CALCUL DE LA STRUCTURE ANGULAIRE DU BRUIT SOUS-MARIN AVEC RÉFLEXIONS MULTIPLES SUR LA HOULE

M. Galaktinov

► To cite this version:

M. Galaktinov. CALCUL DE LA STRUCTURE ANGULAIRE DU BRUIT SOUS-MARIN AVEC RÉFLEXIONS MULTIPLES SUR LA HOULE. Journal de Physique IV Proceedings, 1992, 02 (C1), pp.C1-949-C1-952. 10.1051/jp4:19921207 . jpa-00251173

HAL Id: jpa-00251173

<https://hal.science/jpa-00251173>

Submitted on 1 Jan 1992

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

CALCUL DE LA STRUCTURE ANGULAIRE DU BRUIT SOUS-MARIN AVEC RÉFLEXIONS MULTIPLES SUR LA HOULE**M.U. GALAKTINOV***N.N. Andreev Institute of Acoustics, Shvernika 4, 117036 Moscow, USSR***Résumé:**

Une solution numérique de l'équation de transfert d'intensité des bruits sous-marins provenant de sources situées en surface, avec réflexions multiples sur la surface en présence de houle, est présentée dans l'article. Des exemples de simulations numériques sont montrés pour divers états de mer et divers types de profil de célérité.

Abstract:

This paper deals with a numerical solution for the intensity transfer of underwater noises originated from surface sources after multiple reflections on a swelly surface. Digital simulations have been conducted for various sea states and various velocity profiles. Several examples are shown.

1. Introduction

En utilisant la théorie de transfert de rayonnement (TTR), dont l'efficacité pour des tâches hydroacoustiques a été maintes fois prouvée [1], [2], [3] nous pouvons calculer la structure angulaire du bruit sous-marin créé à la surface, avec réflexions multiples sur la houle, ce qui représente l'exemple d'une surface aléatoire perturbée à diverses échelles. Prenons comme modèle un guide d'ondes régulier, à profondeur constante H , où la célérité d'ondes ne dépend que d'une seule variable, la profondeur z : $c=c(z)$. De quelques Hertz à quelques kilo-Hertz, le bruit sous-marin est créé par des sources de types divers, mais presque toutes se réunissent auprès de la surface. Citons, en particulier, certaines sources telles que le vent, l'implosion des bulles d'air, les processus non-linéaires de destruction des vagues, le trafic maritime éloigné,...

Si l'on s'intéresse aux problèmes de propagation, on peut admettre que toutes les sources de bruit, qui n'existent que dans une couche fine près de la surface libre parfaitement molle, ont un caractère aléatoire et sont indépendantes; c'est-à-dire, les rayons de corrélation spatiale (δ -corrélation) ou temporelle sont infiniment petits. Si l'on prend en considération cela, il est naturel d'utiliser l'approche de TTR pour obtenir un modèle mathématique du champ de bruit sous-marin.

2. Modélisation

La géométrie du problème est décrite dans la figure 1: notons θ, φ les deux angles d'un système sphérique dont l'axe polaire coïncide avec le vecteur normal à une surface élémentaire infiniment petite $d\sigma$. Soit $m_s(\theta, \theta_0, \varphi, \varphi_0)$ le coefficient de diffusion

du son par lequel s'exprime [2] le flux d'énergie $dW(\theta, \varphi)$, diffusé dans la direction (θ, φ) , à un certain point d'observation, se trouvant à une distance r de $d\sigma$:

$$dW(\theta, \varphi) = I_0(\theta_0, \varphi_0) m_s(\theta, \theta_0, \varphi, \varphi_0) d\sigma / r^2$$

avec $I_0(\theta_0, \varphi_0)$ flux d'énergie en provenance de la direction (θ_0, φ_0) .

Par définition, l'intensité de rayonnement du champ diffusée est: $I(\theta, \varphi) = dW(\theta, \varphi) / d\Omega$,

où $d\Omega = d\sigma \sin\theta$ est l'angle solide sous lequel on voit $d\sigma$ du point d'observation. Par conséquence:

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta_0, \varphi_0) m_s(\theta, \theta_0, \varphi, \varphi_0) / \cos\theta \quad (1)$$

Dorénavant, on considère que la distribution des sources de bruit et la surface libre elle-même sont isotropes et homogènes dans le plan horizontal. Dans ce cas, le coefficient $m_s(\theta, \theta_0, \varphi, \varphi_0)$ ne dépend que de la différence des angles φ et φ_0 :

$$m_s = m_s(\theta, \theta_0, \varphi - \varphi_0),$$

et les sources aléatoires du son, sont pleinement définies au sens stochastique par un spectre $S(\theta, \omega)$ (pour simplifier, nous omettrons la dépendance de ω). Comme règle, l'hypothèse admise sur $S(\theta)$ est la suivante:

$$S(\theta) = \cos^{2m-1}\theta, \quad m \geq 0. \quad (2)$$

En raison de la symétrie, l'intensité angulaire du champ sonore créé par une telle distribution de sources de bruit N_0 près de la surface doit être, elle aussi, fonction d'une seule variable qui est l'angle θ : $N_0 = N_0(\theta)$. Notons $V_c(\theta)$ le coefficient de réflexion cohérente sur la surface libre, $V_b(\theta)$ le coefficient de réflexion par le fond, β le coefficient d'extinction exponentielle due à l'absorption de l'énergie des ondes dans l'eau. En se basant sur la loi de la conservation d'énergie et la méthode de TTR on peut, selon [2], écrire l'équation de transfert d'intensité (ETI) dans le cas considéré.

Pour y procéder, exprimons en un point du guide d'onde proche de la surface libre $(x_1, +0)$, l'intensité du champ se propageant dans une direction quelconque θ en tant que somme d'intensités provenant:

- des sources près de la surface libre au-dessus du point d'observation,
- de celles dues à des rayons réfléchis par la surface en d'autres points $(x_2, +0)$ avec le même angle θ
- de celles dues à la diffusion dans la direction choisie de l'énergie provenant de toutes autres directions vers la surface:

$$N(\theta; x_1) = s(\theta) + N(\theta; x_2) |V_c(\theta) V_b(\theta) \exp[\beta R(\theta)]|^2$$

$$+ \int N(\theta'; x_2) |V_b(\theta') \exp[\beta R(\theta')]|^2 m_s(\theta, \theta', \varphi - \varphi') \frac{\sin(\theta')}{\cos(\theta)} d\theta' d\varphi'$$

où $R(\theta)$ est la longueur du rayon qui possède un angle θ avec la surface.

Compte tenu de l'isotropie et de l'homogénéité des champs aléatoires, nous aboutissons à une équation du type ETI:

$$N_0(\theta) = s(\theta) + N_0(\theta) |V_c(\theta) V_b(\theta) \exp[\beta R(\theta)]|^2 + \int_0^{\pi/2} N_0(\theta') |V_b(\theta') \exp[\beta R(\theta')]|^2 m_s(\theta, \theta') \frac{\sin(\theta')}{\cos(\theta)} d\theta' \quad (3)$$

$$\text{avec: } m_s(\theta, \theta') = \int_0^{\pi/2} m_s(\theta, \theta', \varphi) d\varphi / 2\pi.$$

Que l'on réécrit comme une équation de Fredholm de seconde espèce:

$$B(\theta) N_0(\theta) = s(\theta) + \hat{M}[N_0](\theta) \quad (3')$$

où $B(\theta) = 1 - |V_c(\theta) V_b(\theta) \exp[\beta R(\theta)]|^2$ et où $\hat{M}$ est l'opérateur intégral suivant:

$$\hat{M}[f](\theta) = \int_0^{\pi/2} f(\theta') |V_b(\theta') \exp[\beta R(\theta')]|^2 m_s(\theta, \theta') \frac{\sin(\theta')}{\cos(\theta)} d\theta'$$

Remarquons qu'en l'absence de réflexions multiples, ($m_s = 0$) l'équation (3) suit une expression connue pour $N_0(\theta)$ [3]:

$$N_0(\theta) = \frac{s(\theta)}{1 - |V_b(\theta) V_c(\theta) \exp[i\beta R(\theta)]|^2} \quad (4)$$

Pour calculer $N_0(\theta)$ à une profondeur z ($0 < z < H$), il faut procéder comme suit:

$$N_0(\theta_z, z) = N_0(\theta) \begin{cases} \exp[-2\beta R_0(\theta, z)], & \theta_z > \pi/2 \\ \exp[-2\beta(R(\theta) - R_0(\theta, z))] |V_b(\theta)|^2, & \theta_z < \pi/2 \end{cases}$$

où θ_z est l'angle correspondant à cette profondeur du rayon qui possède un angle θ par rapport à la surface et $R_0(\theta, z)$ est la longueur du rayon du point d'observation à la surface.

3. Simulations numériques et résultats

La programme ONAS (Ocean Noise Angle Spectrum), résout l'équation (3), pour des directions de diffusion non éloignées de celle du miroir ($\theta = \theta_0$); il utilise la nouvelle méthode de calcul du coefficient de diffusions dite méthode de faibles inclinaisons, ainsi que des méthodes traditionnelles comme la méthode de faibles perturbations, la méthode du plan tangent et la méthode de deux échelles (pour plus de détails voir [4]).

Les figures 2 et 3 montrent quelques résultats de calcul de la structure angulaire du champ de bruit marin pour des valeurs caractéristiques des paramètres: vitesse du vent $v=5$ et 10 m/s, fréquence $f=0.2, 0.5, 1$, et 3 kHz, et des structures de canaux sous-marins de types divers tels que le canal profond (type "A"), le canal peu profond (type "P") et le canal où le minimum de célérité des ondes se trouve sur la surface libre (type "N"). Les lignes pointillées correspondent à une surface parfaitement plane quand on peut se servir de la formule (4).

4. Conclusion

Les résultats obtenus permettent de tirer les conclusions suivantes:

- les réflexions multiples sur la houle peuvent être la cause d'une redistribution angulaire de l'énergie du champ, beaucoup plus sensible dans le cas du canal "N". D'autant plus que l'effet croît avec la fréquence et avec le vent.
- dans le cas des canaux profonds, les réflexions multiples s'expriment comme un accroissement de l'énergie de bruit provenant de directions au-dessus, c'est-à-dire de la surface houleuse. L'accroissement est plus grand pour les directions correspondant aux rayons touchant la surface et presque verticaux.
- il en est de même dans le cas du canal se trouvant sur la surface puisque tout rayon est en contact avec celle-ci: l'effet est plus marqué pour les directions autour de la direction horizontale, il est moins visible pour les directions verticales, et encore moins pour les directions correspondant aux plus longs rayons.

5. Références

- [1] Klatchin B.I., Kourianov B.F. Sur la théorie de dépendance de profondeur des bruits océaniques. Compte-rendus de l'Académie des Sciences de l'URSS, 1981, v.7, N°6 pp. 1483-1487, (en russe).
- [2] Klatchin B.I., Kourianov B.F. Application de la théorie de transfert de rayonnement aux tâches de propagation des bruits océaniques. Dans le recueil d'articles "Problèmes de l'acoustique de l'océan" édité par l'académicien Brekhovskikh L.M. et Dr. Andréeva I.B. Moscou, 1984, c. 16-34, (en russe).
- [3] Acoustique de l'océan. Edité par l'académicien Brekhovskikh L.M. Moscou, 1974, (en russe).
- [4] Galaktinov M.U. Application de nouvelles méthodes de calcul du coefficient de diffusion d'un champ scalaire par une surface perturbée à diverses échelles. Revue acoustique de l'Académie des Sciences de l'URSS, 1991, N°2, (en russe).

Fig.1: Configuration géométrique

Fig.3a: hydro type G, $f=0,5$ kHz, vent: 10 m/s, $\sigma=0,529$ m Fig.2a: hydro type G, $f=1$ kHz, vent: 5m/s, $\sigma=0,132$ m Fig.3b: hydro type N, $f=1$ kHz, vent: 5m/s, $\sigma=0,132$ m Fig.2b: hydro type G, $f=3$ kHz, vent: 5m/s, $\sigma=0,132$ m Fig.3c: hydro type N, $f=3$ kHz, vent: 10m/s, $\sigma=0,529$ m

Figures 2 et 3: spectre angulaire du bruit;

immersion: émetteur à 0m, récepteur à 100 m, axes: vertical linéaire non normalisé, horizontal: angle en degrés (20°/division).