ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVII, № 2 *РАДИОФИЗИКА* *1984*

УДК 621.371.3.535 36

ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ ВОЛН ДВУХМАСШТАБНОЙ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ С УЧЕТОМ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ

В. У. Заворотный

Рассмотрена задача рассеяния волн поверхностью, содержащей мелкие и крупные по сравнению с длиной волны неровности Предлагается уточнить метод Курьянова путем учета переотражений. Получено выражение для средней интенсивности диффузной компоненты рассеянного поля при произвольной конфигурации крупномасштабной составляющей поверхности. В случае обратного рассеяния имеет место когерентное сложение некоторых компонент поля, что связано с наличием переотражений на поверхности. Обнаруженный эффект имеет много общего с известным эффектом усиления обратного рассеяния на теле, помещенном в случайно-неоднородную среду.

В работе [1] рассматривалось рассеяние волн совокупностью двух площадок, покрытых микрошероховатостями. Учет зеркальных переотражений между площадками позволил обнаружить эффект усиления обратного рассеяния, аналогичный эффекту усиления обратного рассеяния на теле, находящемся в объемной случайно-неоднородной среде или вблизи случайной границы раздела двух сред [2–4]. В предлагаемой статье показывается, что этот эффект имеет место в более общем случае двухмасштабной поверхности, когда большему масштабу соответствуют неровности произвольной конфигурации.

Рассмотрим скалярное волновое уравнение

$$(\Delta + k^2)\, G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0) \tag{1}$$

(положению точечного источника отвечает точка $\boldsymbol{r}_0$,) с граничными условиями на неровной поверхности Σ. Для простоты будем считать, что поверхность $\sum$ мягкая. Тогда

$$G(\boldsymbol{r}_\Sigma, \boldsymbol{r}_0) = 0. \tag{2}$$

Помимо условия (2) потребуем выполнения условия излучения при $r \to \infty$:

$$\lim_{r\to\infty} [r(\partial G/\partial r - ikG)] = 0. \tag{3}$$

Условие излучения выполняется, если $\operatorname{Im} k > 0$.

Под двухмасштабной неровной поверхностью $\sum$ будем понимать поверхность, которую можно задать уравнением

$$\boldsymbol{r}_\Sigma = \boldsymbol{r}_s + N(\boldsymbol{r}_s)\,\xi(\boldsymbol{r}_s), \quad \boldsymbol{r}_\Sigma \in \sum, \quad \boldsymbol{r}_s \in S, \tag{4}$$

где вектор $\boldsymbol{r}_s$ описывает сглаженную криволинейную поверхность S, характеризующуюся крупномасштабными (по сравнению с длиной волны $\lambda = 2\pi/k$) неровностями, $N(\boldsymbol{r}_s)$ — нормаль к поверхности S в точке $\boldsymbol{r}_s$, $\xi(\boldsymbol{r}_s)$ — микрошероховатости ($\ll \lambda$), соответствующие отличию поверхности $\sum$ от поверхности S.

Рассмотрим теперь вспомогательную функцию Грина $g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1)$ удовлетворяющую уравнению

$$(\Delta + k^2)\, g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) = \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1) \tag{5}$$

и граничным условиям

$$g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1) = 0, \tag{6}$$

а также условиям излучения типа (3). При $\xi(\boldsymbol{r}_s) \equiv 0$ получаем, что $g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) \equiv G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1)$. Умножим теперь (1) на $g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1)$, а (5) на $G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)$, и полученные выражения вычтем одно из другого:

$$\begin{gathered} g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1)\Delta G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) - G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)\Delta g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) = \\ = g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1)\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0) - G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1). \end{gathered} \tag{7}$$

Преобразуем эту формулу к виду

$$\operatorname{div}[g\nabla G - G\nabla g] = g\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0) - G\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1) \tag{8}$$

и проинтегрируем ее по объему V, включающему точки $\boldsymbol{r}_0$ и $\boldsymbol{r}_1$ и ограниченному поверхностью $S+S_R$, где S_R — полусфера радиуса R. Используя затем теорему Гаусса, получим формулу Грина

$$\begin{gathered} -\iint\limits_{S+S_R}\left[g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)\frac{\partial G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)}{\partial N} - G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N}\right] d\boldsymbol{r}_s = \\ = g(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_1) - G(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_0) \end{gathered} \tag{9}$$

(знак минус перед интегралом связан с тем, что N — внутренняя нормаль). При $R \to \infty$ интеграл по S_R стремится к нулю, так как условия излучения для функций g и G одинаковы.

Поскольку граница S абсолютно мягкая, то в силу условия (6) первое слагаемое под знаком интеграла в (9) исчезает. Тогда (меняя обозначение $\boldsymbol{r}_1$ на $\boldsymbol{r}$) получим

$$G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = g(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}) - \iint\limits_S G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})}{\partial N} d\boldsymbol{r}_s. \tag{10}$$

Используем теперь граничное условие (2) для нахождения $G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)$, считая шероховатости ξ малыми:

$$G(\boldsymbol{r}_\Sigma, \boldsymbol{r}_0) \approx G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0) + \xi(\boldsymbol{r}_s)\,\partial G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)/\partial N = 0. \tag{11}$$

Отсюда

$$G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0) = -\xi(\boldsymbol{r}_s)\,\partial G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)/\partial N. \tag{12}$$

Подставляя (12) в (10), получим

$$G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = g(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}) + \iint\limits_S \xi(\boldsymbol{r}_s)\frac{\partial G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)}{\partial N}\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})}{\partial N} d\boldsymbol{r}_s \tag{13}$$

Упростим уравнение (13), заменив под интегралом $G(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)$ на $g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0$,

$$G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) \approx G_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = g(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}) + \iint\limits_S \xi(\boldsymbol{r}_s)\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)}{\partial N}\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)}{\partial N} d\boldsymbol{r}_s. \tag{14}$$

Эта формула описывает рассеяние сферической волны на поверхности Σ в первом порядке ξ, так как членами ξ^2 мы пренебрегли, когда заменили G на g в интеграле (13). Соотношение (14) при этом точно описывает рассеяние на крупномасштабной компоненте ζ поверхности Σ, т. е. на поверхности S, так как g есть точное решение задачи (5), (6). Если в качестве g взять приближение касательной плоскости, то (14) даст исходное выражение, используемое в так называемом комбинированном методе Курьянова [5], для вычисления поля и его моментов при рассеянии на двухмасштабной поверхности. Ниже будет показано, что если использовать более точное вражение для g, учитывающее переотражения на поверхности S, то это приведет к обнаружению эффекта усиления обратного рассеяния на двухмасштабной поверхности.

Итак, перейдем к выводу приближения для функции $g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)$ более точного, чем приближение касательной плоскости. Нетрудно показать, используя формулу Гаусса, что задачу (5), (6) можно свести к интегральному соотношению

$$g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) = g_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) + \iint\limits_S g_1(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}) \frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N} d\boldsymbol{r}_s, \tag{15}$$

где в качестве начального приближения g_1 можно взять приближение касательной плоскости

$$g_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) = g_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) - g_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1^*), \tag{16}$$

где

$$g_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_1) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\exp(ik|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1|)}{|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_1|} \tag{17}$$

($\boldsymbol{r}_1^*$ — радиус-вектор зеркального отражения источника $\boldsymbol{r}_1$ относительно плоскости, касательной к поверхности S). В интересующее нас выражение (14) для $G_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)$ входит нормальная производная $\partial g/\partial N$ на поверхности S. Получим для этой величины интегральное уравнение. С этой целью возьмем нормальную производную от обеих частей (15) и опустим точку $\boldsymbol{r}$ на поверхность S:

$$\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} = \frac{\partial g_1(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} + \iint\limits_S \frac{\partial g_1(\boldsymbol{r}'_s, \boldsymbol{r}_s)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} \frac{\partial g(\boldsymbol{r}'_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}'_s)} d\boldsymbol{r}'_s. \tag{18}$$

Интегральное уравнение (18) следует из уравнений (5), (6) и поэтому точно описывает рассеяние на крупномасштабной поверхности S. Учитывая, что

$$\frac{\partial g_1(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} \equiv 2\frac{\partial g_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} \tag{19}$$

(это следует из (16)), перепишем (18) в следующем виде:

$$\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} = 2\frac{\partial g_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} + 2\iint\limits_S \frac{\partial g_0(\boldsymbol{r}'_s, \boldsymbol{r}_s)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} \frac{\partial g(\boldsymbol{r}'_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}'_s)} d\boldsymbol{r}'_s. \tag{20}$$

Интегральное уравнение (18), (20) можно решать итерациями. Проитерируем (20) один раз:

$$\frac{\partial g(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} \approx 2\frac{\partial g_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} + 4\iint\limits_S \frac{\partial g_0(\boldsymbol{r}'_s, \boldsymbol{r}_s)}{\partial N(\boldsymbol{r}_s)} \frac{\partial g_0(\boldsymbol{r}'_s, \boldsymbol{r}_1)}{\partial N(\boldsymbol{r}'_s)} d\boldsymbol{r}'_s. \tag{21}$$

Этому шагу соответствует учет двукратного рассеяния на поверхности S. Учет только первого члена правой части (21) приведет при вычислении $G_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0)$ к выражению, отвечающему методу Курьянова [5]. Дополнительный учет второго слагаемого в правой части (21) позволяет включить в рассмотрение переотражения волн на крупномасштабной составляющей поверхности. В принципе, можно рассмотреть и следующие итерации уравнения (20), отвечающие следующим порядкам переотражений на поверхности S, но для не очень крутых неровностей, так, например, в случае морской поверхности, вполне достаточно ограничиться приближением (21).

Чтобы сделать дальнейшие выкладки менее громоздкими, введем следующие обозначения:

$$P(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) = \partial g(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s)/\partial N(\boldsymbol{r}_s), \quad P_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) = 2\partial g_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s)/\partial N(\boldsymbol{r}_s),$$

$$\hat{L}f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) = \iint\limits_S P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}'_s) f(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}'_s)\, d\boldsymbol{r}'_s.$$

Тогда уравнение (20) запишется так:

$$P(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_s) = P_0(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_s) + \hat{L}P(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_s), \tag{22}$$

а выражение (21) —

$$P(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_s) \approx P_0(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_s) + \hat{L}P_0(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_s). \tag{23}$$

Используя эти обозначения, запишем выражение для диффузной компоненты $\tilde{G}$ рассеянного поля, получающееся из (14) и (21),

$$\begin{aligned}\tilde{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) \equiv G_1(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) - g(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}) = \iint\limits_S \xi(\boldsymbol{r}_s) P(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) P(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_s)\, d\boldsymbol{r}_s \approx \\ \approx \iint\limits_S \xi(\boldsymbol{r}_s) [P_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) + \hat{L}P_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s)][P_0(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_s) + \hat{L}P_0(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_s)]\, d\boldsymbol{r}_s.\end{aligned} \tag{24}$$

Оставим в выражении (24) слагаемые, содержащие оператор $\hat{L}$ в степени не выше первой, что соответствует ранее принятому условию учитывать кратность рассеяния на крупномасштабной составляющей не выше второй. Тогда

$$\begin{aligned}\tilde{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = u_0 + u_1 + u_2 = \iint\limits_S \xi(\boldsymbol{r}_s) [P_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) P_0(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_s) + \\ + P_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) \hat{L}P_0(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_s) + P_0(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_s) \hat{L}P_0(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s)]\, d\boldsymbol{r}_s.\end{aligned} \tag{25}$$

Слагаемые u_i в (25) имеют следующий физический смысл: u_0 — поле волны, рассеявшейся только на микрошероховатостях ξ, u_1 — поле волны, переотраженной крупномасштабной составляющей ζ, а затем рассеянной на микрошероховатостях ξ, u_2 — поле волны, рассеявшейся на микрошероховатостях ξ, а затем переотраженной крупномасштабной составляющей ζ.

Рассмотрим теперь интенсивность диффузного поля, усредненную по флуктуациям ξ,

$$\begin{aligned}I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = \langle \tilde{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) \tilde{G}^*(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) \rangle = \\ = \langle u_0 u_0^* \rangle + \langle u_0 (u_1^* + u_2^*) \rangle + \langle u_0^* (u_1 + u_2) \rangle + \\ + \langle u_1 u_1^* \rangle + \langle u_2 u_2^* \rangle + \langle u_1 u_2^* \rangle + \langle u_1^* u_2 \rangle.\end{aligned} \tag{26}$$

Смысл слагаемых в (26) следующий. Первое слагаемое — средняя интенсивность диффузной компоненты поля, вызванной прямым рассеянием на микрошероховатостях ξ. Именно эта величина и фигурирует в приближении [5]. Второе и третье слагаемые — результат интерференции поля u_0 и полей u_1, u_2. Если высоты ζ-неровностей много больше длины волны падающего излучения, то этими слагаемыми можно пренебречь, что легко показать, оценив соответствующие интегралы методом стационарной фазы. Четвертое и пятое слагаемые — средние интенсивности волн, испытавших переотражения, соответственно, до и после рассеяния на микрошероховатостях ξ. И, наконец, шестое и седьмое слагаемые обусловлены интерференцией волн u_1 и u_2. Однако в отличие от второго и третьего слагаемых они не всегда пренебрежимо малы. При $\boldsymbol{r} \approx \boldsymbol{r}_0$, т. е. при условии обратного рассеяния, происходит когерентное сложение полей u_1 и u_2, прошедших одинаковые оптические пути, и соответствующие интенсивности $\langle u_1 u_2^* \rangle$ и $\langle u_2 u_1^* \rangle$ сравниваются с $\langle u_1 u_1^* \rangle$ и $\langle u_2 u_2^* \rangle$. Это будет показано ниже.

Подставим в (26) формулу (24):

$$I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = \iint_S d\boldsymbol{r}_s \iint_S d\boldsymbol{r}'_s \langle \xi(\boldsymbol{r}_s) \xi(\boldsymbol{r}'_s) \rangle P(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_s) P(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}_s) P^*(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}'_s) P^*(\boldsymbol{r}_0, \boldsymbol{r}'_s). \tag{27}$$

Будем полагать, что корреляционная функция возвышений $\xi(\boldsymbol{r}_s)$ обладает следующим свойством: $\langle \xi(\boldsymbol{r}_s) \xi(\boldsymbol{r}'_s) \rangle = B_\xi(\boldsymbol{r}_s - \boldsymbol{r}'_s)$. Если масштаб этой функции по $|\boldsymbol{r}_s - \boldsymbol{r}'_s|$ много меньше характерного масштаба неровностей ζ поверхности S, то можно положить

$$B_\xi(\boldsymbol{r}_s - \boldsymbol{r}'_s) \approx B_\xi(0) \delta(\boldsymbol{r}_s - \boldsymbol{r}'_s).$$

Это позволяет вычислить один интеграл в (27):

$$I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = B_\xi(0) \iint_S d\boldsymbol{r}_s |P(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)|^2 |P(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})|^2. \tag{28}$$

С учетом (25) и (26) формулу (28) можно представить в виде

$$I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = \sum_{j=1}^{7} I_j(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0), \tag{29}$$

где

$$I_1 \equiv \langle u_0 u_0^* \rangle = B_\xi(0) \iint_S d\boldsymbol{r}_s |P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)|^2 |P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})|^2; \tag{30}$$

$$I_2 \equiv \langle u_0(u_1^* + u_2^*) \rangle = B_\xi(0) \iint_S d\boldsymbol{r}_s [|P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})|^2 P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0) \hat{L}^* P_0^*(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0) + \tag{31}$$
$$+ |P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)|^2 P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}) \hat{L}^* P_0^*(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})];$$

$$I_3 \equiv \langle u_0^*(u_1 + u_2) \rangle = B_\xi(0) \iint_S d\boldsymbol{r}_s [|P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})|^2 P_0^*(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0) \hat{L} P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0) + \tag{32}$$
$$+ |P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)|^2 P_0^*(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}) \hat{L} P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})] \equiv I_2^*;$$

$$I_4 = \langle u_1 u_1^* \rangle = B_\xi(0) \iint_S d\boldsymbol{r}_s |P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)|^2 |\hat{L} P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})|^2; \tag{33}$$

$$I_5 = \langle u_2 u_2^* \rangle = B_\xi(0) \iint_S d\boldsymbol{r}_s |P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r})|^2 |\hat{L} P_0(\boldsymbol{r}_s, \boldsymbol{r}_0)|^2. \tag{34}$$

(В силу теоремы взаимности $I_4(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_0)\equiv I_5(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_0)$.) Слагаемые $I_{4,5}$, так же, как и I_1, носят энергетический характер и не связаны с когерентностью рассеиваемых волн — они обусловлены взаимной подсветкой обращенных друг к другу участков поверхности.

$$I_6=\langle u_1u_2^*\rangle=B_\xi(0)\iint\limits_S d\boldsymbol{r}_sP_0(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r}_0)P_0^*(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r})\hat{L}P_0(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r})\hat{L}^*P_0^*(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r}_0); \tag{35}$$

$$I_7=\langle u_1^*u_2\rangle=B_\xi(0)\iint\limits_S d\boldsymbol{r}_sP_0^*(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r}_0)P_0(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r})\hat{L}^*P_0^*(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r})\hat{L}P_0(\boldsymbol{r}_s,\ \boldsymbol{r}_0). \tag{36}$$

(В силу теоремы взаимности $I_6(\boldsymbol{r},\ \boldsymbol{r}_0)\equiv I_7(\boldsymbol{r}\ \boldsymbol{r}_0)$) Слагаемые $I_{6\,7}$ определяются степенью когерентности волн u_1 и u_2 и не могут быть получены из энергетических соображений. Сравнение выражений (33), (34) и (35), (36) показывает, что при рассеянии строго назад $(\boldsymbol{r}\equiv\boldsymbol{r}_0)$

$$I_{4,\,5}=I_{6,\,7}. \tag{37}$$

При $|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0|\gg\Delta r$, где Δr — линейный размер области когерентного сложения волн u_1 и u_2, подынтегральное выражение в (35) и (36) быстро осциллирует подобно подынтегральным выражениям в (31) и (32), и соответствующие интегралы стремятся к нулю в геометрооптическом пределе ($ka\gg1$, где a — масштаб ζ).

Отметим, что при выводе выражений для средней интенсивности I предполагалось, что случайный характер носят только микрошероховатости ξ, а крупномасштабные неровности ζ могут быть как регулярными, так и случайными. В последнем случае необходимо провести еще и усреднение по ζ, однако это не отразится на принципиальном результате, выражаемом равенством (37). Чтобы найти для какой-то конкретной задачи вклад двукратных отражений в интенсивность рассеянного назад излучения, достаточно вычислить интеграл в выражении (33). Следующие слагаемые I_i совпадают с (33). Однако это довольно сложная вычислительная задача даже для простых моделей крупномасштабного волнения морской поверхноси. В настоящее время предпринимаются попытки учитывать многократное рассеяние на сильношероховатых поверхностях на основе энергетического подхода с применением численных методов [6]. Как показывают результаты нашей работы, для задач рассеяния волн на двухмасштабных поверхностях такой подход может быть улучшен за счет учета когерентных эффектов, проявляющихся при обратном рассеянии. Если ограничиться двукратными отражениями, то, как видно из (37), для этого нужно лишь удвоить вклад компонент энергетического происхождения.

Что касается сравнения теоретической величины интенсивности обратного рассеяния с реально измеряемыми величинами, то здесь необходимо учитывать геометрию задачи, размеры приемной и передающей апертур, так как возможно усредняющее по пространству действие этих и ряда других факторов. Кроме того, эффект усиления обратного рассеяния должен лучше всего проявляться в определенном интервале углов, когда облучение друг другом соседних участков крупномасштабной поверхности максимально. Из результатов работы [1] следует, что в этом случае угол скольжения падающей волны ψ_0 по отношению к средней плоскости должен составлять $\sim2\gamma$, где γ — среднеквадратичное значение угла наклона крупномасштабной поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заворотный В. У., Осташев В. Е. — Изв вузов — Радиофизика, 1982, **25**, № 11, с. 1291.
2. Виноградов А. Г, Кравцов Ю. А., Татарский В. И. — Изв вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 7, с. 1064.

3 Заворотный В. У., Татарский В И — ДАН СССР, 1982, 265, № 3, с. 608
4. Кравцов Ю А, Саичев А И — УФН, 1982, 137, № 3, с. 501.
5. Курьянов Б. Ф. — Акуст. журн, 1962, 8, № 3, с. 325.
6 Копилович Л Е, Фукс И. М — Изв вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 840.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
6 апреля 1983 г

BACK SCATTERING OF WAVES BY TWO-SCALE ROUGH SURFACE TAKING ACCOUNT OF RE-ILLUMINATION

V U. Zavorotnyj

A problem is considered of wave scattering by a surface containing small and large roughnesses in comparison with the wavelength The Kur'yanov's method is suggested to be specified by taking into account re-illuminations. An expression has been obtained for the mean intensity of the scattered field diffuse component at the arbitrary configuration of the large scale surface component In the case of back scattering the coherent adding of some field component takes place which is associated with the presence of re-illimination by the surface. The effect discovered has much in common with the known effect of back scattering amplification by a body placed in a randomly inhomogeneous medium.

Межвузовский сборник

ОБРАБОТКА ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СИГНАЛОВ

(Продолжение)

Определены параметры квазиоптимального линейного фильтра для оценки времени запаздывания импульсных сигналов. Предложен алгоритм исследования преобразования узкополосных сигналов в нелинейных устройствах, описываемых системой нелинейных синтезированных уравнений, когда эти устройства имеют полосу пропускания соизмеримую с шириной спектра сигнала.

СОДЕРЖАНИЕ ВЫПУСКА

Прием и обработка пространственно-временных сигналов

(Окончание см. с. 210)