ISSN 0868–5886 НАУЧНОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, 2002, том 12, № 3, c. 93–98

ОРИГИНАЛЬНЫЕ СТАТЬИ

УДК 534.23

© Б. П. Шарфарец

О ПОЛЕ РАССЕЯНИЯ В ПЛОСКОСЛОИСТОМ ВОЛНОВОДЕ

Приведены выражения, позволяющие рассчитывать результирующее поле непрозрачного акустического излучателя, а также поле рассеяния неоднородности, находящейся в зоне Фраунгофера, в плоскослоистых волноводах. В обоих случаях полагается известной амплитуда рассеяния неоднородности. Ограничение на однородность водного слоя снято, за исключением слоя, включающего в себя неоднородность.

ВВЕДЕНИЕ

Задачам рассеяния звука на неоднородностях в условиях наличия границ, в том числе и в случае, когда сам излучатель является рассеивателем, посвящено достаточное количество работ. Укажем лишь на последние по времени публикации [1–15]. Важное прикладное значение в этом ряду задач занимают задачи рассеяния на неоднородностях в условиях наличия поверхности и дна [1, 4, 5, 10, 11, 13, 14.]. Эти работы отличаются наличием существенного ограничения — в них полагается справедливым допущение об отсутствии влияния границ и неоднородностей среды на амплитуду рассеяния неоднородности. В работе [15] учтено влияние границ волновода на результирующую амплитуду рассеяния, однако среда полагается однородной.

В настоящей работе получены выражения для результирующего поля непрозрачного излучателя с учетом рассеяния на нем излученного им первичного поля, а также для поля рассеяния на неоднородном включении, находящемся в зоне Фраунгофера поля нормальных волн, излученных сторонним излучателем в стратифицированном волноводе. При этом остается только одно ограничение — изменения свойств среды в пределах области, занятой рассеивателем, пренебрежимо малы.

Поставим задачу. Пусть непрозрачный излучатель, рассеивающий излученные им самим волны, или рассеиватель, на котором рассеиваются приходящие волны, находится в плоскослоистом волноводе. Пусть слой жидкости минимальной толщины $\Delta z = 2h$, включающий в себя рассеиватель, является однородным. По всей остальной толщине волновода свойства жидкости могут меняться. Необходимо найти суммарное поле в первом случае и поле рассеяния — во втором.

ПОЛЕ НЕПРОЗРАЧНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

Для решения поставленной задачи воспользуемся полученными в работе [12] выражениями, связывающими суммарную амплитуду рассеяния с диаграммной функцией (дф) источника первичных волн. Напомним постановку задачи, принятую в этой работе. В однородном полупространстве с границей $z = 0$ (ось $0z$ направлена вниз), характеризующейся коэффициентом отражения $V_1(0,\xi)$ (первый аргумент, равный нулю, говорит о том, что функция V_1 рассматривается при $z = 0$), находится непрозрачный излучатель с дф первичного поля $D_i^{\,0}(\boldsymbol{\xi})$, $i = 1,2$, который как рассеиватель характеризуется амплитудой рассеяния $T_m^{\,l}(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s)$, $l,m = 1,2$. Физический смысл последней функции таков. При падении на рассеиватель плоской волны с волновым вектором $\mathbf{k}_p = (\boldsymbol{\xi}_p, \alpha_m)$ единичной амплитуды и нулевой фазы в точке геометрического центра рассеивателя (x_0, y_0, z_0) снизу $(m = 1)$ или сверху $(m = 2)$ возникает рассеянная волна с амплитудой рассеяния $T_m^{\,l}(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s)$. При $l = 1$ поле рассеяния рассматривается выше, а при $l = 2$ — ниже неоднородности. Здесь $\mathbf{k}_s = (\boldsymbol{\xi}_s, \alpha_l)$ — волновой вектор рассеянного поля; $|\mathbf{k}_p| = |\mathbf{k}_s| = k = \omega / c$ — волновое число; $\alpha_l = (-1)^l (k^2 - \xi^2)^{1/2}$ и $\xi = |\boldsymbol{\xi}| = (k^2{}_x + k^2{}_y)^{1/2}$ — вертикальная и горизонтальная составляющие волнового вектора соответственно. Тогда справедливы следующие выражения [12]

$$\overline{T}_1(\boldsymbol{\xi}_s) - \int_{R^2} T_2^1(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s) \exp(2j\alpha(\xi_p) z_0) V_1(0, \xi_p) \frac{\overline{T}_1(\boldsymbol{\xi}_p)}{\alpha(\xi_p)} \mathrm{d}\xi_p = D^0{}_1(\boldsymbol{\xi}_s), \qquad (1)$$

$$\overline{T}_2(\boldsymbol{\xi}_s) = \int\limits_{R^2} T_2^2(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s) \exp(2j\alpha(\xi_p)z_0) V_1(0,\xi_p) \frac{\overline{T}_1(\boldsymbol{\xi}_p)}{\alpha(\xi_p)} \mathrm{d}\xi_p . \qquad (2)$$

Если представить ситуацию таким образом, что исходный излучатель звукопрозрачен, а поле рассеяния, обусловленное наличием границы, создается неким вторичным излучателем, то дф $\overline{D}_i^1(\boldsymbol{\xi})$ последнего связана с функциями $\overline{T}_i(\boldsymbol{\xi})$ следующим образом $\overline{D}_1^1(\boldsymbol{\xi}) = \overline{T}_1(\boldsymbol{\xi}) - \overline{D}_1^0(\boldsymbol{\xi})$, $\overline{D}_2^1(\boldsymbol{\xi}) = \overline{T}_2(\boldsymbol{\xi})$.

Легко показать, что в однородном случае справедливо следующее тождество

$$V_1(z,\xi) = \exp(2j\alpha(\xi)z)V_1(0,\xi) . \qquad (3)$$

Здесь $V_1(z,\xi)$ — коэффициент отражения на горизонте z. Учитывая (3), перепишем (1) и (2)

$$\overline{T}_1(\boldsymbol{\xi}_s) - \int\limits_{R^2} T_2^1(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s) V_1(z_0,\xi_p) \frac{\overline{T}_1(\boldsymbol{\xi}_p)}{\alpha(\xi_p)} \mathrm{d}\xi_p = D^0{}_1(\boldsymbol{\xi}_s), \qquad (1a)$$

$$\overline{T}_2(\boldsymbol{\xi}_s) = \int\limits_{R^2} T_2^2(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s) V_1(z_0,\xi_p) \frac{\overline{T}_1(\boldsymbol{\xi}_p)}{\alpha(\xi_p)} \mathrm{d}\xi_p . \qquad (2a)$$

Совершенно аналогично тому, как это сделано в [12], могут быть получены выражения в ситуации, когда рассматривается полупространство $z \in (-\infty, H]$, $H > z_0 > 0$, когда граница $z = H$ с коэффициентом отражения $V_2(H,\xi)$ находится под излучателем-рассеивателем

$$\underline{T}_2(\boldsymbol{\xi}_s) - \int\limits_{R^2} T_1^2(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s) V_2(z_0,\xi_p) \frac{\underline{T}_2(\boldsymbol{\xi}_p)}{\alpha(\xi_p)} \mathrm{d}\xi_p = D^0{}_2(\boldsymbol{\xi}_s), \qquad (4)$$

$$\underline{T}_1(\boldsymbol{\xi}_s) = \int\limits_{R^2} T_1^1(\boldsymbol{\xi}_p, \boldsymbol{\xi}_s) V_2(z_0,\xi_p) \frac{\underline{T}_2(\boldsymbol{\xi}_p)}{\alpha(\xi_p)} \mathrm{d}\xi_p . \qquad (5)$$

Дф $\underline{D}_i^1(\boldsymbol{\xi})$, $i = 1,2$, вторичного излучателя, обусловленного нижней границей, определяется следующим образом: $\underline{D}_1^1(\boldsymbol{\xi}) = \underline{T}_1(\boldsymbol{\xi})$, $\underline{D}_2^1(\boldsymbol{\xi}) = \underline{T}_2(\boldsymbol{\xi}) - D^0{}_2(\boldsymbol{\xi})$.

Рассмотрим далее ситуацию, когда излучатель-рассеиватель находится в жидком плоскослоистом волноводе глубиной H со следующим распределением волнового параметра по глубине

$$k(z) = \frac{\omega}{c(z)} = \begin{cases} k_1(z), & z \in [0, z_0 - h], \\ k_2(z), & z \in [z_0 + h, H], \\ k_0 = k_1(z_0 - h) = k_2(z_0 + h), & z \in (z_0 - h, z_0 + h). \end{cases} \qquad (6)$$

Здесь h — величина, превышающая или равная половине вертикального размера излучателя-рассеивателя, геометрический центр которого находится в точке $(0,0,z_0)$.

Для решения задачи необходимо рассмотреть два гипотетических полупространства. Первое — с границей $z = 0$, коэффициентом отражения V_1 и распределением волнового параметра $k(z) = \begin{cases} k_1(z), & z \in [0, z_0 - h] \\ k_0, & z \in (z_0 - h, \infty) \end{cases}$ и второе — с границей $z = H$, коэффициентом отражения V_2 и распределением волнового параметра

$$k(z) = \begin{cases} k_0, & z \in (-\infty, z_0 + h), \\ k_2(z), & z \in [z_0 + h, H]. \end{cases}$$

Тогда выражения (1a), (2a) остаются справедливыми для первого полупространства, а выражения (4), (5) — для второго полупространства. Известно [16, с. 285], что коэффициенты отражения $V_1(z_0,\xi)$ и $V_2(z_0,\xi)$, фигурирующие в этих выражениях, могут быть выражены через функции $Z_i(z,\xi)$, $i = 1,2$, являющиеся решениями следующей поперечной задачи

$$(\partial^2 / \partial\xi^2 + k^2(z) - \xi^2) Z_i(z,\xi) = 0 , \quad i = 1,2,$$

где $Z_1(z,\xi)$ удовлетворяет краевому условию на границе $z=0$, а $Z_2(z,\xi)$ — на границе $z = H$

$$V_i(z_0,\xi) = \\ = \frac{\alpha(z_0,\xi)Z_i(z_0,\xi)+(-1)^i j\partial Z_i(z_0,\xi)/\partial z}{\alpha(z_0,\xi)Z_i(z_0,\xi)+(-1)^{i-1} j\partial Z_i(z_0,\xi)/\partial z}, \quad (7)$$
$i = 1,2.$

Здесь $\alpha(z_0,\xi)=(k^2(z_0)-\xi^2)^{1/2}$.

После подстановки V_1 и V_2 из (7) соответственно в (1а), (1б) и (4), (5) могут быть получены дф вторичных источников $\overline{D}_i^1$ и $\underline{D}_i^1$, $i=1,2$, обусловленных однократным учетом соответственно верхней и нижней границ рассматриваемого волновода с распределением волнового параметра (6). Далее для получения совокупной диаграммной функции излучателя-рассеивателя, состоящей из суммы исходной дф излучателя D_i^0 и суммарной амплитуды рассеяния непрозрачного излучателя D_i^s, $i=1,2$, обусловленной многократным влиянием неоднородностей (границ и неоднородностей среды), должна быть использована техника, описанная в работе [15], заключающаяся в следующем. Вторичный излучатель, обусловленный однократным влиянием верхней границы с дф $\overline{D}^1$ (нижний индекс i для удобства опущен), вызовет рассеяние на реальном излучателе, обусловленное влиянием нижней границы, что создаст вторичный излучатель с дф $\underline{D}^2$ (двойка в верхнем индексе говорит о двукратном участии границ в образовании данного вторичного излучателя, черта снизу — о том, что данный вторичный излучатель обусловлен влиянием нижней границы). Дф $\underline{D}^2$ может быть получена с помощью выражений (4), (5), (7). При этом в правой части интегрального уравнения (4) должна фигурировать функция $\overline{D}_2^1$. Аналогично дф $\overline{D}^2$ вторичного излучателя, обусловленного влиянием верхней границы и наличием вторичного излучателя с дф $\underline{D}^1$, вычисляется с помощью выражений (1а), (1б), (7), причем в правой части интегрального уравнения (1а) должна фигурировать функция $\underline{D}_1^1$. Совершенно аналогично рекуррентно могут быть найдены дф всех последующих высших вторичных источников. Таким образом, результирующая дф первичного и рассеянного полей характеризуется следующей суммой

$$D = D^0 + D^1 + D^2 + \ldots \quad (8)$$

Здесь $D^1 = \overline{D}^1 + \underline{D}^1$, $D^2 = \overline{D}^2 + \underline{D}^2$ и т.д.

Исходя из физических соображений можно утверждать, что ряд (8) должен сходиться, однако в каждом конкретном случае волновода, излучателя-рассеивателя, частоты и геометрии задачи необходимо оценивать ошибку при оценке ряда (8) конечной суммой. В работе [15] приведены такие оценки для случая идеального волновода и сферического рассеивателя.

РАССЕЯНИЕ НА НЕОДНОРОДНОМ ПАССИВНОМ РАССЕИВАТЕЛЕ

К описанной выше схеме сводится и случай, когда на рассеиватель падает первичная волна, излученная другим источником, по отношению к которому рассеиватель находится в зоне Фраунгофера, и нормальные волны в слое, заключающем рассеиватель, можно представить как совокупность квазиплоских волн. Тогда первичное поле однородных нормальных волн u_0 в области расположения рассеивателя имеет следующую асимптотику:

$$u_0 \approx (r)^{-1/2}\sum_{n=1}^{N} c_n\psi(z,\xi_n)\exp(j\xi_n r), \quad (9)$$

где $\psi(z,\xi_n)$, $\xi_n{}^2$ — собственные функции и собственные значения задачи $(\partial^2/\partial\xi^2 + k^2(z)-\xi^2)\psi(z,\xi)=0$ с соответствующими краевыми условиями на границах $z=0$ и $z=H$.

Пусть (r,φ,z_s) — координаты геометрического центра рассеивателя; $(0,z_0)$ — координаты геометрического центра источника первичного поля. Исходя из предположения о локальной однородности слоя $\Omega_0 = \{x,y \in \mathrm{R}^2, z\in[z_s-h, z_s+h]\}$, где $2h$ — вертикальный размер рассеивателя, можно записать [17]

$$\psi(z,\xi_n) = \\ = a_n^+ \exp(j\alpha_n(z_s)(z-z_s)) + \\ + a_n^- \exp(-j\alpha_n(z_s)(z-z_s)), \quad (10) \\ z\in[z_s-h, z_s+h],$$

где

$$a_n^\pm = \\ = \frac{1}{2j\alpha_n(z_s)}\left(j\alpha_n(z_s)\psi(z_s,\xi_n) \pm \psi'_z(z_s,\xi_n)\right), \quad (11)$$

$\alpha_n(z)=(k^2(z)-\xi^2{}_n)^{1/2}$. Полагая, что в зоне Фраунгофера множитель $\exp(j\xi_n r)$ достаточно точно описывает горизонтальную составляющую плоской волны в окрестностях рассеивателя и, подставляя (10), (11) в (9), имеем

$$u_0 \approx \sum_{n=1}^{N} \frac{\exp(j\xi_n r)}{r^{1/2}} \left[b_n^+ \exp(j(\mathbf{k_n}^+ (\mathbf{x} - \mathbf{x}_s))) + b_n^- \exp(j(\mathbf{k_n}^- (\mathbf{x} - \mathbf{x}_s))) \right], \qquad \mathbf{x} \in \Omega_0, \qquad (12)$$

где $b_n^{\pm} = c_n a_n^{\pm}$, $\mathbf{k_n}^{\pm} = (\xi_n, \varphi, \pm\alpha(z_s))$ — волновые векторы плоских волн, обусловленных полем (9) и приходящих на рассеиватель; $\mathbf{x} = (x, y, z)$ — координаты текущей точки; $\mathbf{x}_s$ — координаты геометрического центра рассеивателя.

Сумма плоских волн (12) вызывает первичное поле рассеяния с совокупной амплитудой рассеяния, которая, очевидно, равна

$$D_{s,i}^0(\boldsymbol{\xi}_\mathbf{s}) = \sum_{n=1}^{N} \left\{ \frac{\exp(j\xi_n r)}{r^{1/2}} \times \left[b_n{}^+ T_2^i(\boldsymbol{\xi}_{*n}, \boldsymbol{\xi}_\mathbf{s}, k_0) + b_n{}^- T_1^i(\boldsymbol{\xi}_{*n}, \boldsymbol{\xi}_\mathbf{s}, k_0) \right] \right\}, \quad i = 1,2. \qquad (13)$$

Здесь $\boldsymbol{\xi}_n = (\xi_n, \varphi)$ — горизонтальная составляющая волнового вектора падающей волны; $\boldsymbol{\xi}_s = (\xi_s, \varphi_s)$ — горизонтальная составляющая волнового вектора рассеянной волны (отсчет угла φ_s осуществляется относительно точки геометрического центра рассеивателя); величины, индексованные буквой s, относятся к рассеянному полю; аргумент k_0 в функциях $T_m^i(\boldsymbol{\xi}_{*n}, \boldsymbol{\xi}_\mathbf{s}, k_0)$, $m = 1,2,$ говорит о том, что соответствующие функции должны быть рассчитаны в однородном пространстве с волновым числом k_0. Отметим, что первый аргумент функций $T_m^i(\boldsymbol{\xi}_{*n}, \boldsymbol{\xi}_\mathbf{s}, k_0)$ — $\boldsymbol{\xi}_{*n}$ принимает значения на дискретном , а второй — $\boldsymbol{\xi}_\mathbf{s}$ на непрерывном множествах.

После получения первичной амплитуды рассеяния (13) может быть запущен механизм расчета полного поля рассеяния, описанный в первой части статьи, где роль дф первичного поля D_i^0 исполняет функция $D_{s,i}^0(\boldsymbol{\xi}_\mathbf{s})$ из (13).

После вычисления результирующей дф излучателя-рассеивателя D_i либо амплитуды рассеяния в случае пассивного рассеивателя $D_{s,i}$ может быть рассчитано его поле в рассматриваемом волноводе. Так, например, поле нормальных волн имеет вид [18]

$$u^{'}(r,z) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{r}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{D_1(\xi_n) A^+(z^{'}, \xi_n) + D_2(\xi_n) A^-(z^{'}, \xi_n)}{\alpha_n(z^{'}) N_n} \psi(z, \xi_n) \exp(j(\xi_n r - \pi/4)) \xi_n{}^{1/2}, \qquad (14)$$

где

$$A^{\pm}(z, \xi_n) = \psi(z, \xi_n) j\alpha_n(z) \pm \psi'_z(z, \xi_n); \quad N_n = \psi(H, \xi_n) \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\psi'_z(H, \xi) + g(\xi)\psi(H, \xi) \right)_{\xi = \xi_n};$$

$g(\xi)$ — входной адмитанс нижней границы.

Выражение (14) описывает оба рассмотренных в статье случая: излучателя-рассеивателя и пассивного рассеивателя. В первом случае в (14) $u^{'}$ — первичное поле, D_i, $i = 1,2$, — суммарная дф, во втором — это соответственно поле рассеяния и совокупная амплитуда рассеяния $D_i = D_{s,i}$; $z^{'}$ — аппликата геометрического центра соответствующего рассеивателя, а r отсчитывается от этого центра.

Отметим, что в случае если ограничиться нулевым приближением для совокупной амплитуды рассеяния в виде (13), то (14) сведется к полученным ранее в работах [11, 13, 14] выражениям.

ПРИМЕР ВЫЧИСЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ

В заключение приведем выражение (13) для случая рассеивателя в виде абсолютно мягкой сферы и идеального волновода. Амплитуда рассеяния такой сферы равна [19]

$$T(\vartheta, \varphi, \vartheta_s, \varphi_s) = A + B\left(\cos\vartheta \cos\vartheta_s + \sin\vartheta \sin\vartheta_s \cos(\varphi - \varphi_s)\right),$$

$$A = -R_0 + \frac{2}{3} k^2 R_0^3 + jkR_0^2; \quad B = -k^2 R_0^3,$$

где R_0 — радиус сферы.

Элементарные вычисления дают

$$\left.\begin{array}{l} T_1^{\ 2}(\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s) = T_2^{\ 1}(\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s) = A + B\left(-\cos\theta\cos\theta_s + \sin\theta\sin\theta_s\cos(\varphi-\varphi_s)\right) \\ T_1^{\ 1}(\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s) = T_2^{\ 2}(\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s) = A + B\left(\cos\theta\cos\theta_s + \sin\theta\sin\theta_s\cos(\varphi-\varphi_s)\right) \end{array}\right\}, \qquad (15)$$

$$\varphi,\varphi_s \in [0,2\pi]; \quad \theta,\theta_s \in [0,\frac{\pi}{2} - j\infty).$$

Здесь $\theta,\varphi,\theta_s,\varphi_s$ — сферические координаты векторов $\mathbf{k}$ на сфере радиусом k_0 при изменении $\xi \in [0,\infty)$.

Полагая $\varphi = 0$ в (15) и подставляя его в (13), имеем

$$D_{s,1}^0(\theta_s,\varphi_s) = \sum_{n=1}^{N} \frac{\exp(j\xi_n r)}{r^{1/2}} c_n \left[\psi(z_s,\xi_n)(A + B\sin\theta_n\sin\theta_s) - \frac{\psi'_z(z_s,\xi_n)}{j\alpha_n(z_s)} B\cos\varphi_s \right],$$

$$D_{s,2}^0(\theta_s,\varphi_s) = \sum_{n=1}^{N} \frac{\exp(j\xi_n r)}{r^{1/2}} c_n \left[\psi(z_s,\xi_n)(A + B\sin\theta_n\sin\theta_s) + \frac{\psi'_z(z_s,\xi_n)}{j\alpha_n(z_s)} B\cos\varphi_s \right].$$

Здесь $\theta_n = \arcsin\frac{\xi_n}{k_0}$. В случае идеального волновода с абсолютно мягкой верхней и жесткой нижней границами, когда первичное поле создается точечным источником, находящимся на глубине z_0, константы c_n равны $c_n = \frac{1}{H}\sqrt{\frac{8\pi}{\xi_n}}\sin(\alpha_n z_0)\exp(-j\pi/4)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены выражения, позволяющие решать задачи дифракции на излучателях и пассивных рассеивателях практически для любых случаев регулярных океанических волноводов с единственным ограничением на однородность слоя Ω_0, содержащего неоднородное включение. В случае, если слой Ω_0 не является однородным, можно воспользоваться результатами работы [17], где приведены условия, при которых Ω_0 с малой погрешностью можно считать однородным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Белов В.Е., Горский С.М., Зиновьев А.Ю., Хилько А.И.* Применение метода интегральных уравнений к задаче о дифракции акустических волн на упругих телах в слое жидкости // Акуст. журн. 1994. Т. 40, № 4. С. 548–560.
2. *Gaunaurd J.C., Huang H.* Acoustic scattering by a spherical body near a plane boundary // J. Acoust. Soc. Amer. 1994. V. 96. N 6. P. 2526–2536.
3. *Gaunaurd J.C., Haung H.* Sound scattering by a spherical object near a hard Flat Bottom // IEEE Transactions on Ultrason. Ferroelectr. and Frequency control. 1996. V 43, N 4. P. 690–700.
4. *Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И.* Дифракция звукового поля на плоском прямоугольном вертикальном экране в волноводе // Акуст. журн. 1995. Т. 41, № 2. С. 249–253.
5. *Sarkissian A.* Extraction of a target scattering response from measurements made over long ranges in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102, N 2. P. 825–832.
6. *Bishop G.C., Smith J.* Scattering from an elastic shells and a round fluid—elastic interface: Theory // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101, N 2. P. 767–788.
7. *Bishop G.C., Smith J.* Scattering from rigid and soft targets near a planar boundary: Numerical results // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105, N 1. P. 130–143.
8. *Yang S.A.* A boundary integral equation method for two-dimensional acoustic scattering problems // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105, N 1. P. 93–105.
9. *Martin Ochmann.* The full-field equations for acoustic radiation and scattering // J. Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105, N 5. P. 2557–2564.
10. *Athanassoulis G., Prospathopoulos A.* Tree-dimensional scattering from a penetrable layered cylindrical obstacle in a horizontally stratified ocean waveguide // J. Acoust. Soc. Am. 2000. V. 107, N 5. P. 2406–2417.
11. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Особенности дифракции акустических волн в стратифицированных звуковых каналах // Акуст. журн. 2001. Т. 47, № 1. С. 44–51.
12. *Зацерковный А.В., Сергеев В.А., Шарфарец Б.П.* Использование амплитуды рассеяния для решения задач дифракции волн в полупространстве // Акуст. журн. 2001. Т. 47, № 5. С. 650–656.

13. *Белькович В.М., Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* О возможностях использования акустической дифракции в задачах мониторинга китообразных // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 2. С. 162–166.
14. *Кузькин В.М.* Дифракция звука на неоднородности в океаническом волноводе // Акуст. журн. 2002. Т. 48, № 1. С. 77–84.
15. *Шарфарец Б.П.* Использование метода диаграммных функций для расчета поля рассеяния в однородных акустических волноводах // Научное приборостроение. 2001. Т. 11, № 3. С. 52–61.
16. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 344 с.
17. *Кузькин В.М.* Об излучении и рассеянии звуковых волн в океанических волноводах // Акуст. журн. 2001 Т. 47, № 5. С. 678–684.
18. *Шарфарец Б.П.* Поле направленного излучателя в слоисто-неоднородном волноводе // Акуст. журн. 1985. Т. 31, № 1. С. 119–125.
19. *Морс Ф.М. Фешбах Г.* Методы теоретической физики. М.: Изд-во Иностр. лит-ры, 1960. Т. 2. 860 с.

Санкт-Петербург

Материал поступил в редакцию 24.06.2002.

ABOUT THE FIELD OF SCATTERING IN A PLANE-LAYERED WAVEGUIDE

B. P. Sharfarets

Saint-Petersburg

The expressions allowing one to calculate the resulting field of an opaque source, and also the field of scattering of a heterogeneity for located in the Fraunhofer zone for plane-layered waveguides are given. In both cases the amplitude of scattering of the heterogeneity is needed to be known. The restriction on uniformity of a water layer is removed except for the layer containing a heterogeneity.