

УДК 538.573

**ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЛНЫ
В ОДНОМЕРНОЙ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ.
VI. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА**

В. И. Кляцкин, И. О. Ярошук

Получены уравнения, описывающие влияние границы раздела на статистические характеристики интенсивности источника в случайно-неоднородной среде. Уравнения решаются численно, и результаты сопоставляются с результатами линейной теории переноса излучения.

В предыдущих работах [1-3] (см. также [4]) подробно рассматривались статистические задачи как о распространении волны в полупространстве, так и об источнике внутри неограниченного пространства со случайными неоднородностями диэлектрической проницаемости. Была построена статистическая теория переноса излучения для этих задач, которая сопоставлялась с линейной феноменологической теорией. В случае нахождения источника волн вблизи границы раздела двух сред статистические характеристики интенсивности волны могут существенно отличаться от случая неограниченного пространства. Изучению этой задачи и посвящена настоящая работа.

1. Постановка задачи такова. Пусть слой случайно-неоднородной среды занимает часть пространства $H_0 \leq x \leq H$. Внутри этого слоя в точке x_0 помещается источник. Тогда волновое поле внутри среды описывается уравнением [2, 4]

$$\frac{d^2}{dx^2} G(x, x_0) + k^2 [1 + \bar{\epsilon}(x)] G(x, x_0) = 2ik\delta(x - x_0), \quad (1)$$

где $k = \kappa + i\gamma$ — волновое число (γ описывает поглощение волны), а $\bar{\epsilon}(x)$ — отклонение диэлектрической проницаемости от единицы. Пусть в областях $x < H_0$ и $x > H$ среда однородна с волновыми параметрами k_1 и k_2 соответственно. Тогда краевыми условиями для (1) являются условия

$$\frac{\partial}{\partial x} G(H_0, x_0) = -ik_1 G(H_0, x_0), \quad \frac{\partial}{\partial x} G(H, x_0) = ik_2 G(H, x_0), \quad (2)$$

вытекающие из требования непрерывности G и $(\partial/\partial x)G$ на границах слоя. Отметим, что случай $k_i = k$ соответствует свободному выходу из слоя, условие $k_i \rightarrow \infty$ — отражающей границе, на которой поле равно нулю, условие $k_i \rightarrow 0$ также соответствует отражающей границе, но на которой производная поля обращается в нуль. Таким образом, мы имеем краевую задачу (1), (2).

Для построения статистической теории необходимо перейти от краевой задачи (1), (2) к задаче с начальными условиями. Это было сделано в работе [5]. На основе метода инвариантного погружения при

условии, что волновое поле можно рассматривать как функцию параметра H , т. е. $G(x, x_0) = G(x, x_0; H)$, в работе [5] было показано, что

$$G(x, x_0; H) = G_1(x, x_0; H) + G_2(x, x_0; H). \quad (3)$$

Функция G_1 как функция параметра H описывается системой уравнений

$$\frac{\partial}{\partial H} G_1(x, x_0; H) = \frac{ik}{2} \tilde{\varepsilon}(H) U(x; H) U(x_0; H),$$

$$G_1|_{H=\max(x, x_0)} = \begin{cases} U(x; x_0), & x \leq x_0 \\ U(x_0; x), & x \geq x_0 \end{cases}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial H} U(x; H) = ik \left\{ 1 + \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}(H) U_H \right\} U(x; H), \quad U(x; H)|_{H=x} = U_x,$$

$$\frac{d}{dH} U_H = 2ik(U_H - 1) + \frac{ik}{2} \tilde{\varepsilon}(H) U_H^2, \quad U_{H_0} = 1 + R_1,$$

где $R_1 = (k - k_1)/(k + k_1)$ — коэффициент отражения волны от области $x < H_0$ в случае отсутствия неоднородностей. Функция G_2 при этом связана с решением системы (4) с помощью равенства

$$G_2(x, x_0; H) = \frac{1}{g - U_H} U(x; H) U(x_0; H), \quad (5)$$

где $g = 1 + 1/R_2$, $R_2 = (k - k_2)/(k + k_2)$ — коэффициент отражения от области $x > H$ в отсутствие неоднородностей. Система уравнений (4) является системой с начальными данными. При этом функции U_H и $U(x; H)$ имеют наглядный физический смысл. Так, при $k_2 = k$ ($g = \infty$) и $G_2(x, x_0; H) \equiv 0$ величина $R_H = U_H - 1$ описывает коэффициент отражения плоской волны, падающей из области $x > H$, от слоя неоднородной среды $H_0 < x < H$, а функция $U(x; H)$ — распределение поля внутри слоя.

В дальнейшем нас будет интересовать случай полупространства, когда граница только одна. Переход к полупространству можно осуществлять двумя способами: $H_0 \rightarrow -\infty$ или $H \rightarrow \infty$. В первом случае существует стационарное распределение вероятностей для величины R_H (см. [2, 4]). Однако при этом волновое поле описывается формулой (3), и для статистических характеристик интенсивности поля необходимо учитывать корреляционные связи между G_1 и G_2 . При другом предельном переходе ($H \rightarrow \infty$) функция $G_2 \rightarrow 0$, но величина R_H не является стационарной величиной.

2. Перейдем теперь к нахождению средней интенсивности волнового поля $I(x, x_0) = |G(x, x_0)|^2$. Как и в предыдущих работах, будем считать, что $\gamma \ll \kappa$ и величина $\tilde{\varepsilon}(x)$ достаточно мала, так что можно пренебречь членами порядка $\gamma \tilde{\varepsilon}(x)$. Кроме того, считаем $\tilde{\varepsilon}(x)$ гауссовой дельта-коррелированной случайной функцией ($\langle \tilde{\varepsilon}(x) \rangle = 0$, $\langle \tilde{\varepsilon}(x) \tilde{\varepsilon}(x') \rangle = 2\sigma^2 l_0 \delta(x - x')$). Для перехода к полупространству воспользуемся предельным переходом $H \rightarrow \infty$. Тогда средняя интенсивность волнового поля $\langle I(x, x_0) \rangle = \langle |G(x, x_0; \infty)|^2 \rangle$ будет описываться формулой [2]

$$\langle I(x, x_0) \rangle = \langle J(x; x_0) \rangle + D \int_{x_0}^{\infty} d\xi \langle J(x; \xi) J(x_0; \xi) \rangle \quad (x_0 \geq x), \quad (6)$$

где введен коэффициент диффузии $D = \sigma^2 \kappa^2 l_0 / 2$, а величина $J(x; H) = |U(x; H)|^2$. В случае $x_0 \leq x$ надо переставить точки x_0 и x в формуле (6). Отметим, что формула (6) была получена с помощью усреднения по быстрым осцилляциям.

Функция $J(x; H)$ описывает интенсивность волнового поля в слое среды в задаче о падении на нее плоской волны и, согласно (4), при сделанных предположениях удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial H} J(x; H) = -2\gamma J(x; H) + \frac{i\kappa}{2} \tilde{\varepsilon}(H) (R_H - R_H^*) J(x; H),$$

$$J(x; x) = |1 + R_x|^2, \quad (7)$$

где функция R_H удовлетворяет уравнению

$$\frac{d}{dH} R_H = 2ikR_H + \frac{i\kappa}{2} \tilde{\varepsilon}(H) (1 + R_H)^2, \quad R_{H_0} = R_0. \quad (8)$$

Далее будем действовать аналогично работам [2]. Введем функции

$$\psi(x, x_0, \rho; H) = \langle J(x; H) J(x_0; H) \delta(|R_H|^2 - \rho) \rangle, \quad (9)$$

$$\chi(x, \rho; H) = \langle J(x; H) \delta(|R_H|^2 - \rho) \rangle, \quad P_H(\rho) = \langle \delta(|R_H|^2 - \rho) \rangle$$

и безразмерные переменные $\tilde{x} = Dx$, $\tilde{x}_0 = Dx_0$, $h = DH$. Формулу (6) можно переписать в виде (тильду у x_i не пишем)

$$\langle I(x, x_0) \rangle = \int_0^1 d\rho \left[\chi(x, \rho; x_0) + \int_x^\infty d\xi \psi(x, x_0, \rho; \xi) \right] \quad (x_0 \geq x). \quad (10)$$

Функция $\psi(x, x_0, \rho; h)$ определяется уравнением [2]

$$\frac{\partial}{\partial h} \psi(x, x_0, \rho; h) = -2\beta \left(1 - \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \right) \psi - \left[2 + \frac{\partial}{\partial \rho} (1 - \rho) \right] \psi +$$

$$+ \left[2 + \frac{\partial}{\partial \rho} (1 - \rho) \right]^2 \rho \psi \quad (\beta = 2\gamma/D), \quad (11)$$

которое можно переписать в виде

$$\frac{\partial}{\partial h} \psi(x, x_0, \rho; h) = \left[2\beta\rho + 2\rho(1 - \rho) + \frac{\partial}{\partial \rho} (1 - \rho)^2 \rho \right] \frac{\partial}{\partial \rho} \psi. \quad (11a)$$

Начальным условием для уравнений (11), (11a) являются условия

$$\psi(x, x_0, \rho; h)|_{h=\max(x, x_0)} = (1 + \rho) \begin{cases} \chi(x, \rho; x_0) & (x_0 > x) \\ \chi(x_0, \rho; x) & (x_0 < x) \end{cases} \quad (12)$$

в случае $x \neq x_0$, в случае же $x_0 = x$

$$\psi(x, x, \rho; x) = (1 + 4\rho + \rho^2) P_x(\rho). \quad (12a)$$

Учитывая, что в формулу (10) входит не сама функция ψ , а интеграл от нее по ξ , можно проинтегрировать уравнение (11a) по h в пределах $[x_0, \infty]$ и решить полученное уравнение. В результате формула (10) для $x_0 > x$ будет содержать только функцию $\chi(x; \rho; x_0)$:

$$\langle I(x, x_0) \rangle = \int_0^1 d\rho \left\{ 1 + \frac{1 + \rho}{(1 - \rho)^2} \left[1 - \rho + 2\beta \exp\left(\frac{2\beta}{1 - \rho}\right) \right] \times \right.$$

$$\times \text{Ei} \left(-\frac{2\beta}{1-\rho} \right) \Big] \chi(x, \rho; x_0), \quad (13)$$

где $\text{Ei}(-x) = -\int_x^\infty dt t^{-1} e^{-t}$ — интегральная показательная функция. Функция же $\chi(x, \rho; h)$ как функция h и ρ удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial h} \chi(x, \rho; h) = & -\beta \left(1 - 2 \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \right) \chi - (1-\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} \chi + \\ & + (1-\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} (1-\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \chi \end{aligned} \quad (14)$$

с начальным условием

$$\chi(x, \rho; x) = (1+\rho) P_x(\rho). \quad (14a)$$

Функция $P_h(\rho)$ является плотностью вероятностей для величины $|R_h|^2$ и определяется уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial h} P_h(\rho) = & 2\beta \frac{\partial}{\partial \rho} \rho P_h - \frac{\partial}{\partial \rho} (1-\rho) P_h + \frac{\partial}{\partial \rho} (1-\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} (1-\rho) \rho P_h(\rho), \\ P_{h_0} = & \delta(\rho - |R_0|^2). \end{aligned} \quad (15)$$

В точке $x=x_0$ выражение (10) упрощается и принимает вид

$$\begin{aligned} \langle I(x, x) \rangle = & \int_0^1 d\rho \left\{ 1 + \rho + \frac{1 + 4\rho + \rho^2}{(1-\rho)^2} \left[1 - \rho + 2\beta \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \exp \left(\frac{2\beta}{1-\rho} \right) \text{Ei} \left(-\frac{2\beta}{1-\rho} \right) \right] \right\} P_x(\rho). \end{aligned} \quad (13a)$$

Введем теперь новые переменные $\xi = x_0 - x$, $\eta = x - h_0$. Тогда $\chi(x, \rho; x_0) \equiv \chi(\xi, \eta, \rho)$ и

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \chi(\xi, \eta, \rho) = & -\beta \left(1 - 2 \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \right) \chi - (1-\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} \chi + \left[(1-\rho) \frac{\partial}{\partial \rho} \right]^2 \rho \chi, \\ \chi(0, \eta, \rho) = & (1+\rho) P_\eta(\rho), \end{aligned} \quad (14b)$$

где $P_\eta(\rho)$ удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \eta} P_\eta(\rho) = & 2\beta \frac{\partial}{\partial \rho} \rho P_\eta - \frac{\partial}{\partial \rho} (1-\rho) P_\eta + \left[\frac{\partial}{\partial \rho} (1-\rho) \right]^2 \rho P_\eta(\rho), \\ P_0(\rho) = & \delta(\rho - |R_0|^2). \end{aligned} \quad (15a)$$

Таким образом, в случае $x_0 > x$ для нахождения средней интенсивности волны в среде требуется последовательно решить уравнения (15a), (14b) и вычислить квадратуру (13). В случае же $x_0 < x$ уравнения (14b), (15a) остаются в силе, но под ξ и η теперь следует понимать $\xi = x - x_0$, $\eta = x_0 - h$.

Случай источника в неограниченном пространстве соответствует предельному переходу $\eta \rightarrow \infty$ в (15a) ($h_0 \rightarrow -\infty$). В этом случае уравнение (15a) имеет стационарное решение

$$P_\infty(\rho) = \frac{2\beta}{(1-\rho)^2} \exp \left(-\frac{2\beta\rho}{1-\rho} \right) \quad (16)$$

и задача сводится к решению уравнения (146) с последующим вычислением квадратуры. Решение (16) описывает стационарное распределение вероятностей для квадрата модуля коэффициента отражения, и при этом

$$\begin{aligned} \langle |R_\infty|^2 \rangle &= 1 + 2\beta e^{2\beta} \text{Ei}(-2\beta), \\ \langle |R_\infty|^4 \rangle &= 1 + 2\beta + 4(1 + \beta) e^{2\beta} \text{Ei}(-2\beta) \end{aligned} \quad (17)$$

независимо от начальных условий.

Отметим, что величина $|R_0|^2$, фигурирующая в (15а), определяется параметрами среды в области $x < h_0$. В случае $k = k_1$ $R_0 = 0$, и это соответствует свободному выходу волны за границу раздела. Предельным случаем отражающих границ $k_1 \rightarrow \infty$, $k_1 \rightarrow 0$ соответствует значение $|R_0|^2 = 1$, и развитая теория не различает эти случаи. Это связано с использованием метода усреднения по быстрым осцилляциям. Аналогична ситуация и в линейной теории переноса излучения, которая отвечает асимптотическому случаю $\beta \gg 1$. В Приложении приведены соответствующие выражения, вытекающие из уравнений линейной теории для рассматриваемых краевых условий. В случае $\beta \ll 1$ линейная теория переноса излучения не справедлива, и необходимо решать уравнения (15а), (146).

3. Уравнения (15а), (146) численно интегрировались. Использовалась схема счета, приведенная в [3]. Квадратура (13) вычислялась с помощью формулы трапеций, а для интегральной показательной функции использовалась дробно-рациональная аппроксимация. Дельта-функция в начальном условии к уравнению (15а) аппроксимировалась выражением ($\Delta \rightarrow 0$).

$$\delta_\Delta(x) = \begin{cases} C_\Delta \exp(-\Delta^2/(\Delta^2 - x^2)), & |x| \leq \Delta \\ 0, & |x| > \Delta \end{cases}$$

Шаг интегрирования уравнений выбирался из требования сохранения нормировки $\int_0^1 d\rho P_\eta(\rho)$ с высокой точностью. При всех выполненных расчетах эта величина не отличалась от 1 с точностью до 0,1%. Расчеты выполнялись для двух значений параметра ($\beta = 1$ и $\beta = 0,08$).

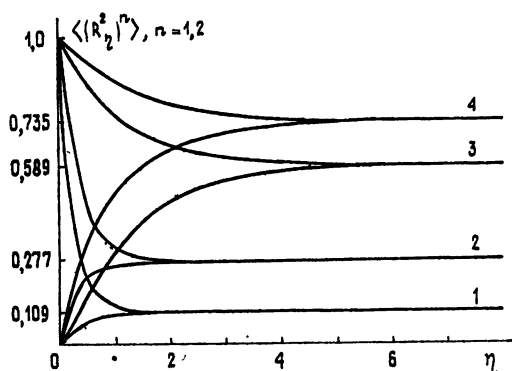


Рис. 1. Зависимость $\langle |R_\eta^2|^n \rangle$ от толщины слоя: 1, 2 — $n = 2$, 1, $\beta = 1$; 3, 4 — $n = 2$, 1, $\beta = 0,08$.

Первый случай ($\beta = 1$) должен давать результат, близкий к результату линейной теории переноса излучения, а случай $\beta = 0,08$ соответствует большой «стохастичности» исходной краевой задачи.

Первый вопрос, возникающий при решении задачи, — каково расстояние между границей и источником, при котором влияние границы несущественно. Это связано с выходом решения уравнения (15а) на стационарное распределение (16). На рис. 1 представлены результаты численного расчета величин $\langle |R_\eta^2|^2 \rangle$, $\langle |R_\eta^2|^4 \rangle$ по решению уравнения (15а). Вычисленные стационарные значения этих величин отличаются от значений, следующих из формул (17), менее чем на 0,1%. Из

рис. 1 видно, что при $\beta = 1$ значения $\eta \geq 1,5$ соответствуют отсутствию влияния границы на статистические характеристики волны независимо от начальных условий, т. е. при $\eta \geq 1,5$ задача эквивалентна задаче об источнике в неограниченном пространстве. В случае же $\beta = 0,08$ это будет иметь место при $\eta \geq 5$ также независимо от начальных условий.

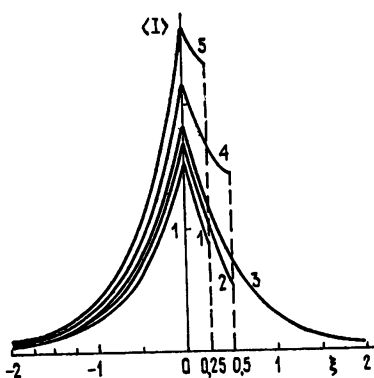


Рис. 2.

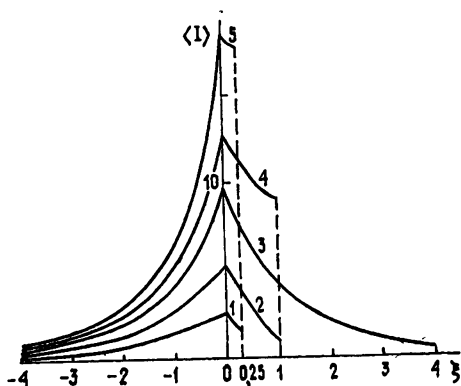


Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость средней интенсивности $\langle I(\xi, \eta) \rangle$ при $\beta = 1$, различных положениях границы и разных краевых условиях на ней ($\xi = x - x_0$, $\eta = h_0 - x_0$); 1, 2 — «пропускающая» граница, 4, 5 — отражающая граница, 3 — соответствует источнику в неограниченном пространстве.

Рис. 3. Зависимость средней интенсивности $\langle I(\xi, \eta) \rangle$ при $\beta = 0,08$ при различных положениях границы и разных краевых условиях на ней. Нумерация кривых аналогична рис. 2.

На рис. 2 приведены кривые расчета средней интенсивности волны в полупространстве для $\beta = 1$ при разных положениях границы, отмеченных пунктирными линиями, и разных краевых условиях. При наличии пропускающей границы ($R_0 = 0$) соответствующие кривые лежат ниже, чем для источника в неограниченном пространстве. В случае же отражающей границы ($|R_0|^2 = 1$) кривые лежат выше. Отметим, что все эти кривые хорошо описываются выражениями, которые соответствуют линейной теории переноса излучения и приведены в Приложении. На рис. 3 приведены аналогичные кривые для случая $\beta = 0,08$. Тенденция кривых остается прежней, однако этот случай характеризуется более интенсивными изменениями поведения кривых.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Линейная феноменологическая теория переноса излучения

Пусть слой неоднородной среды занимает часть пространства $H_0 < x < H$, вне его среда однородна, и справа от него падает плоская волна единичной амплитуды. Тогда волновое поле внутри среды можно представить в виде [4]

$$U(x) = a(x)e^{-ixx} + b(x)e^{ixx}, \quad (\text{П.1})$$

где $a(x)$ и $b(x)$ описывают амплитуды комплексных встречных волн. Введем их интенсивности $W_1(x) = |a(x)|^2$, $W_2(x) = |b(x)|^2$. В линейной теории переноса излучения эти функции удовлетворяют уравнениям [4]

$$\frac{d}{dx} W_1 = 2\gamma W_1 + D(W_1 - W_2), \quad \frac{d}{dx} W_2 = -2\gamma W_2 + D(W_1 - W_2), \quad (\text{П.2})$$

где γ — коэффициент поглощения в среде, D — коэффициент диффузии, введенные раньше.

Введем теперь интенсивность волнового поля: $I(x) = W_1(x) + W_2(x)$. Тогда функция $I(x)$ удовлетворяет уравнению, следующему из (П.2);

$$\frac{d^2}{dx^2} I(x) = \Lambda^2 I(x) \quad (\Lambda^2 = 4\gamma\mu, \quad \mu = \gamma + D). \quad (\text{П.3})$$

При этом

$$W_1(x) = \frac{1}{2} \left[I(x) + \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dx} I(x) \right], \quad W_2(x) = \frac{1}{2} \left[I(x) - \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dx} I(x) \right]. \quad (\text{П.4})$$

Краевым условиям для задачи о падении волны на слой среды являются условия $W_1(H) = 1$, $W_2(H_0) = 0$, которые, согласно (П.4), можно записать в виде:

$$I(H) + \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dx} I(H) = 2, \quad I(H_0) - \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dx} I(H_0) = 0. \quad (\text{П.5})$$

Условие при $x = H$ эквивалентно включению в уравнение (П.3) источника, находящегося на этой границе:

$$\frac{d^2}{dx^2} I(x) = \Lambda^2 I(x) - 4\mu\delta(x - H). \quad (\text{П.3a})$$

Если источник находится внутри слоя в точке x_0 , то интенсивность излучения будет описываться, очевидно, уравнением

$$\frac{d^2}{dx^2} I(x) = \Lambda^2 I(x) - 4\mu\delta(x - x_0) \quad (\text{П.6})$$

с соответствующими краевыми условиями.

Рассмотрим конкретные примеры (считаем $x_0 = 0$).

1. *Источник в неограниченном пространстве.* Краевым условием для (П.6) являются условия отсутствия растущих решений при $x \rightarrow \pm\infty$, и решение задачи имеет вид:

$$I(x) = \frac{2\mu}{\Lambda} \exp(-\Lambda|x|), \quad (\text{П.7})$$

где $\Lambda = D\sqrt{\beta(\beta+2)}$, $2\mu/\Lambda = (1+2\beta^{-1})^{1/2}$, $\beta = 2\gamma/D$.

2. *Источник в полупространстве с отражающей границей при $x = H$.* В этом случае краевыми условиями для (П.6) являются условие отсутствия растущего решения при $x \rightarrow -\infty$ и условие $(d/dx)I(H) = 0$. Решение краевой задачи имеет вид:

$$I(x) = \frac{2\mu}{\Lambda} \{ \exp(-\Lambda x) + \exp[-\Lambda(2H - x)] \}, \quad (\text{П.8})$$

соответствующий наличию двух зеркально расположенных относительно оси $x = H$ источников.

3. *Источник в полупространстве с пропускающей границей при $x = H$.* При этом краевыми условиями для (П.6) являются отсутствие растущего решения при $x \rightarrow -\infty$ и условие $W_1(H) = 0$, которое, согласно (П.4), можно записать в виде

$$I(H) + \frac{1}{2\mu} \frac{d}{dx} I(H) = 0.$$

Решение краевой задачи также соответствует наличию двух зеркально расположенных источников

$$I(x) = \frac{2\mu}{\Lambda} \left\{ \exp(-\Lambda x) - \frac{2\mu\Lambda^{-1} - 1}{2\mu\Lambda^{-1} + 1} \exp[-\Lambda(2H - x)] \right\}. \quad (\text{П.9})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Кляцкин В. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1979, 22, № 2, с. 180; № 5, с. 591.
2. Бабкин Г. И., Кляцкин В. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1980, 23, № 4, с. 432; № 10, с. 1185.
3. Бабкин Г. И., Кляцкин В. И., Козлов В. Ф., Ярошук Е. В.—Изв. вузов—Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 952.
4. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах.—М.: Наука, 1980.
5. Бабкин Г. И., Кляцкин В. И., Любавин Л. Я.—Акуст. журн., 1982, 28, № 3, с. 310.

Тихоокеанский океанологический институт
ДВНЦ АН СССР

Поступила в редакцию
12 января 1983 г.

WAVE INTENSITY FLUCTUATIONS IN ONE-DIMENSIONAL RANDOMLY INHOMOGENEOUS MEDIUM. VI. AN ACCOUNT OF THE BOUNDARY INFLUENCE

V. I. Klyatskin, I. O. Yaroshchuk

Equations describing the influence of a half-space boundary on statistical source intensity characteristics in a randomly inhomogeneous medium are derived. These equations are solved numerically and the results are compared with those of the radiation transfer linear theory.
