

КРАТКИЕ
СООБЩЕНИЯ

УДК 551.463

О МНОГОКРАТНОМ РАССЕЙЯНИИ ШУМОВ ОКЕАНА

© 1995 г. Б. И. Клячин

Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

117851 Москва, ул. Красикова, 23

Поступила в редакцию 26.01.94 г.

В последнее время в литературе значительное внимание уделяется изучению рассеяния шумов океана [1 - 3]. Чаще всего задача сводится к выводу и решению интегрального уравнения переноса излучения, что не всегда просто. В данной работе предложен другой, более наглядный метод нахождения шумового поля.

Рассмотрим низкочастотное поле шумов слоистого океана, в котором скорость звука у поверхности C_n меньше скорости звука у дна C_d . Пренебрежем вкладом лучей, взаимодействующих с дном. Вертикальный поток мощности с единицы поверхности океана вниз во все другие лучи равен

$$W_1 = 2\pi \int_{\theta'_n}^{\pi/2} J_0 \cos^2 \theta_n \sin \theta_n d\theta_n.$$

Здесь $J_0 \cos \theta_n$ — лучевая интенсивность источника шума на поверхности, θ_n — угол с вертикалью у поверхности. Под углом θ'_n с поверхности выходит луч, касающийся дна. После вычисления интеграла получим

$$W_1 = \frac{2\pi}{3} J_0 \cos^3 \theta'_n = \frac{2}{3} \pi J_0 (1 - (C_n/C_d)^2)^{3/2}.$$

Это есть "усваиваемый" океаническим волноводом поток мощности шума. На звукорассеивающий слой толщиной h , характеризуемый коэффициентом рассеяния единицы объема m , падает \bar{I} средняя по углу лучевая интенсивность шумового поля. Можно считать, что при рассеянии слой становится вторичным источником шума с интенсивностью $(\bar{I} m h) / \cos \theta_s$, рассеиваемой в направлении θ_s . Если пренебречь затуханием звука, то единственным механизмом, выводящим энергию из лучей, не доходящих до дна, станет рассеяние шумовой энергии в донные лучи. Вертикальный поток мощности вторичного источника шума в донные лучи равен

$$W_2 = 2 \times 2\pi \int_0^{\theta'_s} \bar{I} m h \sin \theta_s d\theta_s.$$

Под углом θ'_s с горизонта рассеивающего слоя уходит луч, касающийся дна. Множитель 2 вызван необходимостью учесть поток мощности как вниз, так и вверх от рассеивающего слоя. После вычисления интеграла получим

$$W_2 = 4\pi m h \bar{I} (1 - \cos \theta'_s) = \\ = 4\pi m h \bar{I} (1 - (1 - (C_s/C_d)^2)^{1/2}),$$

где C_s — скорость звука на рассеивающем горизонте.

В результате взаимодействия с дном шум уходит из океана. Интенсивностью донных лучей пренебрегаем. Следовательно, этот поток — поток мощности шума из океана. Поскольку рассматривается стационарная задача, поток шума в волновод W_1 равен потоку шума из волновода W_2 . Тогда

$$\bar{I} = \frac{1}{6} \frac{J_0}{m h} \frac{(1 - (C_n/C_d)^2)^{3/2}}{1 - (1 - (C_s/C_d)^2)^{1/2}}.$$

Данное выражение совпадает с формулой, полученной другим методом [1]. Интересно отметить, что наличие горизонтальной однородности и самосогласованности шумового поля позволяет ограничиться рассмотрением лишь одного акта рассеяния. Этого оказывается достаточно для решения задачи о многократном рассеянии шумов океана.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курьянов Б.Ф., Клячин Б.И. Применение теории переноса излучения к задачам распространения шумов океана // Проблемы акустики океана / Под ред. Бреховских Л.М. М.: Наука, 1984. С. 16 - 31.
2. Воронович А.Г. Приближение некоррелированных отражений в задаче о распространении звука в волноводе со статистически неровной границей // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 19 - 30.
3. Артельный В.В., Диденкулов И.Н., Раевский М.А. Низкочастотный шум в океане со взволнованной поверхностью // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 6. С. 972 - 977.