ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXXI, № 3 *РАДИОФИЗИКА* *1988*

УДК 621.371.162

ОБ ОДНОМ ВАРИАНТЕ МЕТОДА МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ ВОЛН НА СТАТИСТИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ИМПЕДАНСНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. С. Брюховецкий

В работе изложен вариант метода малых возмущений, основанный на решении интегрального уравнения для флуктуаций поля, ядро которого содержит функцию источника над плоскостью с импедансом, равным импедансу среднего поля.

При построении теории рассеяния волн на статистически неровной поверхности $z=\zeta(\boldsymbol{r})$ с поверхностным импедансом $\eta_0=\text{const}$ после разделения поля U на среднее значение $\langle U\rangle$ и флуктуации u последние представляют степенным рядом по целым положительным степеням малого параметра $\sim k\sigma$, где $\sigma=\sqrt{\langle\zeta^2\rangle}$ — дисперсия флуктуаций ζ, k — волновое число [1]. Такое представление эквивалентно ряду Неймана в интегро-дифференциальном уравнении для u с функцией источника, соответствующей гладкой границе $z=0$ с импедансом η_0. Среднее поле в этом случае соответствует приближению Бурре в решении уравнения Дайсона [1].

В последнее время появился ряд работ по учету многократного рассеяния не только в среднем поле [2, 3], но и в интенсивности флуктуаций поля [4,5]. Уравнения, учитывающие эти эффекты многократного рассеяния, могут быть получены различными способами (методом диаграмм Фейнмана, методом вариационных производных, различного рода операторными методами), и основная сложность исследования заключается в вопросе о границах применимости получаемых приближений, который для рассеяния на поверхности, как и в общем случае объемного рассеяния, остается открытым.

В настоящей работе предлагается вариант метода малых возмущений, кратко изложенный в тезисах доклада [6], который в теории объемного рассеяния известен как «перенормировка среднего поля» [7–9]. Предлагаемый подход имеет, на наш взгляд, ряд преимуществ:

— во-первых, достаточно просто получается координатное представление рассеянного поля при произвольном η_0 в отличие от спектрального представления интенсивности [4], что позволяет придать формулам наглядный физический смысл и вычислить асимптотики множителей ослабления в общем случае неизотропных неровностей;

— во-вторых, легко усматривается связь получаемого ослабления с ослаблением в приближении Бурре, в достаточной мере исследованным в литературе;

— в-третьих, методика легко обобщается на электродинамический случай, если использовать фурье-разложение поля.

Итак, будем искать решение волнового уравнения

$$(\Delta_R+k^2)U(\boldsymbol{R})=0, \tag{1}$$

удовлетворяющее на статистически неровной границе $z=\zeta(\boldsymbol{r})$ условию

$$\partial U/\partial N+ik\eta_0 U|_{z=\zeta(\boldsymbol{r})}=0, \tag{2}$$

где

$$\partial/\partial N=(\partial/\partial z-\nabla_r\zeta\cdot\nabla_r)/\sqrt{1+(\nabla_r\zeta)^2},$$

Будем предполагать, что среднее значение $\langle\zeta\rangle = 0$, и, как обычно, перенесем граничные условия на среднюю поверхность $z=0$ [1]:

$$(\partial/\partial z + ik\eta_0)\,U|_{z=0} \approx \hat{L}\zeta U|_{z=0}. \quad (3)$$

Здесь $\hat{L}\zeta U = \{\nabla_r\zeta\cdot\nabla_r - \zeta\partial/\partial z(\partial/\partial z + ik\eta_0)\}U$ — линейный оператор. Представляя $U = \langle U\rangle + u$, получаем граничные условия для среднего поля $\langle U\rangle$ и флуктуаций u:

$$(\partial/\partial z + ik\eta_0)\langle U\rangle|_{z=0} = \hat{L}\langle\zeta U\rangle|_{z=0}; \quad (4)$$

$$(\partial/\partial z + ik\eta_0)\,u|_{z=0} = \{\hat{L}\zeta\langle U\rangle + \hat{L}(\zeta u - \langle\zeta u\rangle)\}|_{z=0}. \quad (5)$$

В качестве функции точечного источника $G(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{R}_0)$ мы возьмем решение уравнения

$$(\Delta_R + k^2)\,G(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{R}_0) = -4\pi\delta(\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}_0), \quad (6)$$

удовлетворяющее не граничному условию типа (2) на поверхности $z=0$ с импедансом $\eta_0=\mathrm{const}$, как это делается обычно, а являющееся суперпозицией падающих и отраженных волн от границы $z=0$, импеданс которой $\eta(\boldsymbol{\varkappa})$ является функцией вектора $\boldsymbol{\varkappa}$ каждой из составляющих плоских волн:

$$G(\boldsymbol{R},\boldsymbol{R}_0) = \frac{i}{2\pi}\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{d^2\varkappa}{\varkappa_z}\exp\,[i(\boldsymbol{\varkappa}, \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0)]\times$$
$$\times\,[\exp(i\varkappa_z|z_0 - z|) + V(\boldsymbol{\varkappa})\exp(i\varkappa_z|z_0 + z|)], \quad (7)$$

где

$$V(\boldsymbol{\varkappa}) = \frac{\varkappa_z - k\eta(\boldsymbol{\varkappa})}{\varkappa_z + k\eta(\boldsymbol{\varkappa})}, \quad \varkappa_z = \sqrt{k^2 - \varkappa^2}, \quad \mathrm{Im}\,\varkappa_z \geqslant 0.$$

С помощью (7) и (5) приходим к интегро-дифференциальному уравнению

$$u(\boldsymbol{R}) = -\frac{i}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} d^2\varkappa \iint\limits_{-\infty}^{\infty} d^2 r_1\,\frac{\exp\{i[\varkappa_z z + (\boldsymbol{\varkappa}, \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1)]\}}{\varkappa_z + k\eta(\boldsymbol{\varkappa})}\times$$
$$\times\{\hat{L}_1\zeta_1\langle U_1\rangle + \hat{L}_1(\zeta_1 u_1 - \langle\zeta_1 u_1\rangle) + ik[\eta(\boldsymbol{\varkappa}) - \eta_0]u_1\}. \quad (8)$$

Нижний индекс 1 означает, что значения соответствующих выражений берутся в точке рассеяния $\boldsymbol{r}_1$. Заметим, что если в (8) положим $\eta(\boldsymbol{\varkappa}) = \eta_0$, то вернемся к традиционной схеме метода малых возмущений. На данном этапе решения предположим, что $\eta(\boldsymbol{\varkappa}) - \eta_0$ является малой величиной, стремящейся к нулю, если $k\sigma \to 0$. Это дает возможность для достаточно малых $k\sigma$ решение (8) искать методом итераций. Положив для нулевого приближения $\zeta_1 u_1 = 0$ и $[\eta(\boldsymbol{\varkappa}) - \eta_0]u_1 = 0$, получим первую итерацию (первый порядок) для рассеянного поля

$$u(\boldsymbol{R}) = -\frac{i}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} d^2\varkappa \iint\limits_{-\infty}^{\infty} d^2 r_1\,\frac{\exp\{i[\varkappa_z z + (\boldsymbol{\varkappa}, \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1)]\}}{\varkappa_z + k\eta(\boldsymbol{\varkappa})}\hat{L}_1\zeta_1\langle U_1\rangle. \quad (9)$$

Подстановка (9) в (4) приводит к результату

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik\eta_0\right)\langle U(\boldsymbol{R})\rangle\Big|_{z=0} = -\frac{i}{4\pi^2}\iint\limits_{-\infty}^{\infty} d^2\varkappa \iint\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{d^2 r_1}{\varkappa_z + k\eta(\boldsymbol{\varkappa})}\times \quad (10)$$

$$\times \langle \hat{L}\zeta \exp\{i[\varkappa_z z + (\varkappa, r - r_1)]\} \hat{L}_1 \zeta_1 \langle U_1(R_1)\rangle\rangle \Big|_{\substack{z_1=0\\ z=0}}.$$

В силу разностного по r и r_1 ядра в правой части (10) оно является локальным [1] в пространстве проекций волновых векторов $k_\perp$ на плоскость $z=0$:

$$\langle U(R)\rangle = \exp(ik_\perp r)[\exp(-ik_z z) + V_э(k_\perp)\exp(ik_z z)], \qquad (11)$$

где $k_z = \sqrt{k^2 - k_\perp^2}$, а $V_э(k_\perp) = \dfrac{k_z - k\eta_э(k_\perp)}{k_z + k\eta_э(k_\perp)}$ — коэффициент отражения среднего поля от плоскости $z=0$, $\eta_э(k_\perp)$ — эффективный импеданс для среднего поля.

Возьмем в качестве $\eta(\varkappa)$ эффективный импеданс среднего поля $\eta(\varkappa) = \eta_э(\varkappa)$. Подставив (11) в (10), получим интегральное уравнение, определяющее $\eta_э(\varkappa)$:

$$\eta_э(k_\perp) = \eta_0 + \frac{\sigma^2}{k} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} d^2\varkappa \frac{\widetilde{W}(k_\perp - \varkappa)}{\varkappa_z + k\eta_э(\varkappa)} [k^2 - \varkappa k_\perp - k^2\eta_0\eta_э(k_\perp)] \times$$
$$\times [k^2 - \varkappa k_\perp + k\eta_0\varkappa_z]. \qquad (12)$$

Здесь $\widetilde{W}(q) = (2\pi\sigma)^{-2} \iint\limits_{-\infty}^{\infty} \langle\zeta(r)\zeta(r_1)\rangle \exp[iq(r - r_1)]\, d^2(r - r_1)$ — нормированный на единицу пространственный спектр неровностей.

Для достаточно малых $k\sigma$ решение (12) возможно методом итераций. Подстановка в правую часть нулевого приближения $\eta_э^{(0)}(\varkappa) = \eta_0$ приводит к первому приближению $\eta_э^{(1)}(\varkappa)$, которое совпадает с приближением Бурре для $\eta_э(\varkappa)$ из [10]. Отличием настоящих результатов от [10] является то, что этим же импедансом описывается и ослабление флуктуаций, а не только среднего поля. В отличие от объемного рассеяния даже для изотропных неровностей наличие выделенного направления $N \simeq i_z$ нарушает изотропность условий задачи, а наличие полюса $k_z + k\eta_э = 0$ в $V_э(k_\perp)$ — равномерность асимптотик даже в приближении Бурре (см. Приложение в [11]). Поэтому трудно указать область достаточности $\eta_э^{(1)}(\varkappa)$. Необходимые условия для электродинамического случая [11] могут быть получены из асимптотик [11] при выполнении требования $|\eta_э^{(1)} - \eta_0| \ll |\eta_0|$.

Поскольку в первой итерации соотношение между величиной интеграла и η_0 может быть произвольным при $\eta_0 \to 0$, то для корректности решения исходной задачи для полного поля последующими итерациями необходим, вообще говоря, учет более высоких степеней разложения по ζ в граничных условиях (4) и (5).

Определив $\eta_э(\varkappa)$ с достаточной степенью точности, легко вычислить в первом приближении фурье-амплитуду рассеянного поля. Для вычисления координатного представления как среднего поля, так и флуктуаций зависимость $\eta_э(k_\perp)$ от $k_\perp$ не дает возможности непосредственно использовать асимптотические решения для поверхности с импедансом $\eta_э(k_\perp)$, зависящим лишь от модуля $k_\perp$, т. е. от угла падения. Однако свойство симметрии $\eta_э(-k_\perp) = \eta_э(-k_\perp) = \eta_э(k_\perp)$, которое можно доказать, если учесть, что для вещественных $\zeta(r)$ спектр $\widetilde{W}(q) = \widetilde{W}(-q)$ упрощает задачу. В этом случае вычисления методом перевала, аналогичные [12], § 29, приводят для среднего поля точечного источника к результату

$$\langle G(R, R_0)\rangle = \frac{\exp(ik|R - R_0|)}{|R - R_0|} + \frac{\exp(ik|R - R_0^*|)}{|R - R_0^*|} +$$

$$+\sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i2m\varphi_1}\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi I(\theta_0,\varphi)e^{-i2m\varphi}, \tag{13}$$

где

$$I(\theta_0,\varphi)=\sqrt{k/2\pi|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0|}\, e^{i\pi/4}\int_{-\infty}^{\infty} d\theta\sqrt{\sin\theta}[V_э(\theta,\varphi)-1]\times$$

$$\times\exp[ik|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0^*|\cos(\theta-\theta_0)].$$

Здесь $\boldsymbol{R}_0^*$ $(x_0, y_0, -z_0)$ — радиус-вектор «зеркального» источника, θ, φ — угол места и азимута вектора $(\boldsymbol{\varkappa}, \boldsymbol{i}_z\varkappa_z)$, θ_0, φ_1 — векторы $\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}_0^*$.

С учетом симметрии $\eta(\boldsymbol{\varkappa})$ величина $I(\theta_0,\varphi)\equiv I(\theta_0,\varphi\pm\pi)$. При этом сумма в (13) есть фурье-представление $I(\theta_0,\varphi)$ в направлении $\varphi=\varphi_1$, и формула (13) с этим значением $I(\theta_0,\varphi_1)$ обобщает результат Л. М. Бреховских на случай, когда импеданс зависит не только от угла падения θ, но и от азимутального направления $\boldsymbol{\varkappa}$ проекции волнового вектора на плоскость раздела. Для источника, расположенного на поверхности $(\boldsymbol{R}_0=\boldsymbol{R}_0^*,\quad z_0=0)$,

$$\langle G(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_0)\rangle=\exp(ik|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0|)/(|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0|)\,F(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0), \tag{14}$$

где $F(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0)$ — множитель ослабления относительно свободного пространства на трассе $\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0$, зависящий через $\eta_э$ от ее направления.

Аналогично формула (9) для флуктуаций поля приобретает вид

$$u(\boldsymbol{r})=-\frac{ik}{4\pi}\iint_{-\infty}^{\infty} d^2\boldsymbol{r}_1\left(\nabla_1\zeta_1\cdot\frac{\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0}{|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0|}\right)\frac{\exp(ik|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0|)}{|\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0|}\times$$

$$\times F(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0)\frac{\exp(ik|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1|)}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1|}F(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1), \tag{15}$$

имеющий простое физическое толкование: поле поверхностных источников, возбуждаемое в точке $\boldsymbol{r}_1$ средним полем, ослабленным на трассе $\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_0$, при наблюдении в точке $\boldsymbol{r}$ ослабляется при перерассеянии на трассе $\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_1$. Ослабление при этом зависит не только от длины трассы, но и от ее направления.

В случае крутых углов падения либо рассеяния соответствующие множители ослабления переходят в отражательные формулы, чем и обеспечивается переход к разложению рассеянного поля в первом порядке теории малых возмущений только по положительным степеням $k\sigma$. Такое же положение возникает в случае малых численных расстояний, когда асимптотики множителей ослабления содержат положительные степени численного расстояния, а также в случае, когда ослабление в основном определяется величиной η_0, т. е. когда роль рассеяния в ослаблении мала.

Заметим, что уравнение (8) в фурье-представлении выглядит следующим образом:

$$\tilde{u}(\boldsymbol{\varkappa})e^{i\varkappa_z z}=\frac{-ie^{i\varkappa_z z}}{\varkappa_z+k\eta(\boldsymbol{\varkappa})}\{\tilde{L}(\boldsymbol{\varkappa})+\tilde{L}_1(\boldsymbol{\varkappa})+ik[\eta(\boldsymbol{\varkappa})-\eta_0]\tilde{u}(\boldsymbol{\varkappa})\}. \tag{16}$$

Здесь $\tilde{u}(\boldsymbol{\varkappa})$, $\tilde{L}(\boldsymbol{\varkappa})$ и $\tilde{L}_1(\boldsymbol{\varkappa})$ — фурье-амплитуды функций $u(\boldsymbol{r})$, $\hat{L}\zeta\langle U\rangle$ и $\hat{L}(\zeta u-\langle\zeta u\rangle)$ на плоскости $z=0$ соответственно. Можно убедиться, что это уравнение получается из фурье-представления граничного условия (5) для флуктуаций поля тождественным преобразованием: прибавлением к обеим частям равенства величины $ik[\eta(\boldsymbol{\varkappa})-\eta_0]\tilde{u}(\boldsymbol{\varkappa})$

и умножением на $-ie^{i\varkappa_z z}/[\varkappa_z + k\eta(\varkappa)]$. Данное замечание является конструктивной основой для анализа более сложного случая электродинамической задачи, а также для отыскания более высоких приближений к скалярной.

Для флуктуаций электромагнитного поля $\boldsymbol{e}, \boldsymbol{h}$ граничное условие при $z=0$ вместо (5) имеет вид [11]

$$[\boldsymbol{i}_z, \boldsymbol{e}] - \eta_0 [\boldsymbol{i}_z [\boldsymbol{i}_z, \boldsymbol{h}]] = \hat{L}(f(\zeta), \boldsymbol{\mathcal{E}}) + \hat{L}_1(f(\zeta), \boldsymbol{e}), \tag{17}$$

где $\boldsymbol{i}_z$ — орт вдоль оси z; $\hat{L}$ и $\hat{L}_1$ — линейные дифференциальные операторы, получаемые при разложении поля в ряд Тейлора по случайным отклонениям ζ; $f(\zeta)$ — означает целые степени ζ в этом разложении. Переход к фурье-представлению $\tilde{\boldsymbol{e}}(\boldsymbol{\varkappa}), \tilde{f}(\boldsymbol{\varkappa}), \tilde{\boldsymbol{\mathcal{E}}}(\boldsymbol{\varkappa})$ приводит к системе интегральных уравнений вида $\hat{A}_{il}(\hat{\eta}_э(\boldsymbol{\varkappa}))\cdot\tilde{e}_l(\boldsymbol{\varkappa}) = (...)$, где $\hat{A}_{il}$ — тензор второго ранга, зависящий от компонент тензора эффективного импеданса $\hat{\eta}_э(\boldsymbol{\varkappa})$, а (...) означает интегральные операторы, осуществляющие свертки фурье-образов $\tilde{f}(\boldsymbol{\varkappa}-\boldsymbol{q})$ с $\tilde{\boldsymbol{e}}(\boldsymbol{q})$ и $\tilde{\boldsymbol{\mathcal{E}}}(\boldsymbol{q})$. При этом $\hat{\eta}_э(\boldsymbol{\varkappa})$ можно ввести в фурье-представление граничного условия (17) тождественным преобразованием, аналогичным скалярному случаю. Специфической особенностью электродинамической задачи является тензорныи характер эффективного импеданса и связанная с этим деполяризация среднего поля [11].

Решение методом итераций получающейся системы уравнений в первом приближении приводит к значениям $\hat{\eta}_э^{(1)}(\boldsymbol{\varkappa})$, определенным в [11]. При этом, в отличие от [11], $\hat{\eta}_э^{(1)}(\boldsymbol{\varkappa})$ описывает дополнительное ослабление не только среднего поля, но и флуктуационного.

Сравнивая результаты [4] для малых ζ с нашими, отметим, что фурье-представление формулы (121) из [4] отличается от фурье-представления нашей формулы (7) при $\eta=\eta_э(\boldsymbol{\varkappa})$ и $z=z_0=0$ (с точностью до обозначений $\tilde{h}=\varkappa_z$, $\tilde{B}_0+\tilde{M}=-ik\eta_э$) множителем $-\pi$. Он обусловлен различием в нормировках невозмущенного поля $(1/4\pi)$, преобразования Фурье $(4\pi^2)$ и знаком $(-i)$ в экспоненте.

Величина эффективного импеданса $\eta_э=i(\tilde{B}_0+\tilde{M})/k$ определяется в [4] фурье-представлением $\tilde{M}$ уравнения (124). Вычисления показывают, что оно получается из нашего интегрального уравнения (12) заменой в числителе подынтегрального выражения $\eta_э(\boldsymbol{k}_\perp)$ на η_0, а $\varkappa_z$ — на $-k\eta_0$. Это, по-видимому, связано с приближенным характером оператора $\boldsymbol{b}$ (формула (11) в [4]), совпадающим, как указывают авторы [4] на стр. 602, с эквивалентными граничными условиями [1] при замене в них $-\partial/\partial z$ на B_0. Последнее справедливо в эквивалентных граничных условиях лишь при замене среднего поля на его невозмущенное значение, что подтверждается и совпадением первой итерации нашего уравнения (12) с результатом [10]. Для частного случая $\eta_0=0$ уравнение (12) переходит в уравнение (37в) из [5], которое, в свою очередь, полностью адекватно $V_э(\boldsymbol{k}_\perp)$ из [2].

Непосредственное сравнение некогерентной интенсивности $\langle|u|^2\rangle$, определяемой формулой (15), с [4] невозможно из-за отсутствия там явного выражения для $\langle|u|^2\rangle$. Однако физический смысл $\langle|u|^2\rangle$ и некогерентного сечения рассеяния в спектральном виде (182) из [4] сопоставим — обе величины определяются соответствующими множителями ослабления на трассах падения и рассеяния, зависящих от их направлений. Преимущество координатного представления (15) в выражении через обобщение достаточно простых асимптотик Л. М. Бреховских на случай зависимости $\eta_э(\mathbf{k}_\perp)$ от направления $\mathbf{k}_\perp$. Кроме того, более высокие итерации в решении динамической задачи (8) могут найти применение, например, в расчетах спектров высших порядков при скользящем распространении.

В заключение автор выражает благодарность И. М. Фуксу, В. Д. Фрейлихеру и А. А. Пузенко за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.—424 с.
2. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв вузов — Радиофизика, 1970, **13**, № 1, с. 73.
3. Жук Н. П., Третьяков О. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 174. — Харьков, 1981.
4. Furutsu K., Eng D. — IEE Proc., 1983, **F 130**, № 7, p. 601.
5. Ito S. — Radio Sci., 1985, **20**, № 1, p. 1.
6. Брюховецкий А. С. Тезисы докладов IX Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — Тбилиси, 1985, **1**, с. 203.
7. Алексеев В. Н., Комиссаров В. М. — Труды Акуст. ин-та, 1968, № 4, с. 27.
8. Апресян Л. А. — Изв вузов — Радиофизика, 1974, **17**, № 2 с. 165.
9. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 464 с.
10. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 3, с. 401.
11. Брюховецкий А. С., Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, **28**, № 11, с. 1400.
12. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973. — 343 с.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
20 мая 1986 г.

ON A VERSION OF THE PERTURBATION METHOD IN THE THEORY OF WAVE SCATTERING BY A STATISTICALLY ROUGH SURFACE WITH A FINITE IMPEDANCE

A. S. Bryukhovetskij

The paper presents a version of the perturbation method based on the solution of an integral equation for the field fluctuations. The kernel of the equation involves a function representing the point source field over a plane which impedance is equal to the effective one for the average field.