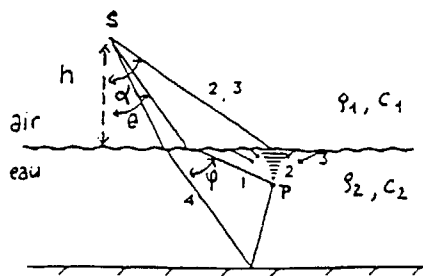
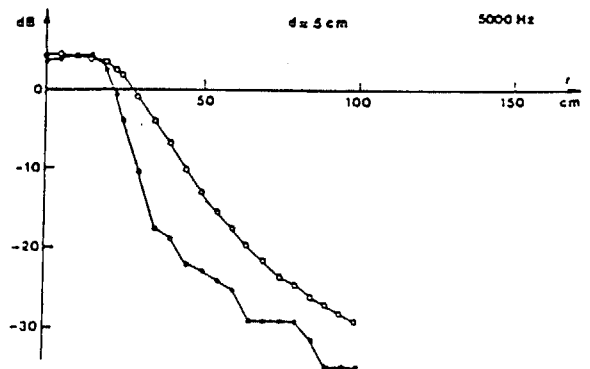


Fig. 4: Contributions des différents trajets de l'onde au point d'observation P (hydrophone). trajet de 1) l'onde géométrique; 2) l'onde latérale; 3) l'onde diffusée; 4) après réflexions.