PRISE EN COMPTE DES EFFETS DE DIFFUSION PAR LA SURFACE ET PAR LE FOND EN ACOUSTIQUE SOUS-MARINE

Robert LAVAL et Annie LELARGE

Société AERO, 3, Avenue de l'Opéra 75001 PARIS

RESUME

Les effets de diffusion du son par les frontières peuvent être pris en compte dans les modèles de propagation en acoustique sous-marine si l'on peut définir pour la surface et pour le fond un "index de diffusion bistatique ondes planes" pour chaque combinaison possible de l'angle d'incidence et de l'angle de rediffusion. La théorie d'ECKART, basée sur l'approximation de KIRCHHOFF, peut être utilisée pour calculer l'index de surfaces faiblement ondulées. Pour une direction donnée de l'onde incidente, l'index de diffusion peut être décomposé en deux parties : un coefficient de réflexion cohérent qui est associé à un Dirac dans la direction spéculaire et une fonction continue qui donne la distribution angulaire de l'énergie en fonction de la direction. La théorie n'est pas valable pour les faibles angles de rasance. Dans ce cas, il est possible de construire des fonctions "vraisemblables" en utilisant une méthode d'extrapolation spécialement conçue pour respecter les conditions de conservation de l'énergie, de réciprocité et de symétrie.

L'application de cette fonction de diffusion bistatique dans un modèle de rayon permet de calculer le coefficient de pertes (ou de gain) par diffusion, la fonction de diffusion angulaire et la fonction de cohérence spatiale pour tous les trajets sonores qui sont réfléchis par la surface ou par le fond.

Dans un modèle de modes il peut être utilisé pour calculer une matrice de couplage intermodale.

SUMMARY

Sound scattering effects at the boundaries can be taken into account in underwater sound propagation models provided a "plane wave bistatic scattering index" can be defined for the surface and the bottom for each possible combination of the incident and scattering directions. ECKART theory, based on KIRCHHOFF approximation, can be used to calculate index laws of relatively smooth surfaces. For a given direction of the incident wave, the scattering index can be split up into two parts : the specular direction and a continuous function describing the angular distribution of the incoherent energy as a function of the scattering direction. For low grazing angles, where the theory is not valid, "likely" results can be reconstructed by using a numerical extrapolation method specially designed to respect the conditions of energy conservation, reciprocity and symmetry.

Application of this bistatic scattering function in ray models allows scattering loss (or gain) coefficient, scattering function and the spatial coherence function to be computed for the paths which are reflected by the surface and/sor the bottom.

In mode models, it can be used to compute the mode coupling matrix.

INTRODUCTION

La rugosité de la surface et du fond engendrent des phénomènes de diffusion qui peuvent modifier profondément les conditions de propagation en acoustique sous-marine, au niveau de la distribution spatiale de l'énergie (pertes de propagation) aussi bien qu'au niveau de la structure fine du champ sonore (cohérence spatiale et temporelle) cette dernière pouvant avoir une influence importante dans les problèmes de traitement du signal.

Pour pouvoir prendre en compte de façon réaliste l'influence de la rugosité des frontières dans les modèles de propagation on doit pouvoir disposer pour chacune d'elles d'une fonction dite "Index de diffusion bistatique ondes planes" qui caractérise complètement les propriétés statistiques de la diffusion en champ lointain.

Un certain nombre de travaux théoriques permettent en principe de déduire cette fonction des propriétés statistiques de la surface par exemple la théorie d'ECKART a servi de base à de nombreux travaux, dont ceux de BECKMAN et SPIZZICHINO [1] [2].

Cette théorie repose cependant sur des approximations qui ne sont pas valables pour les faibles angles de rasance, domaine dans lequel il se produit des phénomènes d'ombres et de trajets multiples. Or le domaine des faibles angles de rasance est précisément celui qui présente un intérêt pour la propagation en acoustique sous-marine.

Faute de pouvoir disposer d'un modèle théorique valable, nous allons définir une méthode permettant de générer des fonctions "vraisemblables".Nous indiquerons ensuite comment ces fonctions reconstruites peuvent être utilisées dans des modèles de propagation basés sur la théorie des rayons ou sur la théorie des modes.

1.- DEFINITION DE L'INDEX DE DIFFUSION BISTATIQUE

Pour définir cet index, on considère un élément de la surface diffusante dont la surface ΔS est grande devant la dimension des inhomogénéités et devant la longueur d'onde.

On suppose que la surface est insonifiée par une onde plane monochromatique qui se propage dans la direction définie par le vecteur unitaire $\vec{\theta_1}$.

Le champ diffusé par l'élément ΔS est décomposé en ondes planes élémentaires de directions $\vec{\theta_2}$. L'index de diffusion bistatique

$$R\,(\vec{\theta_1}, \vec{\theta_2})$$

caractérise la densité angulaire (ou le "spectre de puissance angulaire") de l'intensité sonore diffusée par l'élément de surface en fonction de la direction de rediffusion $\vec{\theta_2}$ lorsque la surface est insonifiée par une onde plane de direction $\vec{\theta_1}$. Pour obtenir une fonction dans dimensions, ΔS est ramené à l'unité de surface (1 m^2) et l'intensité de l'onde incidente à l'unité (1 watt/m^2).

Les directions $\vec{\theta_1}$ et $\vec{\theta_2}$ peuvent être définies par leurs cosinus directeurs α, β, γ dans un système de coordonnées rectangulaires où la surface diffusante sera confondue avec le plan xOy, l'axe Oz étant la profondeur (pour la surface de la mer) ou l'élévation (pour le fond), ou par les deux angles caractéristiques de la géométrie sphérique, l'angle de rasance θ fait par $\vec{\theta}$ avec le plan horizontal xOy et l'angle φ, entre la projection de $\vec{\theta}$ sur le plan horizontal et l'axe Ox.

Avec ces conventions, on a les relations suivantes entre les cosinus directeurs et les angles θ et φ de $\vec{\theta_1}$ et $\vec{\theta_2}$:

$$\alpha_1 = \cos\theta_1 \cos\varphi_1 \qquad \alpha_2 = \cos\theta_2 \cos\varphi_2$$

$$\beta_1 = \cos\theta_1 \sin\varphi_1 \qquad \beta_2 = \cos\theta_2 \sin\varphi_2$$

$$\gamma_1 = -\sin\theta_1 \qquad \gamma_2 = \sin\theta_2$$

2.- PROPRIETES GENERALES DE R (θ_1, θ_2)

Pour une surface de propriétés statistiques données et une fréquence f donnée R ($\vec{\theta_1}$, $\vec{\theta_2}$), peut s'exprimer en fonction des quatre variables (θ_1, φ_1, θ_2, φ_2)

Dans le cas général, cet index se décompose en deux parties :

$$R(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = \sin\theta_1 \Gamma\,(\theta_1)\delta(\theta_2-\theta_1, \varphi_2-\varphi_1) + \tilde{R}\,(\theta_1,\varphi_1, \theta_2, \varphi_2)$$

Le premier terme correspond à la fraction d'énergie réfléchie dans la direction spéculaire :

$\delta(\theta_2 - \theta_1, \varphi_2 - \varphi_1)$ représentant un Dirac dans l'espace θ_2, φ_2. $\Gamma\,(\theta_1)$ est le "coefficient de réflexion spéculaire" compris entre 0 et 1. $\sin\theta_1$ est le flux d'énergie incidente intercepté par une surface de 1 m^2.

Le deuxième terme $\tilde{R}$ est une fonction continue de θ_2 et de φ_2 qui caractérise la distribution angulaire (le diagramme de directivité) de l'intensité acoustique incohérente diffusée par l'élément de surface dans le champ lointain.

Conservation de l'énergie

Si la surface diffusante n'absorbe aucune énergie (c'est bien le cas pour la surface de la mer mais pas pour le fond) la conservation de l'énergie implique que :

$$\iint R\,(\theta_1,\varphi_1,\theta_2, \varphi_2) \cos\theta_2 d\theta_2\, d\varphi_2 = \sin\theta_1 [\, 1 - \Gamma(\theta_1)]$$

Réciprocité

La condition de réciprocité se traduit par :

$$\tilde{R}\,(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = \tilde{R}\,(\theta_2, \pi+\varphi_2, \theta_1, \pi+\varphi_1)$$

Symétrie

Si la distribution des pentes de la surface le long d'une direction quelconque est symétrique , on aura en plus :

$$R\,(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) = R\,(\theta_2, \varphi_1, \theta_1, \varphi_2)$$

Décomposition du terme incohérent

Si l'on choisit les axes de façon que $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \varphi$, on peut toujours décomposer R en un produit de deux fonctions :

$$R\,(\theta_1, \theta_2, \varphi) = R'\,(\theta_1, \theta_2)\, R''\,(\varphi, \theta_1, \theta_2)$$

où R' (θ_1, θ_2) représente la distributtion de l'énergie diffusée en fonction de la variable θ_2 et R" (φ, θ_1, θ_2) peut être interprété comme la fonction d'étalement en φ de l'énergie diffusée pour un θ_1 et un θ_2 donnés. On a donc :

$$R'\,(\theta_1, \theta_2) = \int_{-\pi}^{\pi} R\,(\theta_1, \theta_2, \varphi) \cos\theta_2 d\varphi$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} R''\,(\varphi, \theta_1, \theta_2) \cos\theta_2\, d\varphi = 1$$

Les conditions de conservation d'énergie de réciprocité et de symétrie appliquées à la fonction R' impliquent :

$$\int R'\,(\theta_1, \theta_2)\, d\theta_2 = [\, 1 - \Gamma\,(\theta_1)] \sin\theta_1 \quad \text{et} \quad R'\,(\theta_1, \theta_2) = R'\,(\theta_2, \theta_1)$$

Etant donné qu'aucune énergie ne traverse la surface, on peut ajouter la 3ème condition suivante :

R' (θ_1, θ_2) = 0 pour $\theta_2 \leq 0$.

3 - CALCUL DE R (θ1, θ2) PAR LA THÉORIE D'ECKART

La théorie d'ECKART permet de calculer R ($\vec{\theta_1}$, $\vec{\theta_2}$) si l'on connaît la fonction d'autocorrélation spatiale :

$$\rho(\delta x, \delta y) = \langle z(x+ \delta x\,,\, y + \delta y)\, z\,(x, y) \rangle$$

où z (x,y) est l'équation de la surface à un instant donné.

Si on admet de plus que la d.d.p. de la hauteur z est gaussienne, elle conduit aux résultats suivants :

. Le coefficient de réflexion spéculaire est égal à :

$\Gamma\,(\theta_1) = e^{-g}$

avec :

$g = [\, 2\, k\, \sigma \sin\theta_1]^{\,2}$

où k est le nombre d'onde et σ est l'écart-type de z.

La fonction de diffusion angulaire $\tilde{R}$ prend une forme simple dans les deux cas extrêmes où g << 1 et g >> 1. Dans ce dernier cas, elle ne dépend que de la distribution des pentes de la surface.

Pour g << 1 :

$$R = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 g e^{-g} F^2 S\, [\, K_x = k\,(\alpha_1 - \alpha_2),\, K_y = k\,(\beta_1 - \beta_2)]$$

où S (K_x, K_y) est le spectre de nombre d'onde de la surface, transformée de FOURIER à deux dimensions de $\rho(\delta x, \delta y)$ et F est un facteur géométrique :

$$F = \frac{1 - \alpha_1\alpha_2 - \beta_1\beta_2 - \gamma_1\gamma_2}{\gamma_2 - \gamma_1}$$

Pour g >> 1, $\Gamma\,(\theta_1)$ --> 0 (diffusion totalement incohérente) :

$$R = \frac{F^2}{(\gamma_2 - \gamma_1)^2}\, p' \left[z'_x = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\gamma_2 - \gamma_1},\, z'_y = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\gamma_2 - \gamma_1} \right]$$

où p' [z'_x, z'_y] est la d.d.p. à deux dimensions des pentes de la surface, laquelle peut se déduire de $\rho\,(\delta x, \delta y)$.

On se trouve alors dans les conditions de validité de l'acoustique géométrique : le résultat est indépendant de la fréquence et la fonction de diffusion ne dépend que de la distribution des pentes de la surface. L'expression reste valable même si la d.d.p. de z n'est pas gaussienne.

Si l'on adopte, par exemple, une fonction d'autocorrélation gaussienne à deux dimensions de la forme :

$$\rho\,(\delta x, \delta y) = \sigma^2\, e^{-\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\delta x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\delta y}{L_y}\right)^2 + 2\rho\,\frac{\delta x\, \delta y}{L_x L_y}\right]}$$

où L_x et L_y représentent les distances de corrélation dans les directions Ox et Oy et ρ le coefficient d'intercorrélation, on obtient les expressions suivantes, pour les composantes R' et R" de R (en utilisant quelques approximations valables tant que $\varphi << 1$).

Pour g >> 1 :

$$R' = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}}\,\frac{L_x}{\sigma}\,\sin\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\left[\frac{1}{\cos^3\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}}\; e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{L_x}{\sigma}\right)^2 \mathrm{tg}^2\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}}\right]$$

$$R'' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\,(1-\rho^2)}}\,\frac{L_y}{\sigma}\,\frac{1}{(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)}\;.$$

$$e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{1}{\sqrt{1-\rho^2}}\,\frac{L_y}{\sigma}\,\frac{\cos\theta_2}{(\sin\theta_1 + \sin\theta_2)}\right]^2\left[\varphi + \rho\,\frac{L_x}{L_y}\,\mathrm{tg}\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right]^2}$$

Pour g << 1 :

$$R' = \frac{4}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-g} k^3 \sigma^2 L_x \sin^4\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\;.$$

$$e^{-\frac{1}{2}\left[2\,kL_x \sin\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}\right]^2 \sin^2\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}}$$

$$R'' = \frac{1}{\sqrt{2\pi\,(1-\rho^2)}}\,kL_y\, e^{-\frac{1}{2}\left[\frac{kL_y \cos\theta_2}{\sqrt{1-\rho^2}}\right]^2\left[\varphi + \rho\,\frac{L_x}{L_y}\,\sin\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right]^2}$$

4.- PROPRIÉTÉS DES EXPRESSIONS OBTENUES

L'observation des expressions ci-dessus amène un certain nombre de remarques qui conservent un caractère général indépendant de la fonction de corrélation choisie pour la surface :
R' se décompose lui-même en un produit de deux fonctions :

. Une fonction paire de $(\theta_1 - \theta_2)/2$ dont la valeur maximum est égale à 1 pour $\theta_1 - \theta_2 = 0$.
et dont la "largeur effective" est égale à :

$$\Delta\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right) = \frac{\sigma}{L_x} \qquad \text{pour } g >> 1 \text{ et à :}$$

$$\Delta\left(\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}\right) = \frac{1}{2k\,L_x \sin\frac{\theta_1 + \theta_2}{2}} \qquad \text{pour } g << 1$$

. Une fonction de $\theta_1 + \theta_2$ qui donne la densité d'énergie renvoyée dans la direction $\theta_2 = \theta_1$

Si l'on veut représenter R' (θ_1, θ_2) dans l'espace à 3 dimensions, on obtient une surface symétrique par rapport au plan vertical diagonal $\theta_1 = \theta_2$. Les sections à $\theta_1 + \theta_2$ constantes sont des courbes en cloche symétriques en $\theta_1 - \theta_2$ dont la hauteur maximum est croissante lorsque $\theta_1 + \theta_2 /2$ varie de 0 à $\pi/2$. Par contre, une section à $\theta_1 = C^{te}$, coupant la ligne de crêtes de façon oblique est nécessairement dissymétrique et son maximum se trouve déporté vers une valeur de θ_2 supérieure à θ_1.
On notera également que les formules obtenues donnent une intensité qui déborde à l'extérieur du quadrant des valeurs positives de θ_1 et θ_2, comme si une partie de l'énergie sonore "traversait" la surface lorsque l'angle d'incidence θ_1 est inférieur à une certaine valeur.
L'intégrale de conservation d'énergie définie au paragraphe 2 est d'ailleurs toujours vérifiée (aux approximations près qui ont été introduites dans les formules) à condition d'étendre les limites d'intégration en θ_2 de $-\pi/2$ à $+\pi/2$et de compter comme négative l'intensité calculée pour $\theta_2 < -\theta_1$. Mais cette intégrale n'a plus aucun sens physique.

Quant à R", le produit R" cos θ_2 est une fonction de Gauss de la variable φ. dont l'intégrale est bien égale à 1.
Si $\rho \neq 0$ (ce qui se produit lorsque la direction des vagues est oblique par rapport à celle de l'onde incidente) cette fonction n'est pas centrée, mais a une valeur moyenne égale à :

$$\varphi_0 = -\rho\,\frac{L_x}{L_y}\,\mathrm{tg}\,\frac{\theta_1 - \theta_2}{2}$$

5.- GÉNÉRATION DE FONCTIONS VRAISEMBLABLES POUR LES FAIBLES ANGLES DE RASANCE

L'expression de R obtenue à partir de la théorie d'ECKART respecte donc l'ensemble des conditions définies au paragraphe 2 à l'exception de la troisième, puisque, pour les faibles angles de rasance θ_1, la fonction de θ_2, déborde dans le domaine des angles négatifs.

Pour résoudre cette difficulté, on adopte une stratégie de calcul fondée sur le principe suivant :

1) On conserve l'expression obtenue pour la partie spéculaire..

2) On ne modifie pas l'expression de R" $(\varphi/\theta_1, \theta_2)$ qui ne pose pas de problème quant aux conditions énoncées.

3) Pour R'(θ_1, θ_2), on conserve les résultats calculés dans tout le domaine des θ_1 pour lequel la fraction d'énergie diffusée vers les θ_2 négatifs est négligeable.

4) On développe une méthode d'extrapolation qui permet de prolonger la loi des R' (θ_1, θ_2) vers les faibles angles de rasance en respectant toutes les conditions de conservation d'énergie, réciprocité et symétrie, sans déborder dans le domaine des θ_1 et θ_2 négatifs.

On peut utiliser pour cela différentes méthodes de calcul numériques.

Par exemple, on part d'une approximation par défaut de R' (θ_1, θ_2) : $\mathbf{R}(\theta_1, \theta_2)$. Cette fonction doit être symétrique, nulle pour $\theta_1 \leq 0$ ou $\theta_2 \leq 0$, égale à R' (θ_1, θ_2) dans tout le domaine des θ_1 pour lesquels la fraction d'énergie diffusée vers les θ_2 négatifs est négligeable. On applique ensuite la transformation T :

$$T\mathbf{R}(\theta_1, \theta_2) = R'(\theta_1, \theta_2) + \frac{1}{X}\,.\,((1 - \Gamma(\theta_1))\,.\,\sin\theta_1 - u(\theta_1)).\,((1 - \Gamma(\theta_2))\sin\theta_2 - u(\theta_2))$$

où :

$$u(\theta) = \int R'(\theta, \theta')\,\partial\theta'$$

$$C = \int ((1 - \Gamma(\theta)).\,\sin\theta - u(\theta)).\,\partial\theta$$

On vérifie en effet aisément que $\mathbf{TR}(\theta_1, \theta_2)$ est symétrique, vérifie la condition de conservation de l'énergie, et coïncide avec $R'(\theta_1, \theta_2)$ dans tout le domaine des θ pour lesquels la fraction d'énergie diffusée vers les θ_2 négatifs est négligeable.

Quelle que soit la méthode de calcul utilisée, les conditions imposées à la fonction $R'(\theta_1, \theta_2)$ ainsi reconstruite sont suffisamment contraignantes pour que l'on puisse penser que le résultat soit très proche de ce que l'on obtiendrait avec une théorie "exacte". Une analyse théorique de la diffusion aux faibles angles de rasance pourrait cependant permettre d'améliorer le calcul de la partie spéculaire $\Gamma(\theta_1)$ avant d'entreprendre le calcul de $R''(\theta_1, \theta_2)$ par la méthode indiquée.

6.- PRISE EN COMPTE DE LA SURFACE DANS UN MODELE DE RAYONS

La fonction $R(\vec{\theta_1}, \vec{\theta_2})$ peut être utilisée dans le contexte d'un modèle de propagation basé sur la théorie des rayons pour calculer les valeurs ou fonctions suivantes :

- La perte de propagation associée à un trajet réfléchi par la surface (ou par le fond) entre une source et un récepteur.

Pour cela, il faut traiter séparément la partie spéculaire et la partie diffusée. Pour la partie spéculaire, il suffit de multiplier l'intensité calculée pour une surface parfaitement réfléchissante par le coefficient de réflexion spéculaire :

$$\Gamma = e^{-[2 k\sigma \sin\theta_0]^2}$$

où θ_0 est l'angle de rasance du rayon réfléchi avec la surface.

Pour la partie diffusée, on peut découper la surface en rectangles élémentaires et calculer l'intensité diffusée par l'intégrale :

$$I_D = \iint \frac{\tilde{R}(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2)}{PP_1 . PP_2}\, dx\, dy$$

Soit $D(\theta_r, \varphi_r)$, où θ_r, et φ_r représentent les angles de site et de gisement d'arrivée des rayons au récepteur. On a alors :

$$I_D = \iint D(\theta_r, \varphi_r) \cos\theta_r \, d\theta_r \, d\varphi_r$$

Le changement de variable de x, y à θ_r, φ_r fait disparaître le terme en PP_2, sachant que :

$$PP_2 = r_2 \frac{dr_2}{d\theta_r} \frac{\sin\theta_2}{\cos\theta_r}$$

où r_2 est la distance horizontale entre l'élément de surface et le récepteur.

On obtient ainsi :

$$D(\theta_r, \varphi_r) = \frac{1}{PP_1} \frac{\tilde{R}(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2)}{\sin\theta_2}$$

où ne figure plus le terme PP_2..

Dans la mesure où l'étalement en φ_2 reste faible on adoptera l'approximation :

$$\tilde{R}(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2) \approx \tilde{R}(\theta_1, 0, \theta_2, \varphi_2 - \varphi_1)$$
$$= R'(\theta_1, \theta_2)\, R''(\varphi_2 - \varphi_1, \theta_1, \theta_2)$$

Les angles de rasance θ_1 et θ_2 des rayons qui relient l'élément de surface à la source (pour θ_1) et au récepteur (pour θ_2) ainsi que les pertes de propagation PP_1 entre la source et l'élément de surface et PP_2 entre l'élément de surface et le récepteur seront préalablement calculés par le modèle de rayon. Le calcul des angles φ_1 et φ_2 est immédiat.

La fonction de cohérence spatiale du champ sonore diffusé au voisinage du point récepteur peut se déduire de $D(\theta_r, \varphi_r)$ par transformation de FOURIER [3] , [4].

Si la source et le récepteur sont directifs, leurs diagrammes de directivité peuvent être pris en compte dans le calcul de PP_1 et PP_2.
Le rapport entre l'intensité totale au récepteur (partie spéculaire plus partie diffusée) et l'intensité calculée pour une surface parfaitement réfléchissante représente la perte ou le gain dû à la rugosité, la conservation de l'énergie exigeant que les zones de pertes soient compensées par des zones de gain.

7.- PRISE EN COMPTE DE LA SURFACE DANS UN MODELE DE MODES

Les phénomènes de diffusion se traduisent par des échanges d'énergie entre les modes, que l'on peut caractériser par une matrice de couplage T_{mn}, laquelle définit la fraction d'énergie qui est transférée du mode m au mode n par unité de distance parcourue.

A chaque mode n correspond une vitesse de phase v_n à laquelle on peut également associer un rayon dont la "longueur d'arche" $L(v_n)$, l'angle de rasance à la surface $\theta_S(v_n)$ et l'angle de rasance au fond $\theta_F(v_n)$peuvent être facilement calculés. Un calcul approché simple permet de déduire la matrice T_{mn} de la connaissance des index de diffusion bistatique $R'_S(\theta_1, \theta_2)$ et $R'_F(\theta_1, \theta_2)$ de la surface et du fond et des fonctions $L(v_n)$, $\theta_S(v_n)$ et $\theta_F(v_n)$. Introduite dans un modèle de mode cette matrice sera utilisée pour redistribuer l'énergie entre les modes à des intervalles de distance régulièrement espacés d'un incrément ΔX. ΔX sera choisi pour que les échanges d'énergie correspondants à cette distance restent suffisamment faibles pour que l'on puisse négliger les effets de diffusion multiples. Les résultats obtenus sont parfois surprenants. Pour certaines combinaisons de profils de célérité et d'immersion de la source et du récepteur, l'introduction des effets de diffusion par la surface ou par le fond peut se traduire par une diminution des pertes de propagation.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué dans le cadre de contrats exécutés pour la DRET et le GERDSM.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] ECKART - The scattering of sound from the sea surface JASA - Vol. 25 - p. 566 - 570 (1953)

[2] BECKMANN et SPIZZICHINO - The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces PERGAMON PRESS (N.4) (1963)

[3] LAVAL (R.) Cohérence spatio-temporelle et fonction de diffusion généralisée.
6ème Colloque GRETSI, avril 1977, conférence n°8

[4] LAVAL (R.) et LABASQUE (Y.) - Medium Inhomogeneities and Instabilities : Effects on Spatial and Temporal Processing. NATO Advanced Study Institute on Signal Processing. Kollekolle, Août 1980 - Publié par D. Reidel