

где

$$\delta_s = \frac{a(3\xi_0^2\xi_1^2 - k_n^4)}{4H_0(\xi_0\xi_1)^{1/2}T^{1/2}}, \quad \zeta = \sqrt{\delta_s^2 - (\delta/2)^2}.$$

Согласно этим формулам, при $\delta_s > \delta/2$ (сильное рассеяние) происходит перекачка энергии между незатухающей и затухающей поверхностными волнами по мере увеличения длины неоднородного участка. При длине L , равной $1/\zeta \operatorname{arc} \operatorname{ctg}(-\delta/2\zeta)$, коэффициент прозрачности W_1 обращается в нуль и, следовательно, в однородной области $x > L$ бежит только затухающая поверхностная волна. При длине L , равной $n\pi/\zeta$, где n — любое целое число, коэффициент преобразования R_1 обращается в нуль и при $x > L$ бежит только незатухающая поверхностная волна.

При $\delta_s < \delta/2$ (слабое рассеяние) в однородной области $x > L$ всегда бегут обе волны — незатухающая и затухающая.

Аналогичным способом можно исследовать рассеяние незатухающей поверхностной волны от неоднородностей с периодом, равным или близким Λ_2 . От этих неоднородностей падающая волна интенсивно рассеивается в затухающую поверхностную волну, бегущую в обратном направлении. В однородных участках пластины смещение определяется по формулам:

$$\text{при } x < 0 \quad w(x) = A\{\exp(i\xi_1 x) + R_2 \exp(-i\xi_2 x)\},$$

$$\text{при } x > L \quad w(x) = AW_2 \exp[i\xi_1(x-L)],$$

где W_2 и R_2 — соответственно коэффициенты прозрачности и преобразования. При резонансе ($\beta = \xi_1 + \xi_0$) эти коэффициенты соответственно равны

$$W_2 = \{\operatorname{ch}(\kappa L) + (\delta/2\kappa) \operatorname{sh}(\kappa L)\}^{-1} \exp(i\xi_1 L + \delta L/2),$$

$$R_2 = -i(\xi_1/\xi_0)^{1/2} T^{1/2} \delta_s / \kappa \{\operatorname{cth}(\kappa L) + \delta/2\kappa\}^{-1},$$

где $\kappa = \sqrt{\delta_s^2 + (\delta/2)^2}$. Коэффициент δ_s характеризует эффективность взаимодействия незатухающей и затухающей поверхностных волн на неровной границе. Для слабо неоднородной незатухающей поверхностной волны он пропорционален малой величине $a(\xi_1^2 - k^2)^{1/2}$.

Приведем результаты исследований по резонансному отражению затухающей поверхностной волны от малых синусоидальных неровностей с периодом, равным π/ξ_0 . Для неровного участка длиной L коэффициенты прозрачности и отражения получим по формулам $W = \{\operatorname{ch}(\nu L) + (\delta/\nu) \operatorname{sh}(\nu L)\}^{-1} \exp(i\xi_0 L)$, $R = -i(\delta_0/\nu) \{\operatorname{cth}(\nu L) + \delta/\nu\}^{-1}$, где $\nu = \sqrt{\delta_0^2 + \delta^2}$, $\delta_0 = a(3\xi_0^4 - k_n^4)/(4\xi_0^3 H_0)$. Коэффициент δ_0 характеризует эффективность взаимодействия затухающих поверхностных волн, бегущих вдоль неровной границы в противоположных направлениях. Он пропорционален величине $\xi_0 a$.

Оценим отношение коэффициентов δ_s и δ_0 . Предположим, что выполняется неравенство $\varepsilon = \rho(k\rho_1 H)^{-1} \ll 1$ («легкая жидкость»). Тогда из уравнения (3) получим следующие приближенные выражения для волновых чисел: $\xi_1 \approx k\{1 + (\varepsilon^2/2)(k^4/k_n^4 - 1)^{-2}\}$, $\xi_2 \approx k_n\{1 + i(\varepsilon/4)(1 - k_n^2/k^2)^{-1/2}\}$. Подставляя их в формулы для коэффициентов δ_s и δ_0 , получим соотношение $\delta_s/\delta_0 \sim \varepsilon \ll 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исакович М. А. Общая акустика. М.: Наука, 1973.
2. Kogelnik H., Shank C. V. Coupled — Wave Theory of Distributed Feedback Lasers. — J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 5, p. 2327—2335.
3. Элаши Ш. Волны в активных и пассивных периодических структурах. Обзор. — ТИИЭР, 1976, т. 64, № 12, с. 22—59.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
11.X.1985

УДК 551.463.26

О РОЛИ ОБЪЕМНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПОДВОДНОГО ГРУНТА В РАССЕЯНИИ ЗВУКА ДНОМ ГЛУБОКОГО ОКЕАНА

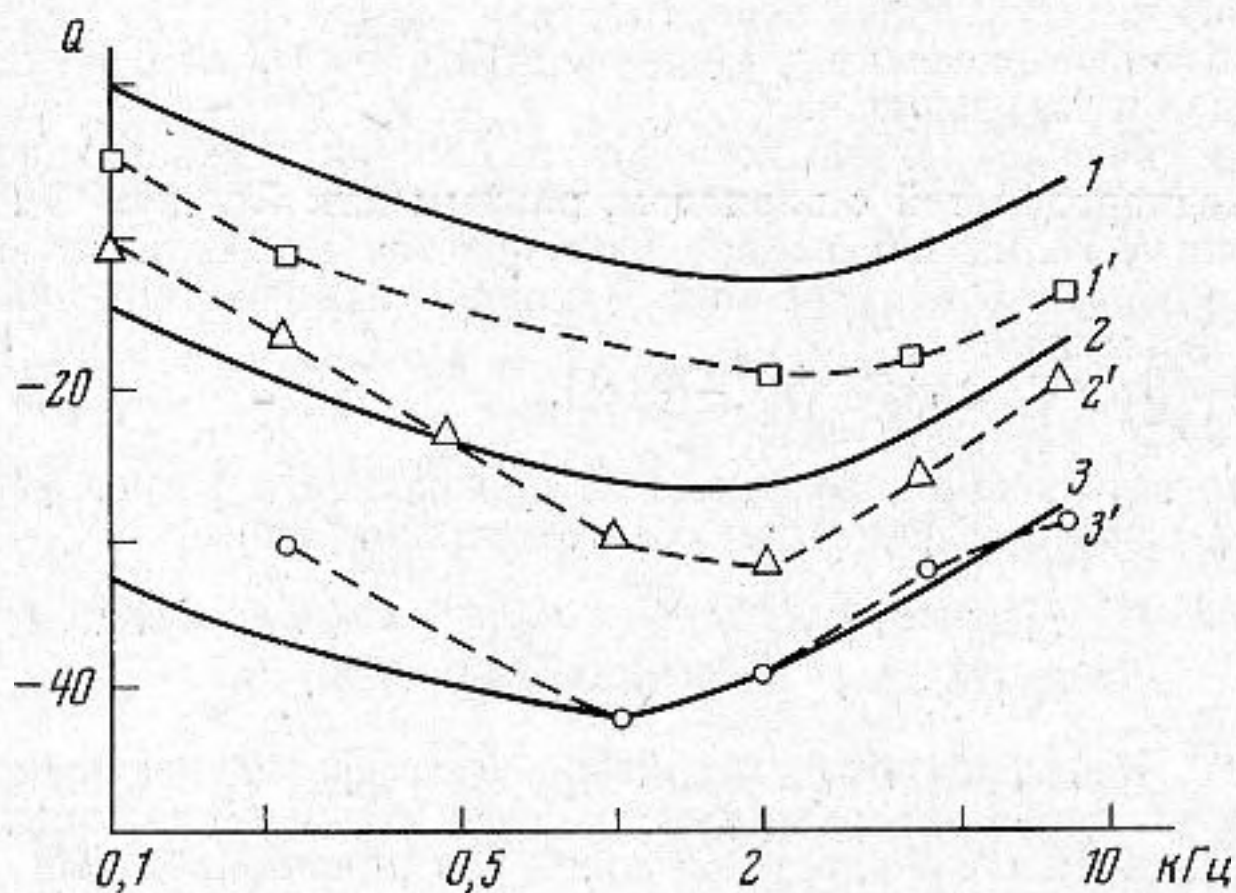
Лысанов Ю. П.

При теоретической интерпретации наблюдаемых закономерностей по обратному рассеянию звука дном в глубоком океане обычно привлекается модель дна в виде статистически неровной, как правило, двухмасштабной границы раздела вода — грунт. Во многих случаях такая модель оказывается эффективной. Однако ее применение для районов абиссальных равнин, имеющих выровненное дно, представляется не вполне обоснованным. Для абиссальных равнин более реалистической является модель в виде поглощающего слоя осадков, содержащего случайные объемные неоднородности (пространственные флуктуации показателя преломления и плотности).

На фигуре представлены экспериментальные данные (точки, соединенные штриховыми линиями) о частотной зависимости (при разных углах скольжения) коэффи-

циента обратного рассеяния m_s , полученные в глубоководном районе с выровненным рельефом [1]. Характерной особенностью частотной зависимости является минимум m_s , что указывает на существование по крайней мере двух типов неоднородностей, один из которых обуславливает убывание m_s при частотах ниже 1–2 кГц, а другой — возрастание m_s на частотах выше 1–2 кГц. Отметим также уменьшение глубины минимума по мере увеличения угла скольжения.

В работе [2] разработана статистическая модель слоя осадков с поглощением, в которой неоднородности как по глубине, так и в горизонтальной плоскости считаются многомасштабными, причем их пространственный спектр простирается от масштабов, малых по сравнению с длиной волны звука, до больших. В этом случае



Экспериментальная (значки) и теоретическая (сплошные кривые) частотные зависимости коэффициента рассеяния при разных углах скольжения χ : 1; 1' — 80° , 2; 2' — 70° , 3, 3' — 25°

коэффициент рассеяния не зависит от конкретного вида коэффициента корреляции неоднородностей и определяется выражением

$$m_s = Ak^3 \gamma^{n-2} \kappa^{-(p+3)} \sin \chi, \quad (1)$$

где $\gamma = 2k \sin \chi$, $\kappa = 2k \cos \chi$, k — волновое число звука, χ — угол скольжения звуковой волны у дна, n и p — параметры, характеризующие распределение масштабов неоднородностей по глубине и в горизонтальной плоскости соответственно, A — константа, пропорциональная среднему квадрату флуктуаций неоднородностей.

Многомасштабная модель данного типа обладает большой гибкостью. Так, положив $n=2$, $p=0$, находим, что коэффициент рассеяния

$$m_s \sim \sin \chi / \cos^3 \chi \quad (2)$$

и не зависит от частоты звука. Формула (2) хорошо описывает особенности обратного рассеяния звука в мелководных районах океана (см., например, [3]). При $n=3$ и $p=2$ получаем при небольших углах скольжения $m_s \sim k^{-1} \sin^2 \chi$, что согласуется с экспериментальными данными при частоте звука $f \geq 5$ кГц, полученными в районе банки в открытом океане [2].

Для интерпретации экспериментальных данных по обратному рассеянию звука в глубоком океане с выровненным рельефом необходимо выражение для коэффициента рассеяния несколько обобщить. Представим его в виде $m_s = m_1 + m_2$, где m_1 и m_2 определяются выражением вида (1). Положив $n=2$, $p=1$ в выражении для m_1 и $n=3$, $p=-1$ в выражении для m_2 , получаем

$$m_s = A_1 \frac{\sin \chi}{\eta \cos^4 \chi} + A_2 \eta^2 \operatorname{tg}^2 \chi \quad (3)$$

где $\eta = f/f_0$, f — частота звука в герцах и $f_0 = 1$ кГц. При численных расчетах значения констант A_1 и A_2 подбирались из условия наилучшего совпадения (по уровню) экспериментальных и расчетных данных. В данном случае $A_1 = 6,7 \cdot 10^{-5}$ и $A_2 = 9,6 \cdot 10^{-5}$. Из анализа результатов, приведенных на фигуре, следует, что предлагаемая модель удовлетворительно описывает основные черты наблюдаемых закономерностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вологов В. И., Житковский Ю. Ю. Рассеяние и отражение звука дном океана (обзор). — Вопр. судостроения. Сер. Акустика, 1977, вып. 8, с. 126–142.
2. Бунчук А. В., Житковский Ю. Ю., Лысанов Ю. П. Особенности обратного рассеяния звука дном банки в открытом океане. — Акуст. журн., 1984, т. 30, № 5, с. 599–604.

ДК 534.21

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ЗВУКА ОГРАНИЧЕННЫМИ
ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ОБОЛОЧКАМИ

Музыченко В. В., Рыбак С. А.

В данной работе рассматриваются некоторые особенности рассеяния плоской звуковой волны $\Phi = A_0 \exp(ik_x x + ik_y y + ik_z z)$ на упругой вытянутой ($L \gg R$) цилиндрической оболочке, ограниченной двумя абсолютно твердыми полусферами. Следуя методу, изложенному в работе [1], и учитывая условия шарнирного опирания оболочки, когда собственные функции имеют вид

$$W = W_{pm} e^{im\varphi} \sin k_p(z+L/2); \quad k_p = \pi p/L, \quad (1)$$

где W и W_{pm} — нормальное смещение оболочки и его амплитуды соответственно, m — номер моды по φ ($m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$), p — номер моды по z ($p=1, 2, \dots$), L — длина оболочки, для амплитуды рассеяния от каждой собственной формы получаем следующее выражение:

$$f_p = \frac{R}{2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^{m+1} e^{im(\psi_1 - \psi_0)} k_{cp} \sin \theta_0 J'_m(k_{cp} R \sin \theta_0) \times \\ \times \left[J_m(k_{cp} R \sin \theta_1) + \left(-\frac{Z_s^{pm}}{i\rho\omega} \right) k_{cp} \sin \theta_1 J'_m(k_{cp} R \sin \theta_1) \right] \times \\ \times \left[1 + \frac{Z_0^m - Z_s^{pm}}{Z_y^{pm} + Z_s^{pm}} \right] \frac{(-1)^{p-1}}{2L} f_L^{(0)} f_L^{(1)}, \quad (2)$$

где

$$f_L^{(0,1)} = \left\{ \frac{2 \sin [(k_z^{(0,1)} + k_p) L/2]}{(k_z^{(0,1)} + k_p)} - (-1)^p \frac{2 \sin [(k_z^{(0,1)} - k_p) L/2]}{(k_z^{(0,1)} - k_p)} \right\},$$

R — радиус оболочки, $k_z^{(0,1)} = -k_{cp} \cos \theta_{(0,1)}$, Z_s^{pm} — импеданс pm -й компоненты поля излучения бесконечной цилиндрической области

$$Z_s^{pm} = -\frac{i\rho\omega\Phi_{pm}^\sigma}{(\partial\Phi/\partial n)_{pm}^\sigma} = i\rho\omega R \frac{H_m^{(1)}(\kappa_p R)}{(\kappa_p R) H_m^{(1)' }(\kappa_p R)}, \quad \kappa_p = \sqrt{k_{cp}^2 - k_p^2}, \quad (3)$$

Z_y^{pm} — импеданс упругих колебаний оболочки, Z_0^m — импеданс для m -й компоненты падающей волны

$$Z_0^m = i\rho\omega R \frac{J_m(k_{cp} R \sin \theta_0)}{(k_{cp} R \sin \theta_0) J'_m(k_{cp} R \sin \theta_0)}. \quad (4)$$

Рассмотрим случай низких частот $k_{cp} R \ll 1$. Тогда для абсолютно твердого тела, т. е. при $Z_y^{pm} \rightarrow \infty$, из полученного выражения (2) следует, что главная часть амплитуды рассеяния пропорциональна $(k_{cp} R)^2$ и определяется лишь вкладом членов с номерами $m=0$ и $m=\pm 1$.

Перейдем теперь к исследованию «упругой» части амплитуды рассеяния на резонансе, т. е. когда $\text{Im}(Z_y^{pm} + Z_s^{pm}) = 0$. Введем обозначение: $k_p = -k_{cp} \cos \theta_p$. (Отметим, что, вообще говоря, угол θ_p может быть мнимым при $k_p > k_{cp}$.) Тогда

$$f_{p0}^{\text{рез}} = i \frac{(-1)^p}{2\pi L} f_L^{(0)} f_L^{(1)}, \quad (5)$$

$$f_{pm}^{\text{рез}} = i \frac{(-1)^{p-m}}{\pi L} \cos[m(\psi_0 - \psi_1)] \frac{\sin^m \theta_0 \sin^m \theta_1}{\sin^{2m} \theta_p} f_L^{(0)} f_L^{(1)}. \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что «упругая» часть резонансных амплитуд рассеяния в отличие от амплитуды рассеяния на абсолютно твердом теле не содержит малого