

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ СТАЦИОНАРНОГО И ИМПУЛЬСНОГО ЗВУКОВЫХ СИГНАЛОВ НА МНОГОСЛОЙНОЙ ИЗОТРОПНОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКЕ

С. Л. Ильменков

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

Поступила в редакцию 28.02.2018 г.

Аннотация. Получены результаты строгого решения задачи рассеяния звука на многослойной изотропной цилиндрической оболочке, находящейся в безграничной жидкой среде. Решение опирается на методы динамической теории упругости и разделения переменных. Подстановка разложений в граничные условия на поверхностях контакта слоев между собой (а также с внешней и внутренней средами) позволяет получить алгебраические системы уравнений для нахождения неизвестных коэффициентов разложений и рассчитать значения рассеянного звукового давления. Вычислены и проанализированы угловые диаграммы и частотные зависимости рассеяния стационарного, а также временные и спектральные характеристики рассеяния импульсного сигнала для различных вариантов расположения слоев.

Ключевые слова: упругие и вязкоупругие цилиндрические слои, фундаментальные решения уравнения Гельмгольца, граничные условия, угловые диаграммы рассеяния, частотные зависимости, временные и спектральные характеристики.

THE SOLUTION OF THE TASK OF SCATTERING OF STATIONARY AND PULSE SOUND ON MULTILAYER ISOTROPIC CYLINDRICAL SHELL

S. L. Ilmenkov

Abstract. The results of a rigorous solution of the task of sound scattering on a multilayer isotropic cylindrical shell located in an infinite liquid medium are obtained. The solution is based on the methods of the dynamic theory of elasticity and separation of variables. Substitution of expansions in boundary conditions on the surfaces of contact between layers (as well as with external and internal media) allows to obtain algebraic systems of equations for finding unknown coefficients of decompositions and to calculate the values of the scattered sound pressure. For different arrangements of the layers, angular diagrams and frequency characteristics of the scattering of the stationary sound and temporal and spectral characteristics of scattering of the pulse sound were calculated and analyzed.

Keywords: elastic and viscoelastic cylindrical layers, fundamental solutions of the Helmholtz equation, boundary conditions, angular scattering diagrams, frequency characteristics, time and spectral characteristics.

1. ВВЕДЕНИЕ

При решении задач дифракции звуковых сигналов на упругих телах значительное внимание уделяется бесконечным круговым цилиндрам [1–7, 10–13]. Особый интерес представляют задачи низкочастотного рассеяния звука на тонких упругих цилиндрических оболочках,

находящихся в жидкости. В данной области частот упругие оболочки вследствие хорошо выраженных низкочастотных резонансов являются (в отличие от акустически жестких тел) весьма эффективными рассеивателями.

Рассмотрим с помощью методов динамической теории упругости и разделения переменных [5–7] решение одной из таких граничных задач применительно к рассеянию стационарного и импульсного звуковых сигналов системой упругих (вязкоупругих) цилиндрических слоев.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО СИГНАЛА

Будем рассматривать гармонический непрерывный звуковой сигнал, облучающий исследуемую систему слоёв (рис. 1) и будем полагать, что на нее падает плоская звуковая волна единичной амплитуды и частоты ω ($\omega = 2\pi f$, f — частота сигнала в Гц) таким образом, что волновой вектор \mathbf{k} падающей волны перпендикулярен оси z этой системы ($\theta_1 = 90^\circ$, плоская задача).

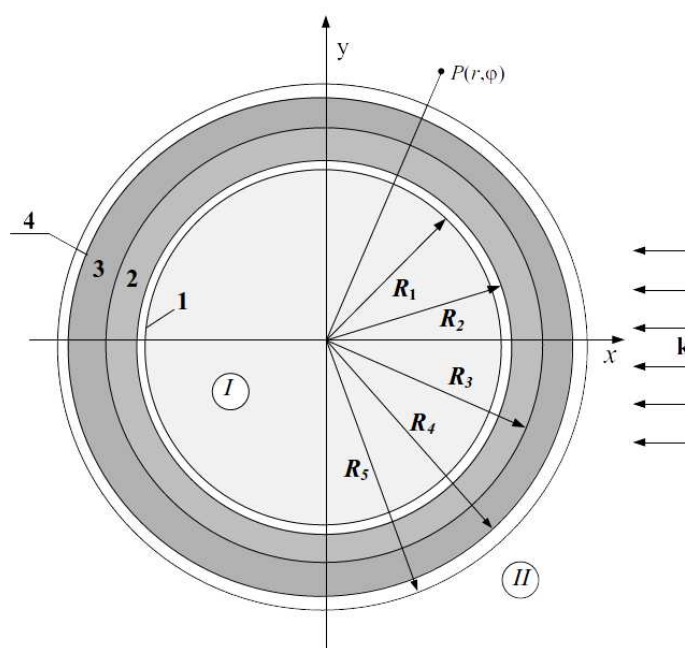


Рис. 1. Система цилиндрических слоев.

Для более детального сравнительного анализа характеристик отражения проведем исследование нескольких вариантов системы.

Вариант 1. Система состоит из одного упругого слоя 2 (со скалярным и векторным потенциалами соответственно Φ и $\vec{\Psi}$) и двух областей: внутренней I — вакуум (волновые процессы отсутствуют), наружной II — внешняя жидкая среда, характеризующаяся звуковыми давлениями в падающей волне p_i и рассеянной (отражённой) волне p_S (см. рис. 1). Здесь и далее в силу плоской постановки задачи все векторные потенциалы будут иметь только одну компоненту, отличную от нуля, а именно, Ψ_z , которую мы обозначим как Ψ .

Потенциалы слоя и звуковые давления разложим по фундаментальным решениям уравнения Гельмгольца в круговой цилиндрической системе координат [7, 8]:

$$\Phi = \sum_{m=0}^{\infty} [B_m J_m(k_l r) + C_m N_m(k_l r)] \cos m\varphi; \quad (1)$$

$$\Psi = \sum_{m=0}^{\infty} [D_m J_m(k_t r) + F_m N_m(k_t r)] \sin m\varphi; \quad (2)$$

$$p_i = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m (-i)^m J_m(kr) \cos m\varphi; \quad (3)$$

$$p_s = \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(1)}(kr) \cos m\varphi; \quad (4)$$

где k_l, k_t, k — волновые числа соответственно продольных и поперечных волн в упругом слое и внешней жидкой среде; $\varepsilon_m = 1$ при $m = 0$ и $\varepsilon_m = 2$ ($m \neq 0$); A_m, B_m, C_m, D_m, F_m — неизвестные коэффициенты, которые находятся из граничных условий:

- 1) отсутствие напряжений на границе вакуума и упругого слоя ($r = R_2$);
- 2) на внешней границе упругого слоя и жидкой среды ($r = R_3$) отсутствуют касательные напряжения в упругом слое;
- 3) нормальные компоненты смещения непрерывны;
- 4) нормальное напряжение в упругом слое равно суммарному (дифрагированному) давлению в жидкой среде ($p_\Sigma = p_i + p_s$).

Подставляя разложения (1)–(4) в граничные условия и используя ортогональность тригонометрических функций $\cos m\varphi$ и $\sin m\varphi$ получим для каждой моды m алгебраическую систему 5-го порядка для нахождения неизвестных коэффициентов разложения с фиксированным индексом. Для нахождения рассеянного давления p_s необходимо определить коэффициенты A_m , входящие в выражение (4). С использованием асимптотики для цилиндрических функций Ханкеля 1-го рода $H_m^{(1)}(kr)$ из (4) получим соотношение для угловой характеристики рассеяния $D(\varphi)$:

$$D(\varphi) = -\exp(-i\pi/4)(\pi k)^{-1} \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^m A_m \cos m\varphi. \quad (5)$$

Определяя коэффициенты A_m из решения системы по правилу Крамера, на основании (5) рассчитываем значения $|D(\varphi)|$.

Вариант 2. В отличие от предыдущего варианта, внутри вместо вакуума находится вода с плотностью ρ_0 и скоростью звука c . Звуковое давление внутри оболочки p_1 может быть представлено рядом:

$$p_1 = \sum_{m=0}^{\infty} G_m J_m(kr) \cos m\varphi; \quad (6)$$

где G_m — неизвестные коэффициенты разложения.

Соответствующим образом трансформируются граничные условия (1)–(4): на внутренней границе упругого слоя появится давление p_1 , и будет введено дополнительное граничное условие о непрерывности нормальных компонент вектора смещения на внутренней границе упругого слоя и жидкой среды.

Вариант 3. Система состоит из: 1) внутреннего вязкоупругого слоя 1 со скалярным и векторным потенциалами Φ_2 и $\vec{\Psi}_2$; 2) упругого слоя 2 с потенциалами Φ_3 и $\vec{\Psi}_3$; 3) вязкоупругого слоя 3 (Φ_4 и $\vec{\Psi}_4$); 4) вязкоупругого слоя 4 (Φ_5 и $\vec{\Psi}_5$), (см. рис. 1).

Все вязкоупругие слои отличаются друг от друга плотностью материала, упругими модулями и коэффициентами потерь η . Внутри системы (область I) — вакуум, снаружи (область II) — вода с плотностью ρ_0 и скоростью звука c . Наружная область характеризуется звуковыми давлениями p_i и p_s .

Потенциалы всех слоев и звуковые давления также раскладываются в ряды по фундаментальным решениям уравнения Гельмгольца в круговой цилиндрической системе координат,

при этом в разложениях потенциалов $\vec{\Phi}_2, \vec{\Psi}_2, \vec{\Phi}_4, \vec{\Psi}_4, \vec{\Phi}_5, \vec{\Psi}_5$ используются комплексные аргументы функций Бесселя и Неймана.

$$\Phi_2(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} [I_m J_m(k_2 r) + K_m N_m(k_2 r)] \cos m\varphi; \quad (7)$$

$$\Psi_2(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} [L_m J_m(k'_2 r) + Q_m N_m(k'_2 r)] \sin m\varphi; \quad (8)$$

$$\Phi_3(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} [P_m J_m(k_3 r) + R_m N_m(k_3 r)] \cos m\varphi; \quad (9)$$

$$\Psi_3(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} [S_m J_m(k'_3 r) + T_m N_m(k'_3 r)] \sin m\varphi; \quad (10)$$

$$\Phi_4(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} [V_m J_m(k_4 r) + W_m N_m(k_4 r)] \cos m\varphi; \quad (11)$$

$$\Psi_4(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} [X_m J_m(k'_4 r) + Y_m N_m(k'_4 r)] \sin m\varphi; \quad (12)$$

$$\Phi_5(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} [V_{1m} J_m(k_5 r) + W_{1m} N_m(k_5 r)] \cos m\varphi; \quad (13)$$

$$\Psi_5(r, \varphi) = \sum_{m=1}^{\infty} [X_{1m} J_m(k'_5 r) + Y_{1m} N_m(k'_5 r)] \sin m\varphi; \quad (14)$$

$$p_i(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m (-i)^m J_m(k_6 r) \cos m\varphi; \quad (15)$$

$$p_s(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(1)}(k_6 r) \cos m\varphi. \quad (16)$$

где $k_2 \div k_6$ и $k'_2 \div k'_5$ — волновые числа соответственно продольных и поперечных волн в упругом, вязкоупругих слоях и внешней жидкой среде; $\varepsilon_m = 0$ ($m = 0$); $\varepsilon_m = 1$ ($m \neq 0$); $I_m, K_m, L_m, Q_m, P_m, R_m, S_m, T_m, V_m, W_m, X_m, Y_m, V_{1m}, W_{1m}, X_{1m}, Y_{1m}$ — неизвестные коэффициенты, которые находятся из граничных условий:

- 1) отсутствие напряжений на границе вакуума и вязко-упругого слоя 1;
- 2) непрерывность смещений и напряжений на внешней границе вязко-упругого слоя 1 и внутренней границе упругого слоя 2;
- 3) непрерывность смещений и напряжений на внешней границе упругого слоя 2 и внутренней границе вязко-упругого слоя 3;
- 4) непрерывность смещений и напряжений на внешней границе вязко-упругого слоя 3 и внутренней границе вязко-упругого слоя 4.
- 5) на внешней границе вязко-упругого слоя 4 и жидкой среды отсутствуют касательные напряжения в вязкоупругом слое; нормальные компоненты смещения непрерывны; нормальное напряжение в вязко-упругом слое равно суммарному (дифрагированному) давлению в жидкой среде.

Подставляя разложения (7)–(16) в граничные условия, получим алгебраическую систему 17-го порядка для нахождения неизвестных коэффициентов разложения с фиксированным

индексом. Определяя коэффициенты A_m , аналогичным образом, определим угловую характеристику рассеяния $D(\varphi)$ из выражения (5).

Вариант 4. Схема слоёв остается такой же, как и в предыдущем варианте, но внутри вместо вакуума — вода с плотностью ρ_0 и скоростью звука c . Поэтому во внутренней области появится звуковое давление p_1 , которое может быть представлено рядом:

$$p_1(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m (-i)^m J_m(k_6 r) \cos m\varphi Z_{1m}, \quad (17)$$

где Z_{1m} — неизвестные коэффициенты разложения.

Соответственно трансформируются и граничные условия: появляется давление p_1 и вводится дополнительное условие о непрерывности нормальных компонент вектора смещения на внутренней границе вязко-упругого слоя 1 и внутренней жидкой среды. При этом порядок системы для нахождения неизвестных коэффициентов увеличивается на 1.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ ДЛЯ СТАЦИОНАРНОГО СИГНАЛА

В соответствии с изложенным алгоритмом были выполнены расчеты угловых характеристик рассеяния звука $|D(\varphi)|$ в диапазоне углов наблюдения $\varphi = 0^\circ \div 360^\circ$ и частотных зависимостей $|D(\varphi)|$ в диапазоне волновых радиусов $ka = 0,75 \div 60,0$ (где $a = R_1$ для варианта 1).

Материалы слоев: упругого — сталь; вязкоупругих — три типа резины с плотностями ρ_j , коэффициентами Ламе λ_j , μ_j , коэффициентами: механических потерь η , Пуассона $\nu = 0,4 \dots 0,49$ и скоростями упругих волн c_j соответственно:

слои 1, 4: $\rho_j = 0,92 \cdot 10^3$ кг/м³;

слой 3: $\rho_j = 1,15 \cdot 10^3$ кг/м³; $\mu_j = \mu(1 + i\eta)$; $\lambda_j = \frac{2\mu_j\nu}{1-2\nu}$; $c_j = \sqrt{\frac{\lambda_j + 2\mu_j}{\rho_j}}$;

где j — индекс соответствующего вязкоупругого слоя; μ и η — определялись для каждого слоя, исходя из их частотных зависимостей (рис. 2).

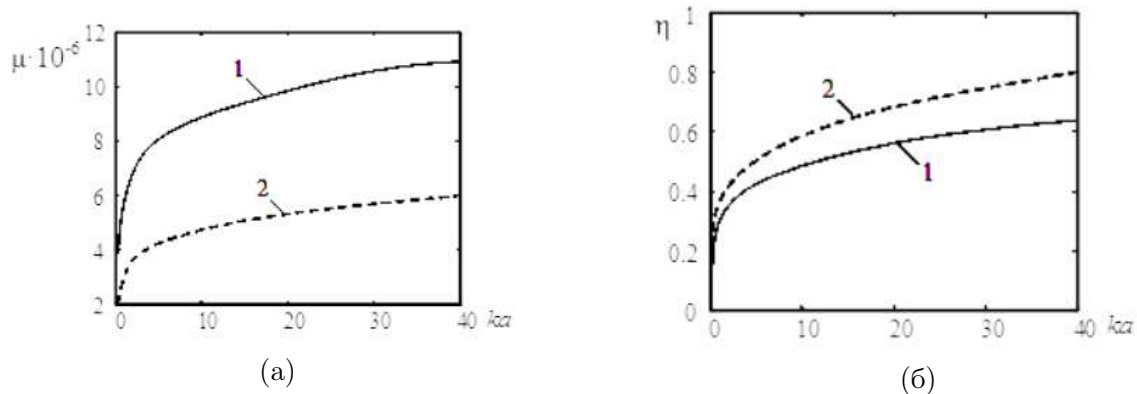


Рис. 2. Модуль сдвига μ (а) и коэффициент механических потерь η (б) наружных (1) и внутренних (2) вязкоупругих слоев.

Жидкая среда — вода: $\rho_0 = 1000$ кг/м³; $k = \omega/c$; $c = 1500$ м/с.

Радиусы R_i и толщины d_i слоев нормировались по отношению к $a = 1$ и $d_2 = 0,01a$:

Варианты 1 и 2: $R_2 = 1$; $R_3 = 1,03$; $d_2 = 0,01a$;

Варианты 3 и 4: $R_1 = 1,348$; $R_2 = 1,35$; $R_3 = 1$; $R_4 = 1,03$; $d_1 = 0,1d_2$; $d_3 = d_2$; $d_4 = 0,2d_2$.

На рис. 3 приведены результаты расчетов на некоторых частотах локации: $ka = 0,75$; $1,5$ и $7,5$ для стальной оболочки без покрытий, заполненной водой (кривая 1) и той же оболочки с покрытиями согласно схеме на рис. 1 (кривая 2).

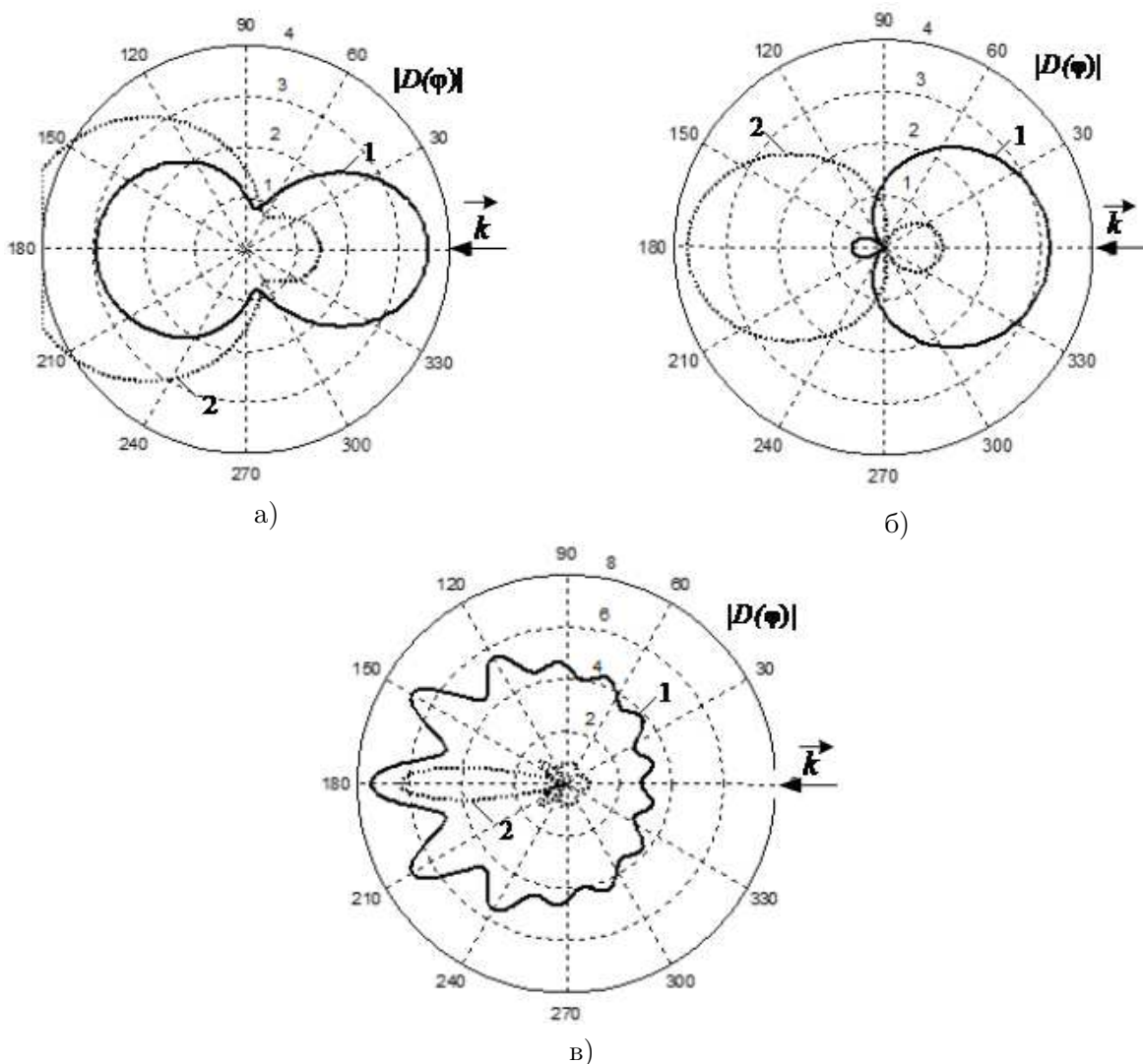


Рис. 3. Модули угловых характеристик рассеяния $|D(\varphi)|$ для оболочки без покрытий (1) и с покрытиями (2): а) $ka = 0,75$; б) $ka = 1,5$; в) $ka = 7,5$.

Эффект вязкоупругих слоев при данных волновых размерах (кривая 2) проявляется в снижении обратного отражения более, чем в два раза и росте теневого в 2-3 раза (см. рис. 3, а, б). Максимальное снижение рассеянного сигнала у оболочки с покрытиями наблюдается на частоте, близкой к резонансной (см. рис. 3, в).

Более детальное представление о сложном характере взаимодействия упругого и вязкоупругих слоев при формировании рассеянного поля системы позволяют получить частотные зависимости $|D(\varphi)|$. На рис. 4 показаны рассчитанные частотные зависимости стальной оболочки без покрытий (кривая 1) и с покрытиями (кривая 2) соответственно для обратного $|D(0^\circ)|$ (а) и теневого $|D(180^\circ)|$ (б) рассеяния.

Как видно из рисунков, частотные зависимости рассеяния звука необлицованной оболочкой имеют высокие максимумы и глубокие минимумы, обусловленные деформируемостью рассеивающих слоев и резонансными явлениями. На низких частотах локации ($ka \leq 2,0$)

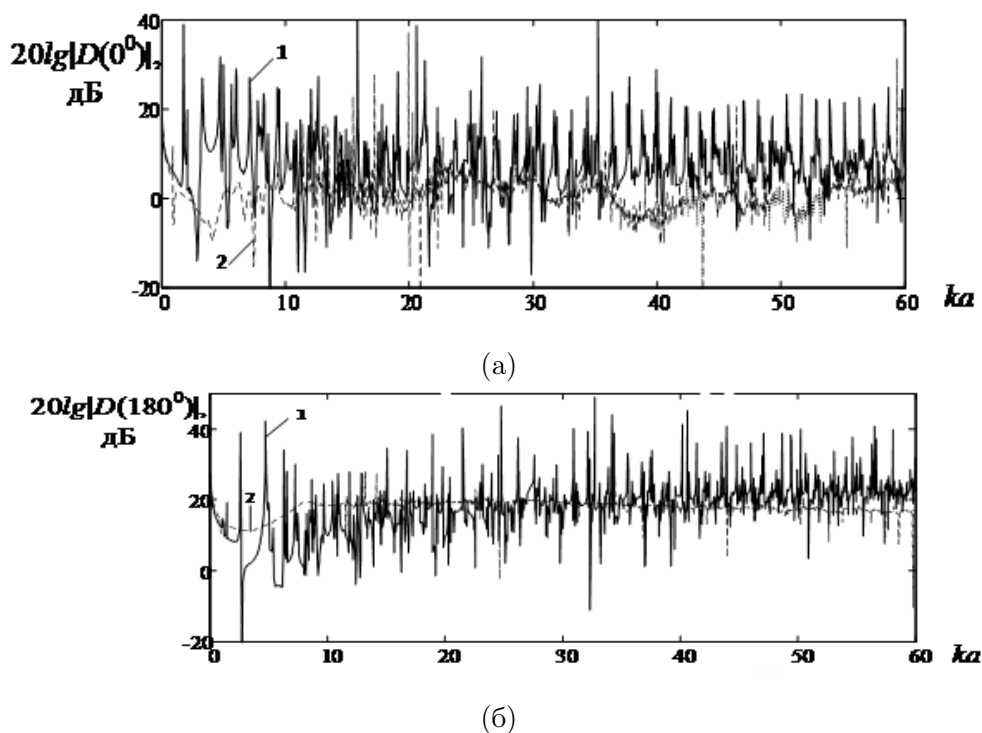


Рис. 4. Частотные зависимости обратного (а) и теневого (б) рассеяния для оболочки без покрытий (1) и с покрытиями (2).

частотные зависимости для упругой оболочки в целом соответствуют аналогичным характеристикам для мягкого цилиндра, а с ростом частоты — все более приближаются к таковым для жесткого.

В диапазоне $ka \leq 4,0$ для упругой оболочки (кривая 1 на рис. 4) проявляются резонансы первых форм колебаний волн типа Лэмба. При $ka > 15$ осцилляции амплитуды при обратном рассеянии нарастают более значительно, чем при теновом, что может быть результатом интерференции периферических волн, огибающих оболочку в противоположных направлениях. Меньшая изрезанность характеристики теневого рассеяния (рис. 4, б) наблюдается также и на облицованной оболочке (кривая 2).

С ростом частоты все более возрастает роль резонансов поверхностных волн типа Рэлея, а при $ka \geq 40$ — периферических волн изгибного типа. На частотах упругих резонансов наблюдается и максимальная эффективность покрытий (кривая 2 на рис. 4).

Следует отметить, что в области возбуждения периферических волн характеристики рассеяния весьма чувствительны даже к незначительным изменениям частоты, в результате чего происходит замена максимумов минимумами и наоборот.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО СИГНАЛА

От исследования стационарного (гармонического) облучения системы слоев перейдем к нестационарному облучению звуковыми импульсами с прямоугольной огибающей при монохроматическом заполнении.

При изучении дифракции нестационарного звукового сигнала будем использовать подход, рассмотренный ранее в работах [2, 3, 5]: по спектру рассеянного сигнала $S_s(\nu)$ в полосе частот $\Delta\nu$ с помощью преобразования Фурье отыскивается форма и длительность рассеянного $[\Phi_S(t')]$ импульса, где $t' = t + t_0$, а t_0 — время прохождения сигнала от центра рассеивателя

до точки наблюдения.

Плоский зондирующий волновой пакет p_i с частотой заполнения ω_0 и прямоугольной огибающей может быть представлен в следующем виде:

$$p_i(x_i; t - t_1) = p_0(x_i)g(t - t_1), \quad (18)$$

$$g(t - t_1) = \exp(-i\omega_0 t)\{[U(t) - [U(t - t_1)]]\}, \quad (19)$$

где x_i ($i = 1, 2, 3$) — обобщенные координаты, связанные с формой рассеивателя; t_1 — длительность волнового пакета; $\omega_0 = 2\pi\nu_0$; $U(t - t_1)$ — единичная ступенчатая функция, определяемая следующим образом:

$$[U(t - t_1)] = 0; t \leq t_1; [U(t - t_1)] = 1; t > t_1. \quad (20)$$

Используя преобразование Фурье по времени, получим:

$$p(x_i; t - t_1) = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} p^F(x_i; \omega) \exp(i\omega t) d\omega; \quad (21)$$

$$p^F(x_i; \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(x_i; t - t_1) \exp(-i\omega t) dt, \quad (22)$$

где $\omega = 2\pi\nu$.

С помощью (22) можно найти Фурье-изображения давлений p_i , p_s и потенциалов Φ и $\vec{\Psi}$ упругого рассеивателя, удовлетворяющие волновым уравнениям и связанные между собой через граничные условия на поверхности рассеивателя. Полученные Фурье-изображения подчиняются уравнениям Гельмгольца и тем же граничным условиям. Далее общий ход решения задачи рассеяния импульсного звукового сигнала соответствует методу разделения переменных: разложение Фурье-изображений давлений и потенциалов в ряды по собственным функциям уравнения Гельмгольца для данной формы поверхности рассеивателя и нахождение неизвестных коэффициентов разложений из граничных условий.

Обратным преобразованием Фурье определяют оригинал Фурье-изображения p_s^F , т. е. давление в рассеянной волне $p_s(x_i; t)$.

Для расчёта характеристик рассеянных импульсных сигналов были использованы вычисленные ранее значения угловых характеристик $D(\varphi)$ при стационарном облучении в диапазоне частот $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2$ (где $\nu_1 = 2\nu'$, $\nu_2 = 20\nu'$; $\nu' = c/\pi a$), с шагом $h_{\Delta\nu} = 0,2\nu_1$.

Падающий импульс $\Psi_i(t)$ и его комплексный амплитудный спектр $S_0(\nu)$ связаны соотношением:

$$\Psi_i(t) = \pi^{-1} Re \int_{2\pi\nu_1}^{2\pi\nu_2} S_0(\nu) \exp(i2\pi\nu t) d(2\pi\nu). \quad (23)$$

Отражённый импульс $\Psi_s(t)$ выражается через его спектральную характеристику $S(\nu)$ следующим образом:

$$\Psi_s(t, \varphi) = r^{-1/2} \pi^{-1} \int_{2\pi\nu_1}^{2\pi\nu_2} S(\nu, \varphi) \exp(i2\pi\nu t) d(2\pi\nu), \quad (24)$$

где $S(\nu, \varphi) = S_0(\nu)D(\nu, \varphi)$; r — расстояние до точки наблюдения.

При выполнении расчетов падающие импульсы $\Psi_i(t)$ с прямоугольной огибающей имели частоту заполнения $\nu_0 = \sqrt{\nu_1\nu_2}$ и число периодов частоты заполнения $n = 35$. Рассеянные импульсы $\Psi_s(t, \theta)$ вычислялись для обратного и теневого направлений рассеяния.

На рис. 5–7 представлены рассчитанные временные (а) и спектральные (б) характеристики рассеяния импульсного сигнала с гармоническим заполнением на системе слоев для вариантов: 2 (кривая 1) и 4 (кривая 2). Для удобства сравнения характеристики приводятся на каждом рисунке в одном масштабе по времени, амплитуде и частоте [14].

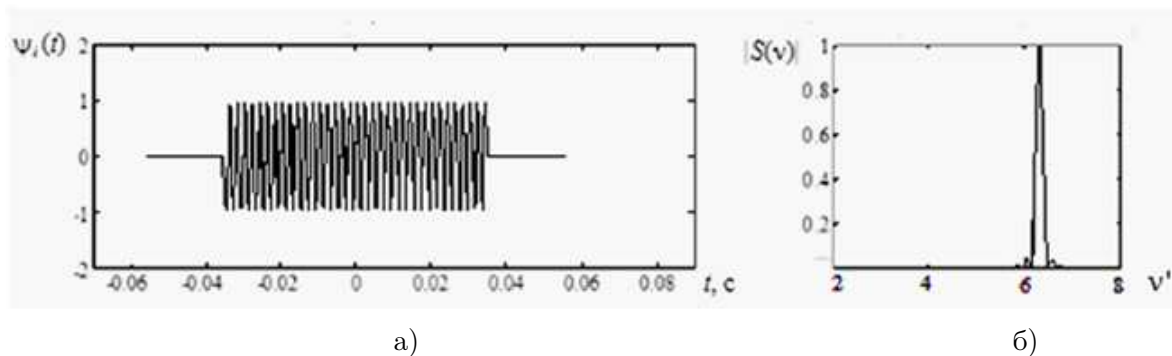


Рис. 5. Падающий импульс $\Psi_i(t)$ (а) и модуль его спектра $|S(\nu)|$ (б).

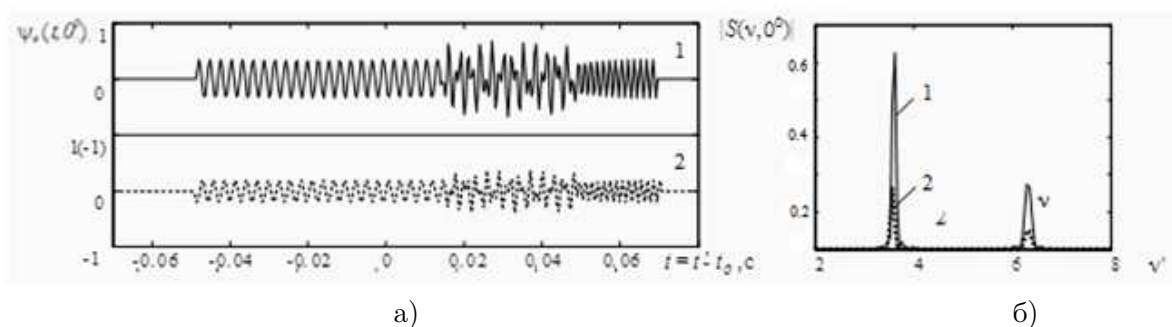


Рис. 6. Импульс обратного отражения $\Psi_s(t, 0^\circ)$ (а) и модуль его спектра $|S(\nu, 0^\circ)|$ (б) для вариантов: 2 (кривая 1) и 4 (кривая 2).

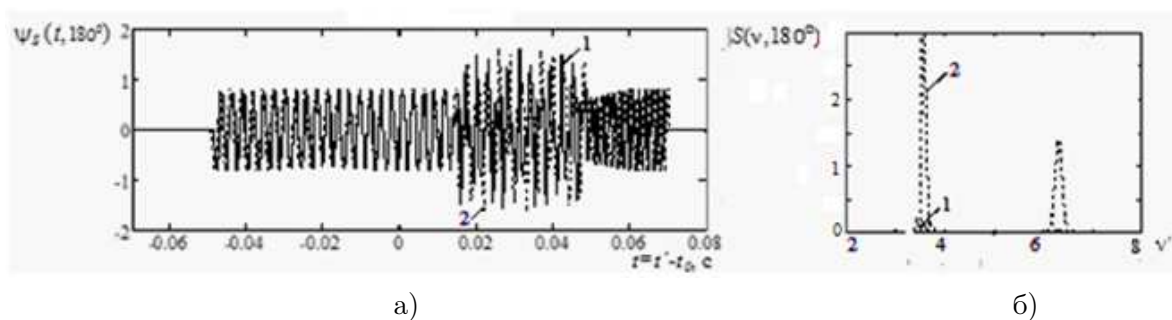


Рис. 7. Импульс теневого рассеяния $\Psi_s(t, 180^\circ)$ (а) и модуль его спектра $|S(\nu, 180^\circ)|$ (б) для вариантов: 2 (кривая 1) и 4 (кривая 2).

Как видно далее из представленных результатов, во всех случаях рассеянный импульс за счет после звучания оболочки существенно растягивается во времени. Результаты расчета формы отраженного импульса при данном направлении падающего подтверждают отмеченную ранее (для стационарного облучения) роль периферических волн в формировании отраженных и рассеянных системой сигналов. На приведенных графиках первый фрагмент

синусоид определяет импульс, отраженный от наиболее близкой к источнику точки оболочки. Остальные фрагменты представляют собой импульсы, образованные периферическими волнами, амплитуды которых превышают амплитуды прямоотраженных сигналов приблизительно в $\sim 1,5 \dots 2$ раза.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование методов динамической теории упругости и разделения переменных позволило получить результаты строгого решения задачи рассеяния звука на системе упругих и вязкоупругих цилиндрических слоев, находящихся в жидкости.

Разложение упругих потенциалов слоев и звуковых давлений по фундаментальным решениям уравнения Гельмгольца в круговой цилиндрической системе координат с последующей подстановкой их в граничные условия на поверхностях контакта слоев приводит к алгебраическим системам уравнений для нахождения неизвестных коэффициентов. Значения последних позволяют найти распределения рассеянного давления.

Вычислены и проанализированы угловые диаграммы и частотные зависимости рассеяния стационарного, а также временные и спектральные характеристики рассеяния нестационарного (импульсного) сигналов для различных вариантов расположения слоев.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морз, Ф. Методы теоретической физики / Ф. Морз, Г. Фешбах. — М. : ИЛ, 1958. — Т. 1. — 1960. — Т. 2.
2. Хёнл, Х. Теория дифракции / Х. Хёнл, А. Мауэ, К. Вестпфаль. — М. : Мир, 1964. — 428 с.
3. Метсавээр, Я. А. Дифракция акустических импульсов на упругих телах / Я. А. Метсавээр, Н. Д. Векслер, А. С. Стулов. — М. : Наука, 1979.
4. Векслер, Н. Д. Информационные проблемы гидроакустики / Н. Д. Векслер. — Таллинн, Валгус, 1982.
5. Клещев, А. А. Гидроакустические рассеиватели / А. А. Клещев. — Санкт-Петербург, Прима, 2012. — 268 с.
6. Клещев, А. А. Основы гидроакустики / А. А. Клещев, И. И. Клюкин. — Л. : Судостроение, 1987.
7. Клещев, А. А. Дифракция, излучение и распространение упругих волн / А. А. Клещев. — Санкт-Петербург : Профпринт, 2006. — 160 с.
8. Рассеяние импульсного звукового сигнала вязкоупругими цилиндрическими слоями С. Л. Ильменков, А. А. Клещев, Е. И. Кузнецова и др. // XIV школа-семинар “Акустика океана” и XXVI сессии Российского Акустического Общества. — Москва, 2014.
9. Клещев, А. А. Волновые процессы в твёрдых телах / А. А. Клещев, Ф. Ф. Легуша, В. Л. Маслов. — Санкт-Петербург, Изд. центр СПбГМТУ, 2010. — 216 с.
10. Клещев, А. А. Дифракция звука от точечного источника на упругой цилиндрической оболочке / А. А. Клещев // Акустический журнал. — 2004. — Т. 50, № 1. — С. 86–89.
11. Шендеров, Е. Л. Волновые задачи гидроакустики / Е. Л. Шендеров. — Л. : Судостроение, 1972. — 352 с.
12. Шендеров, Е. Л. Излучение и рассеяние звука / Е. Л. Шендеров. — Л. : Судостроение, 1989. — 304 с.
13. Kleshchev A. A. Scattering of Low – Frequency Pulsed Sound Signals from Elastic Cylindrical Shells / A. A. Kleshchev // Acoustical Physics. — 2011. — V. 57, № 3. — P. 375–380.
14. Investigation of Characteristics of the Reflection of Stationary and Pulse Sound from Viscous-Elastic Cylindrical Layers / S. L. Ilmenkov, A. A. Kleshchev, E. I. Kuznetsova et. al.

REFERENCES

1. Morz F., Feshbakh G. Methods of theoretical physics. [Morz F., Feshbakh G. Metody teoreticheskoy fiziki]. Moscow, 1958, vol. 1, 1960, vol. 2.
2. Khyonl Kh., Maue A., Vestpfal K. Theory of diffraction. [Xyonl X., Maue A., Vestpfal' K. Teoriya difrakcii]. Moscow: Mir, 1964, 428 p.
3. Metsaveer Ya.A., Veksler N.D., Stulov A.S. Diffraction of acoustic pulses on elastic bodies. [Metsaveer Ya.A., Veksler N.D., Stulov A.S. Difrakciya akusticheskix impul'sov na uprugix telax]. Moscow, 1979.
4. Veksler N.D. Information problems of hydroacoustics. [Veksler N.D. Informacionnye problemy gidroakustiki]. Tallinn, Valgus. 1982.
5. Kleshchev A.A. Hydroacoustic scatterers. [Kleshhyov A.A. Gidroakusticheskie rasseivateli]. Saint-Petersburg, Prima, 2012. 268 p.
6. Kleshchev A.A., Klyukin I.I. Fundamentals of hydroacoustics. [Kleshhyov A.A., Klyukin I.I. Osnovy gidroakustiki]. Leningrad, 1987.
7. Kleshchev A.A. Diffraction, radiation and propagation of elastic waves. [Kleshhyov A.A. Difrakciya, izluchenie i rasprostranenie uprugix voln]. Saint-Petersburg, Profprint, 2006, 160 p.
8. Ilmenkov S.L., Kleshchev A.A., Kuznecova E.I., Legusha F.F., Chizhov Yu.V., Chizhov G.Yu. Scattering of a pulsed sound signal by viscoelastic cylindrical layers. [Il'menkov S.L., Kleshhyov A.A., Kuznecova E.I., Legusha F.F., Chizhov Yu.V., Chizhov G.Yu. Rasseyanie impul'snogo zvukovogo signala vyazko – uprugimi cilindricheskimi sloyami]. XIV school-seminar "Acoustics of the ocean" and the XXVI session of the Russian Acoustic Society, Moscow, 2014.
9. Kleshchev A.A., Legusha F.F., Maslov V.L. Wave processes in solids. [Kleshhyov A.A., Legusha F.F., Maslov V.L. Volnovye processy v tvyordyx telax]. Saint-Petersburg, 2010, 216 p.
10. Kleshchev A.A. Diffraction of sound from a point source on an elastic cylindrical shell. [Kleshhyov A.A. Difrakciya zvuka ot tochechnogo istochnika na uprugoy cilindricheskoy obolochke]. *Akusticheskij zhurnal – Acoustical Physics*, 2004, vol. 50, no. 1, pp. 86–89.
11. Shenderov E.L. Wave problems of hydroacoustics. [Shenderov E.L. Volnovye zadachi gidroakustiki]. Leningrad, Sudostroenie, 1972, 352 p.
12. Shenderov E.L. Radiation and scattering of sound. [Shenderov E.L. Izluchenie i rasseyanie zvuka]. Leningrad, Sudostroenie, 1989, 304 p.
13. Kleshchev A.A. Scattering of Low – Frequency Pulsed Sound Signals from Elastic Cylindrical Shells. *Acoustical Physics*, 2011, vol. 57, no. 3, pp. 375–380.
14. Ilmenkov S.L., Kleshchev A.A., Kuznetsova E.I., Legusha F.F., Chizhov Y.V., Chizhov G.Y. Investigation of Characteristics of the Reflection of Stationary and Pulse Sound from Viscous-Elastic Cylindrical Layers. *International Journal of Physics*, 2013, vol. 1, no. 5, pp. 101–105.

*Ильменков Сергей Львович, доцент кафедры судовой автоматизации и измерений СПбГМТУ, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: ilms@rambler.ru
Тел.: 7(921)963-93-65*

*Ilmenkov Sergey Lvovich, the associate professor of department of marine automation and measurement, Saint-Petersburg State marine technical University, Saint-Petersburg, Russia
E-mail: ilms@rambler.ru
Tel.: 7(921)963-93-65*