АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXVIII 1982 Вып. 3

УДК 534(204.1)

К ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЗВУКА В ОКЕАНЕ

Бабкин Г. И., Кляцкин В. И., Любавин Л. Я.

Предложен метод расчета звукового поля, создаваемого точечным источником в слое неоднородной среды с различными граничными условиями. Метод удобен при наличии случайных неоднородностей и может оказаться полезным для численного решения детерминированных задач. Рассмотрен частный случай слоистой среды и различные типы граничных условий.

Существующие способы расчета акустических полей в океане [1, 2] оказываются по разным причинам мало пригодными для статистического анализа этих полей. Некоторые из этих методов (геометрическая акустика, метод параболического уравнения) основаны на значительных упрощениях и не описывают, например, обратного рассеяния, которое может быть существенным [3]. Более точные подходы, такие как метод нормальных волн, сводятся обычно к решению краевой задачи для уравнения Гельмгольца, в которой нельзя использовать хорошо разработанную методику решения стохастических уравнений [3] из-за отсутствия динамической причинности, поскольку решение этой задачи зависит функционально от неоднородностей среды во всем пространстве. Поэтому, например, в статье Колера и Папаниколау в [2], посвященной распространению акустических волн в случайно-неоднородном океане, использовано множество приближений, для которых не всегда можно точно указать пределы применимости.

В работах [4, 5] развит метод сведения краевых задач к задаче с начальными данными, для которой условие динамической причинности выполняется, поскольку решение зависит только от предыдущих (по пространству) значений параметров, но не от последующих. Однако в [4, 5] использовалось условие непрерывности волнового поля и его производной на границах слоя среды, содержащей неоднородности. В данной работе этот метод обобщается на случай более сложных граничных условий, характерных для акустики океана. Результаты могут оказаться полезными также и для численного решения детерминированных задач.

Пусть среда с плотностью d_0 занимает область $0<z<H$, где H — глубина океана. Внутри слоя звуковое давление G, создаваемое точечным источником с координатами (z_0, ρ_0), удовлетворяет уравнению

$$\partial^2 G(z, \boldsymbol{\rho}; z_0, \boldsymbol{\rho}_0)/\partial z^2+\Delta_\rho G+k_0^2[1+\varepsilon(z, \boldsymbol{\rho})]G= =\delta(z-z_0)\delta(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0), \tag{1}$$

где k_0 — волновое число, функция ε описывает пространственные изменения скорости звука, $\boldsymbol{\rho}=(x, y)$ — координаты в плоскости, перпендикулярной к оси z. При $z>H$, $z<0$ имеем уравнение

$$\partial^2 G(z, \boldsymbol{\rho}; z_0, \boldsymbol{\rho}_0)/\partial z^2+\Delta_\rho G+k_m^2 G=0, \tag{2}$$

причем плотность среды равна d_m; $m=1$ при $z>H$, $m=2$ при $z<0$. На границах слоя ($z=H$ и $z=0$) сохраняется непрерывность звукового давления G и нормальной компоненты скорости, пропорциональной $d^{-1}\partial G/\partial z$. Используя явный вид решения в областях $z>H$ и $z<0$, можно записать граничные условия в виде

$$\begin{aligned} &(d_1/d_0)\,\partial G/\partial z=i\sqrt{k_1^2+\Delta_\rho}\,G, \quad z=H,\\ &(d_2/d_0)\,\partial G/\partial z=-i\sqrt{k_2^2+\Delta_\rho}\,G, \quad z=0. \end{aligned} \tag{3}$$

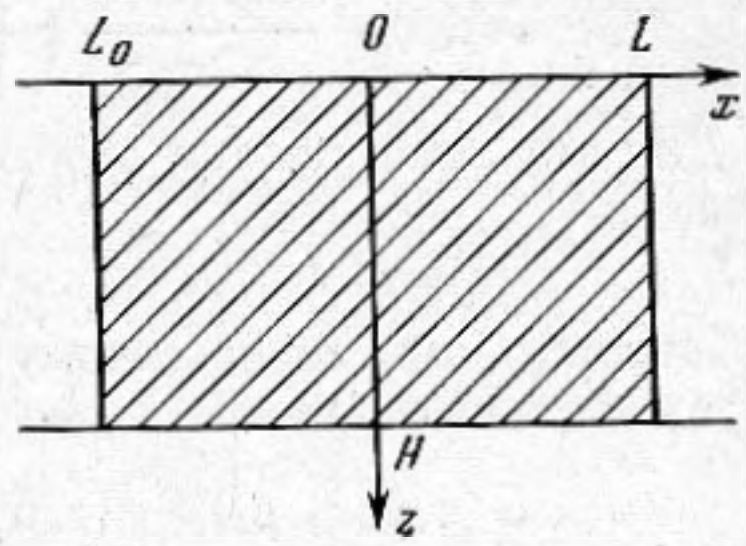
Рассмотрим теперь вспомогательную задачу об отыскании волнового поля $g(z, \rho; z_0, \rho_0)$, удовлетворяющего в слое $0 \leqslant z \leqslant H$ уравнению (1) с граничными условиями

$$\partial g/\partial z = i\sqrt{k_0^2+\Delta_\rho}\, g, \quad z=H,$$

(4)

$$\partial g/\partial z = -i\sqrt{k_0^2+\Delta_\rho}\, g, \quad z=0,$$

которые не зависят от d и соответствуют непрерывности поля и его нормальной производной на границах, причем вне слоя $\varepsilon=0$, $k_1=k_2=k_0$. Как уже отмечалось, для такой задачи можно написать [5] систему уравнений инвариантного погружения, которая удовлетворяет условию динамической причинности. Кроме того, для определения функции g можно использовать какой-либо приближенный метод.



Фиг. 1. Схема введения параметров погружения. В заштрихованной области ε отлично от нуля

Отметим, что для функции g можно написать уравнения инвариантного погружения двух типов. Первый соответствует выбору в качестве параметра «погружения» глубины океана H. Подобные уравнения приведены в [5], они удобны для определения статистических характеристик аналитическими методами (усреднение по ансамблю). Однако применение численных методов в этом случае, по-видимому, затруднительно, поскольку для слоя конечной толщины H случайные поля не стационарны и нельзя использовать гипотезу эргодичности. Другой тип уравнений инвариантного погружения получим, если ввести параметры «погружения» L_0, L, как это показано на фиг. 1. Величина ε отлична от нуля только в заштрихованной области. При этом получаются интегродифференциальные уравнения по переменной L. При $L_0 \to -\infty$ решение будет стационарным по L случайным полем, что позволяет использовать гипотезу эргодичности для расчета статистических характеристик волнового поля по одной реализации $\varepsilon(z, \rho)$.

Напишем для функций G и g формулу Грина, которая в данном случае имеет вид

$$G(z,\rho;z_0,\rho_0) = g(z,\rho;z_0,\rho_0) - \int d\rho' [g(z',\rho';z,\rho)\times$$

$$\times \partial G(z',\rho';z_0,\rho_0)/\partial z' - G(z',\rho';z_0,\rho_0)\,\partial g(z',\rho';z,\rho)/\partial z']_{z'=H} +$$

$$+ \int d\rho' [g(z',\rho';z,\rho)\,\partial G(z',\rho';z_0,\rho_0)/\partial z' -$$

$$- G(z',\rho';z_0,\rho_0)\,\partial g(z',\rho';z,\rho)/\partial z']_{z'=0}$$

или с использованием граничных условий (3) и (4)

(5)
$$G(z,\rho;z_0,\rho_0) = g(z,\rho;z_0,\rho_0) + d_0 \int d\rho' G(H,\rho';z_0,\rho_0)\times$$

$$\times(\hat{\zeta}_0-\hat{\zeta}_1)\, g(H,\rho';z,\rho) + d_0 \int d\rho' G(0,\rho';z_0,\rho_0)\,(\hat{\zeta}_0-\hat{\zeta}_2)\, g(0,\rho';z,\rho).$$

где $\hat{\zeta}_m = i d_m^{-1}\sqrt{k_m^2+\Delta_{\rho'}}$, $m=0, 1, 2$. Для определения величин $G(H, \rho'; z_0, \rho_0)$ и $G(0, \rho'; z_0, \rho_0)$ получаем из (5) систему интегральных уравнений

$$G(H,\rho;z_0,\rho_0) = g(H,\rho;z_0,\rho_0) + d_0 \int d\rho' G(H,\rho';z_0,\rho_0)\,(\hat{\zeta}_0-\hat{\zeta}_1)\times$$

$$\times g(H,\rho';H,\rho) + d_0 \int d\rho' G(0,\rho';z_0,\rho_0)\,(\hat{\zeta}_0-\hat{\zeta}_2)\, g(0,\rho';H,\rho),$$

(6)

$$G(0,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)=g(0,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)+d_0\int d\boldsymbol{\rho}'G(H,\boldsymbol{\rho}';z_0,\boldsymbol{\rho}_0)(\hat{\zeta}_0-\hat{\zeta}_1)\times$$

$$\times g(H,\boldsymbol{\rho}';0,\boldsymbol{\rho})+d_0\int d\boldsymbol{\rho}'G(0,\boldsymbol{\rho}';z_0,\boldsymbol{\rho}_0)(\hat{\zeta}_0-\hat{\zeta}_2)g(0,\boldsymbol{\rho}';0,\boldsymbol{\rho}).$$

Фигурирующий в равенствах (5), (6) оператор $i\sqrt{k^2+\Delta_\rho}$ содержится также [5] и в системе уравнений инвариантного погружения для определения функции g, если в качестве дополнительной переменной использовать глубину океана H. Как показано в работе [6], его можно заменить интегральным оператором с ядром

$$\mathscr{K}(\rho)=\frac{\exp(ik\rho)}{2\pi\rho^2}\left(\frac{1}{\rho}-ik\right). \tag{7}$$

Для акустики океана особый интерес представляют граничные условия вида

$$G(0,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)=0,\quad \partial G(z,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)/\partial z|_{z=H}=G'(H,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)=0, \tag{3'}$$

соответствующие предельному переходу в (3) $d_1\to\infty$, $d_2\to 0$. Из (5) и (6) в этом случае получаем

$$\begin{aligned}
&G(z,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)=g(z,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)+d_0\int d\boldsymbol{\rho}'G(H,\boldsymbol{\rho}';z_0,\boldsymbol{\rho}_0)\hat{\zeta}_0 g\times\\
&\times(H,\boldsymbol{\rho}';z,\boldsymbol{\rho})+\int d\boldsymbol{\rho}'G'(0,\boldsymbol{\rho}';z_0,\boldsymbol{\rho}_0)g(0,\boldsymbol{\rho}';z,\boldsymbol{\rho}),\\
&G(H,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)=g(H,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)+d_0\int d\boldsymbol{\rho}'G(H,\boldsymbol{\rho}';z_0,\boldsymbol{\rho}_0)\hat{\zeta}_0 g\times\\
&\times(H,\boldsymbol{\rho}';H,\boldsymbol{\rho})+\int d\boldsymbol{\rho}'G'(0,\boldsymbol{\rho}';z_0,\boldsymbol{\rho}_0)g(0,\boldsymbol{\rho}';H,\boldsymbol{\rho}),\\
&0=g(0,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)+d_0\int d\boldsymbol{\rho}'G(H,\boldsymbol{\rho}';z_0,\boldsymbol{\rho}_0)\hat{\zeta}_0 g(H,\boldsymbol{\rho}';0,\boldsymbol{\rho})+\\
&+\int d\boldsymbol{\rho}'G'(0,\boldsymbol{\rho}'\cdot z_0,\boldsymbol{\rho}_0)g(0,\boldsymbol{\rho}';0,\boldsymbol{\rho}).
\end{aligned} \tag{8}$$

Отметим, что аналогичное (5) уравнение можно получить для поверхности S произвольного вида, если на ней задано «локальное» граничное условие [7]

$$\mathbf{n}\partial G(\mathbf{r},\mathbf{r}_0)/\partial\mathbf{r}=\gamma G(\mathbf{r},\mathbf{r}_0),\quad \mathbf{r}\in S,$$

$\mathbf{n}$ — вектор нормали к поверхности, $\gamma=-i\omega dZ^{-1}$, Z — импеданс границы, не зависящий от угла падения.

Для слоистых сред, когда $\varepsilon(z,\boldsymbol{\rho})\equiv\varepsilon(z)$, $G(z,\boldsymbol{\rho};z_0,\boldsymbol{\rho}_0)=G(z,z_0,\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0)$, можно провести преобразование Фурье по поперечным координатам. Тогда для величины

$$G(z,z_0;\mathbf{q})=\int d\boldsymbol{\rho}\exp(-i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho})G(z,z_0;\boldsymbol{\rho})$$

получим алгебраические уравнения. Из равенства (5) находим

$$\begin{aligned}
&G(z,z_0;\mathbf{q})=g(z,z_0;\mathbf{q})+d_0(\zeta_0-\zeta_1)g(z,H;\mathbf{q})\times\\
&\times G(H,z_0;\mathbf{q})+d_0(\zeta_0-\zeta_2)g(z,0;\mathbf{q})G(0,z_0;\mathbf{q}),
\end{aligned} \tag{9}$$

где вместо операторов $\hat{\zeta}_m$ стоят числа $\zeta_m=id_m^{-1}\sqrt{k_m^2-q^2}=-i\omega Z_m(q)$. Для величин $G(H,z_0;\mathbf{q})$ и $G(0,z_0;\mathbf{q})$ получаем систему алгебраических уравнений, откуда

$$\begin{aligned}
&G(H,z_0;\mathbf{q})=A^{-1}g(H,z_0;\mathbf{q})[1-d_0g(0,0;\mathbf{q})(\zeta_0-\zeta_2)]+\\
&+d_0A^{-1}g(0,z_0;\mathbf{q})g(H,0;\mathbf{q})(\zeta_0-\zeta_2),\\
&G(0,z_0;\mathbf{q})=A^{-1}g(0,z_0;\mathbf{q})[1-d_0g(H,H;\mathbf{q})(\zeta_0-\zeta_1)]+\\
&+d_0A^{-1}g(H,z_0;\mathbf{q})g(H,0;\mathbf{q})(\zeta_0-\zeta_1),\\
&A=1-d_0(\zeta_0-\zeta_1)g(H,H;\mathbf{q})-d_0(\zeta_0-\zeta_2)g(0,0;\mathbf{q})+\\
&+d_0^2(\zeta_0-\zeta_1)(\zeta_0-\zeta_2)[g(H,H;\mathbf{q})g(0,0;\mathbf{q})-g^2(H,0;\mathbf{q})].
\end{aligned} \tag{10}$$

Равенства (9) и (10) выражают искомую функцию Грина $G(z, z_0; \mathbf{q})$ через решение вспомогательной задачи $g(z, z_0; \mathbf{q})$. Чтобы получить окончательный ответ, нужно выполнить обратное преобразование Фурье

$$G(z, z_0; \boldsymbol{\rho}) = (2\pi)^{-2} \int d\mathbf{q} G(z, z_0; \mathbf{q}) \exp(iq(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0)) = \tag{11}$$

$$= (2\pi)^{-1} \int_0^\infty dq q G(z, z_0; q) J_0(q|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0|) =$$

$$= (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^\infty dq q G(z, z_0; q) H_0^{(1)}(q|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_0|),$$

где J_0 и $H_0^{(1)}$ — функции Бесселя и Ханкеля.

Для функции g можно написать систему уравнений инвариантного погружения, считая H дополнительной переменной. Решение этой системы сводится к интегрированию уравнения Риккати [4, 5]. В тех случаях, когда функция g известна, формулы (9), (10) позволяют написать ответ для произвольных граничных условий. В частности, при $\varepsilon=0$ легко получить отсюда функцию Грина для трехслойной среды [7].

Для граничных условий вида (3′) имеем из (9) и (10)

$$\begin{aligned} &G(z, z_0; q) = g(z, z_0; q) + d_0\zeta_0 g(z, H; q) G(H, z_0; q) + \\ &+ g(z, 0; q) G'(0, z_0; q), \end{aligned} \tag{9′}$$

$$\begin{aligned} &G(H, z_0; q) = -A^{-1} g(H, z_0; q) g(0, 0; q) + \\ &+ A^{-1} g(0, z_0; q) g(0, H; q), \\ &G'(0, z_0; q) = A^{-1} g(0, z_0; q) [1 - d_0\zeta_0 g(H, H; q)] + \\ &+ A^{-1} d_0\zeta_0 g(H, z_0; q) g(H, 0; q), \\ &A = -g(0, 0; q) + d_0\zeta_0 [g(0, 0; q) g(H, H; q) - g^2(0, H; q)]. \end{aligned} \tag{10′}$$

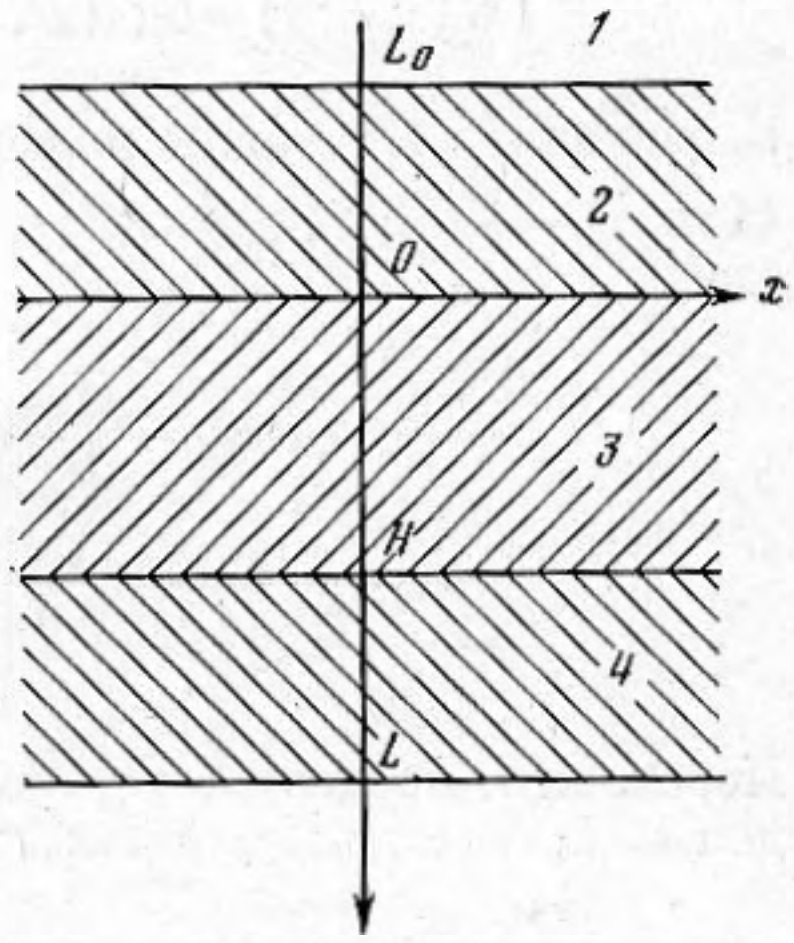
В случае слоистых сред можно получить непосредственно для функции G уравнения инвариантного погружения при любых граничных условиях. Если ввести разрывную функцию

$$\tilde{\varepsilon}(z) = \begin{cases} \varkappa_2^2 - \varkappa_0^2, & z<0, \\ k_0^2 \varepsilon(z), & 0<z<H, \\ \varkappa_1^2 - \varkappa_0^2, & H<z, \end{cases} \tag{12}$$

где $\varkappa_m = d_m^{-1} d_0 \sqrt{k_m^2 - q^2}$, и рассмотреть уравнение

$$\begin{aligned} &d^2 G(z, z_0; q)/dz^2 + \\ &+ [\varkappa_0^2 + \tilde{\varepsilon}(z)] G = \delta(z - z_0) \end{aligned} \tag{13}$$

с условием непрерывности поля и его производной в точках разрыва функции $\tilde{\varepsilon}(z)$, то решение задачи (13) дает правильное значение поля в области $0 \leqslant z \leqslant H$. Введем теперь параметры «погружения» (L_0, L), как это показано на фиг. 2, и положим $\tilde{\varepsilon}=0$ при $z<L_0$ и $z>L$. Решение уравнения (13) получается при $L_0 \to -\infty$, $L \to \infty$. Окончательный ответ, как и ранее, получается после проведения преобразования (11).



Фиг. 2. Схема введения параметров погружения для уравнения (13). В области (2) — $\tilde{\varepsilon}=\varkappa_2^2-\varkappa_0^2$, в (3) — $\tilde{\varepsilon}=k_0^2\varepsilon(z)$, в (4) — $\tilde{\varepsilon}=\varkappa_1^2-\varkappa_0^2$, в областях (1), (5) — $\tilde{\varepsilon}=0$

Будем теперь считать величину L дополнительной переменной, тогда для функции G можно написать [5] следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial L} G(z, z_0; q, L) = \frac{\tilde{\varepsilon}(L)}{4\varkappa_0^2} G(z; L, q) G(z_0; L, q),$$

$$G(z, z_0; q, L)|_{L=z_0} = G(z; z_0, q)/2i\varkappa_0, \quad z<z_0,$$

$$G(z, z_0; q, L)|_{L=z} = G(z_0; z, q)/2i\varkappa_0, \quad z>z_0,$$

(14)

$$\frac{\partial}{\partial L}G(z;L,q)=[i\varkappa_0+i(2\varkappa_0)^{-1}\tilde{\varepsilon}(L)G(L,q)]G(z;L,q),$$

$$G(z;L,q)|_{L=z}=G(z,q),$$

$$\frac{\partial}{\partial L}G(L,q)=2i\varkappa_0[G(L,q)-1]+i\tilde{\varepsilon}(L)(2\varkappa_0)^{-1}G^2(L,q),$$

$$G(L_0,q)=1.$$

Решения первых двух уравнений легко выражаются через функцию $G(L,q)$, удовлетворяющую последнему уравнению системы (14).

Перейдем к пределу $L_0\to-\infty$, тогда при $L<0$ получаем

(15) $$G(L,q)=G_0=2\varkappa_0(\varkappa_0+\varkappa_2)^{-1}.$$

Если $0<L<H$, нужно найти решение третьего уравнения системы (14)

(14′) $$\frac{\partial}{\partial L}G(L,q)=2i\varkappa_0[G(L,q)-1]+\frac{ik_0^2}{2\varkappa_0}\varepsilon(L)G^2(L,q)$$

с граничным условием $G(L,q)=G_0$ при $L=0$. Обозначим это решение G_L, тогда при $L>H$ находим

(16) $$G_L=\frac{G_1-G_2E\exp[2i\varkappa_1(L-H)]}{1-E\exp[2i\varkappa_1(L-H)]},$$

где $G_1=2\varkappa_0(\varkappa_0+\varkappa_1)^{-1}$, $G_2=2\varkappa_0(\varkappa_0-\varkappa_1)^{-1}$, $E=(G_H-G_1)(G_H-G_2)^{-1}$.

С помощью функции G_L легко получить решение второго уравнения системы (14). При $L\leqslant H$

(17) $$G(z;L,q)=G_z\exp\left[i\varkappa_0(L-z)+\frac{ik_0^2}{2\varkappa_0}\int_z^L d\eta\varepsilon(\eta)G_\eta\right],$$

а при $L>H$

$$G(z;L,q)=G(z;H,q)\frac{(1-E)\exp[i\varkappa_1(L-H)]}{1-E\exp[2i\varkappa_1(L-H)]}.$$

Выражение (17) можно переписать также в виде

(18) $$G(z;L,q)=G_zF(z;L,q),$$

где

$$F(z;L,q)=\exp\left[i\varkappa_0(L-z)+\frac{ik_0^2}{2\varkappa_0}\int_z^L d\eta\varepsilon(\eta)G_\eta\right]=$$

$$=\frac{G_L}{G_z}\exp\left[i\varkappa_0\int_z^L d\eta\frac{2-G_\eta}{G_\eta}\right].$$

Переходя к пределу $L\to\infty$, получаем из первого уравнения системы (14) для $z>z_0$ $G_\infty(z,z_0;q)=(2i\varkappa_0)^{-1}\tilde{G}_\infty(z,z_0;q)$, где

$$\tilde{G}_\infty(z,z_0;q)=G(z_0;z,q)+\frac{i}{2\varkappa_0}\int_z^\infty d\xi\tilde{\varepsilon}(\xi)G(z;\xi,q)G(z_0;\xi,q)=$$

$$=G(z_0;z,q)+\frac{ik_0^2}{2\varkappa_0}\int_z^H d\xi\varepsilon(\xi)G(z;\xi,q)G(z_0;\xi,q)+$$

$$+\frac{G(z;H,q)G(z_0;H,q)}{G_2-G_H}=G_{z_0}F(z_0;z,q)\left\{1+\right.$$

$$\left.+G_z\frac{ik_0^2}{2\varkappa_0}\int_z^H d\xi\varepsilon(\xi)F^2(z;\xi,q)+\frac{G_zF^2(z;H,q)}{G_2-G_H}\right\}.$$

Для случая $z<z_0$ выражение для $G_\infty(z, z_0; q)$ можно найти, поменяв местами z и z_0 в формуле (19).

Таким образом, искомая функция $G_\infty(z, z_0; q)$ с помощью квадратур выражается через решение G_z уравнения Риккати (14′). Из формулы (19) видно, что влияние границ раздела, соответствующих $z=0$ и $z=H$, проявляется различным образом. Влияние границы при $z=0$ существенно для начального условия к уравнению (14′), причем

$$G_0=1+V_2, \quad V_2=(\varkappa_0-\varkappa_2)/(\varkappa_0+\varkappa_2),$$

где V_2 — коэффициент отражения плоской волны от полупространства $z<0$ [7]. Граница при $z=H$ непосредственно сказывается на величине последнего слагаемого в правой части (19). Входящую туда величину G_2 можно представить в виде

$$G_2=1+V_1^{-1}, \quad V_1=(\varkappa_0-\varkappa_1)/(\varkappa_0+\varkappa_1),$$

где V_1 — коэффициент отражения плоской волны от полупространства $z>H$. При $H\to\infty$ последнее слагаемое в (19) исчезает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акустика океана. Сб. статей/Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1974.
2. Распространение волн и подводная акустика. М.: Мир, 1980.
3. *Кляцкин В. И.* Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980.
4. *Бабкин Г. И., Кляцкин В. И.* Флуктуации интенсивности волны в одномерной случайно-неоднородной среде. IV. Инвариантное погружение и распределение вероятностей для интенсивности.– Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т. 23, № 10, с. 1185–1194.
5. *Бабкин Г. И., Кляцкин В. И., Любавин Л. Я.* Теория инвариантного погружения и волны в статистически неоднородных средах.– Докл. АН СССР, 1980, т. 250, № 5, с. 1112–1115.
6. *Бабкин Г. И., Кляцкин В. И., Любавин Л. Я.* О краевых задачах для волнового уравнения.– Акуст. ж., 1982, т. 28, № 1, с. 1–7.
7. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.

Тихоокеанский океанологический институт
Дальневосточного научного центра
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5.III.1981