

УДК 528.813 + 528.88.044

## РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДОЙ С ШЕРОХОВАТЫМИ ГРАНИЦАМИ

С. Ф. Пименов, М. А. Руденко

В рамках приближения Кирхгофа рассматривается рассеяние радиоволн тонким слоем с шероховатыми границами. При произвольной корреляции между неровностями границ получены аналитические выражения для когерентной и некогерентной составляющих отраженной мощности и исследованы их свойства. Определены условия, при которых возможен эффект замирания рассеяния.

Взаимодействие радиоволн со случайно неоднородной средой, ограниченной статистически неровными границами, рассматривалось в целом ряде работ [1 - 4]. В частности, для однородной среды в приближении Кирхгофа [2] получены аналитические выражения для когерентной и некогерентной составляющих мощности отраженного излучения в случае, когда неровности верхней границы  $h_1$  и вариация толщины слоя  $\Delta h$  не скоррелированы:  $\langle h_1 \Delta h \rangle = 0$ . Однако вследствие такого ограничения целый ряд важных ситуаций не описывается в рамках этого подхода, например, когда неровности нижней границы вообще отсутствуют. В данной работе исследуется рассеяние радиоволн двухслойной средой при произвольной корреляции между неровностями верхней и нижней границ  $h_1, h_2$  (соответственно и между  $h_1$  и  $\Delta h \equiv h_1 - h_2$ ).

Рассмотрим среду, состоящую из однородного слоя толщиной  $h$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2 = \epsilon$  и из полубесконечного однородного слоя с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_3$  (рис. 1). Неровности в среднем плоских границ  $a$  и  $b$  описываются случайными отклонениями от среднего положения  $h_1(x, y), h_2(x, y)$ . Из точки  $A$ , находящейся на расстоянии  $R_0$  от среды, испускается электромагнитное излучение с длиной волны  $\lambda$  ( $\text{tg} \alpha = y/R_0, \text{tg} \beta = x/R_0$ ).

Если радиусы корреляции  $l_{1,2}$  и радиус кривизны  $R_{кр}$  неровностей существенно превышают длину волны электромагнитного излучения, то вычисление отраженного поля целесообразно производить в рамках приближения Кирхгофа [5, 6]. Кроме того, для тонкого слоя  $h \ll l_{1,2} \sqrt{\epsilon}$  можно непосредственно воспользоваться полученными в случае

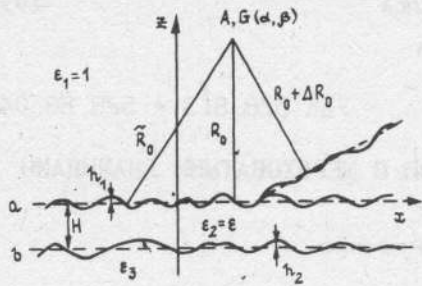


Рис. 1.

отражения от верхней и нижней границ. Здесь не учитывается зависимость коэффициента отражения от угла падения волны. Однако в ряде случаев, особенно при больших диэлектрических проницаемостях  $\epsilon$  (например, почвы), малых глубинах  $H$  и достаточно узкой диаграмме направленности антенны  $\theta_A^2 \ll \sqrt{\epsilon}$  это приближение оправдано. В дальнейшем  $F$  будем представлять рядом Тейлора по степеням  $(kR)$ :

$$F = R + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m+1} (kR)^m (R^{-1} - R) e^{2im\varphi} = \sum_{m=0}^{\infty} f_m e^{2im\varphi}. \quad (1)$$

Тогда комплексное напряжение  $\dot{u}$  на входе приемника в точке  $A$  на основных поляризациях равно:

$$\begin{aligned} \dot{u} &= \frac{Q_1}{\lambda R_0^2} \int dx dy G^2(\alpha, \beta) \exp(-2ik_1 \tilde{R}_0) \exp(2ik_1 h_1) F = \\ &= \frac{Q_1}{\lambda R_0^2} \int dx dy G^2(\alpha, \beta) \exp(-2ik_1 \tilde{R}_0) \times \\ &\times \sum_{m=0}^{\infty} f_m \exp(2ik_1 h_1 - 2ik_1 m \sqrt{\epsilon} (H + h_1 - h_2)), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $Q_1 = \left( P_a G_0 A_{\text{эфф}} R_{\text{пр}} / 2\pi \right)^{1/2}$ , величины  $G(\alpha, \beta)$ ,  $G_0$ ,  $A_{\text{эфф}}$ ,  $G_0 \lambda^2 / 4\pi$ ,

$R_{\text{пр}}$  - диаграмма направленности, коэффициент усиления, эффективная площадь и активное сопротивление антенны,  $P_a$  - мощность, поступающая

в антенну,  $\tilde{R}_0 = \sqrt{x^2 + y^2 + R_0^2}$  - расстояние от антенны до точки интегрирования,  $R_0$  - высота антенны (рис. 1),  $k_1 = 2\pi/\lambda$ .

Определим когерентную  $P_K$  и некогерентную  $P_{\text{нк}}$  составляющие

мощности принимаемого излучения:

$$P_K = \frac{\langle \dot{u} \rangle \langle \dot{u}^* \rangle}{2R_{\text{пр}}} = \frac{Q_1^2}{2R_{\text{пр}} \lambda^2 R_0^4} \int dx dy dx' dy' \times$$

$$\times G^2(\alpha, \beta) G^2(\alpha', \beta') \exp(-2ik_1(\bar{R}_0 - \bar{R}'_0)) \sum_{m, n=0}^{\infty} f_m f_n^* \times \quad (3)$$

$$\times \exp[-2ik_1 \sqrt{\epsilon} H(m - n)] \langle \exp(2ik_1(h_1 - m\sqrt{\epsilon}(h_1 - h_2))) \rangle \times$$

$$\times \langle \exp(2ik_1(-h'_1 + n\sqrt{\epsilon}(h'_1 - h'_2))) \rangle;$$

$$P_{\text{нк}} = \frac{\langle \dot{u} \dot{u}^* \rangle - \langle \dot{u} \rangle \langle \dot{u}^* \rangle}{2R_{\text{пр}}} = \frac{Q_1^2}{2R_{\text{пр}} \lambda^2 R_0^4} \int dx dy dx' dy' \times$$

$$\times G^2(\alpha, \beta) G^2(\alpha', \beta') \exp(-2ik_1(\bar{R}_0 - \bar{R}'_0)) \sum_{m, n=0}^{\infty} f_m f_n^* \times$$

$$\times \exp[-2ik_1 \sqrt{\epsilon} H(m - n)] [\langle \exp(2ik_1(h_1 - m\sqrt{\epsilon}(h_1 - h_2) -$$

$$- h'_1 + n\sqrt{\epsilon}(h'_1 - h'_2))) \rangle - \langle \exp(2ik_1(h_1 - m\sqrt{\epsilon}(h_1 - h_2))) \rangle \times$$

$$\times \langle \exp(2ik_1(-h'_1 + n\sqrt{\epsilon}(h'_1 - h'_2))) \rangle]. \quad (4)$$

Статистическое усреднение, обозначенное в (3), (4) угловыми скобками, произведем, вычислив выражение общего вида I:

$$I(\mu, \nu) = \langle \exp(2ik_1[\mu(h_1 - m\sqrt{\epsilon}(h_1 - h_2)) -$$

$$- \nu(h'_1 + n\sqrt{\epsilon}(h'_1 - h'_2))]) \rangle \equiv \langle \exp(2i\vec{\alpha}\vec{s}) \rangle, \quad (5)$$

где  $\mu, \nu = 0, 1$ , компоненты векторов  $\vec{s}$  и  $\vec{\alpha}$  равны  $s_1 = h_1, s_2 = h'_1, s_3 = h_2, s_4 = h'_2, \alpha_1 = \mu(1 - m\sqrt{\epsilon})k_1, \alpha_2 = -\nu(1 - n\sqrt{\epsilon})k_1, \alpha_3 = \mu m\sqrt{\epsilon}k_1, \alpha_4 = -\nu n\sqrt{\epsilon}k_1$ . В зависимости от  $\mu, \nu$  из (5) получаются любые корреляторы, входящие в (3), (4).

Принимая статистически однородное гауссово распределение величин  $\vec{s}$

$$w(\vec{s}) = \exp(-1/2) \vec{s} \hat{B}^{-1} \vec{s} / (2\pi)^2 \text{Det} ||\hat{B}||, \quad (6)$$

определяем значение  $I$ :

$$I(\mu, \nu) = \exp(-2\vec{\alpha} \hat{B} \vec{\alpha}). \quad (7)$$

Здесь  $\hat{B}$  - корреляционная матрица:

$$\hat{B} = \begin{vmatrix} \sigma_1^2 & \rho_1 \sigma_1^2 & A \sigma_1 \sigma_2 & \rho_3 \sigma_1 \sigma_2 \\ \rho_1 \sigma_1^2 & \sigma_1^2 & \rho_3 \sigma_1 \sigma_2 & A \sigma_1 \sigma_2 \\ A \sigma_1 \sigma_2 & \rho_3 \sigma_1 \sigma_2 & \sigma_2^2 & \rho_2 \sigma_2^2 \\ \rho_3 \sigma_1 \sigma_2 & A \sigma_1 \sigma_2 & \rho_2 \sigma_2^2 & \sigma_2^2 \end{vmatrix}, \quad (8)$$

где  $\sigma_1^2$ ,  $\sigma_2^2$  ( $\sigma_{1,2} \ll H$ ) - дисперсии неровностей верхней и нижней границы,  $\rho_{1,2}(\Delta x, \Delta y) = \langle h_{1,2}(x, y) h'_{1,2}(x', y') \rangle / \sigma_{1,2}^2$  - коэффициенты корреляции неровностей на верхней  $\rho_1$  и на нижней  $\rho_2$  границах,  $\rho_3(\Delta x, \Delta y) = \langle h_1(x, y) h_2(x', y') \rangle / \sigma_1 \sigma_2$  - коэффициент взаимной корреляции между неровностями верхней и нижней границ,  $\Delta x = x' - x$ ,  $\Delta y = y' - y$ ,  $A = \rho_3(0)$ ,  $|A| < 1$ .

Приняв диаграмму направленности антенны  $G(\alpha, \beta)$  в виде [1]

$$G(\alpha, \beta) \approx \exp \left[ -1, 38 \left( \frac{x^2 + y^2}{\theta_a^2 R_0^2} \right) \right], \quad (9)$$

из (3) получим следующее выражение для когерентной составляющей принимаемой мощности  $P_k$ :

$$\begin{aligned} P_k &= \frac{P_a G_0^2 \lambda^2}{64 \pi^2 R_0^2} [R \exp\{-2(k_1 \sigma_1)^2\} + \\ &+ \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m (R^{-1} - R) (kR)^{m+1} \exp\{-2ik_1 \sqrt{\epsilon} H(m+1) - \\ &- 2k_1^2 ((1 - (m+1)\sqrt{\epsilon})^2 \sigma_1^2 + (m+1)^2 \epsilon \sigma_2^2 + \\ &+ 2(1 - (m+1)\sqrt{\epsilon})(m+1)\sqrt{\epsilon} A \sigma_1 \sigma_2)\}] \times [\text{к. с.}] = \end{aligned} \quad (10)$$



$$= \frac{P_a G_0^2 \lambda^2}{64\pi^2 R_0^2} [R^2 \exp\{-2(k_1 \sigma_1)^2\} + 2kR(1 - R^2) \times$$

$$\times \cos(2k_1 \sqrt{\epsilon} H) \exp\{-2k_1^2(\sigma_1^2 + (1 - \sqrt{\epsilon})^2 \sigma_1^2 + \epsilon \sigma_2^2 +$$

$$+ 2\sqrt{\epsilon}(1 - \sqrt{\epsilon}) A \sigma_1 \sigma_2)\}] + \dots = a_1 + b_1 \cos(2k_1 \sqrt{\epsilon} H) + \dots$$

Некогерентную составляющую  $P_{HK}$  получим, используя частичное разложение выражения в квадратных скобках  $\Phi_{mn}$  в (4) в ряд Тейлора по степеням  $\sigma_{1,2}$ . Величина  $\Phi_{mn}$  равна:

$$\Phi_{mn} = I_{mn}(1, 1) - I_{mn}(1, 0)I_{mn}(0, 1) = e^{-\Delta_1^{mn}} (e^{\Delta_2^{mn}} - 1), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1^{mn} &= 2k_1^2 \sigma_1^2 ((1 - m\sqrt{\epsilon})^2 + (1 - n\sqrt{\epsilon})^2) + \\ &+ \sigma_2^2 \epsilon (m^2 + n^2) + 2A \sigma_1 \sigma_2 \sqrt{\epsilon} (m + n - \sqrt{\epsilon}(m^2 + n^2)); \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \Delta_2^{mn} &= 4k_1^2 \{\rho_1 \sigma_1^2 (1 - m\sqrt{\epsilon})(1 - n\sqrt{\epsilon}) + \rho_2 \sigma_2^2 \epsilon mn + \\ &+ \rho_3 \sigma_1 \sigma_2 \sqrt{\epsilon} (m + n - 2mn\sqrt{\epsilon})\}, \end{aligned} \quad (13)$$

и преобразуется к виду

$$\Phi_{mn} = e^{-\Delta_1^{mn}} (e^{\Delta_2^{mn}} - 1) = e^{-\Delta_1^{mn}} \sum_{\substack{q, p, s=0 \\ q+p+s>0}}^{\infty} d_{qps}^{mn} \rho_{qps}^{mn},$$

где (принимая  $0^0 = 1$ )

$$\begin{aligned} d_{qps} &= (2\sigma_1 k_1)^{2q+s} (2\sigma_2 k_1 \sqrt{\epsilon})^{2p+s} \times \\ &\times \frac{(1-m\sqrt{\epsilon})^q (1-n\sqrt{\epsilon})^q (mn)^p (m+n-2mn\sqrt{\epsilon})^s}{q! p! s!} \end{aligned}$$

$$\rho_{qps} = \rho_1^q \rho_2^p \rho_3^s.$$

Для гауссовых функций корреляции  $\rho_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ,  $A_{1,2} = 1$ ,  $A_3 = A$ )

$$\rho_i = A_i \exp \left\{ - \left( \frac{\Delta x^2}{l_{x,i}^2} + \frac{\Delta y^2}{l_{y,i}^2} \right) \right\} \quad (14)$$

получим (при  $k_1 l_{x,y,i} \ll R_0$ ), считая  $G \approx G'$ , следующее выражение для  $P_{\text{НК}}$ :

$$P_{\text{НК}} = \frac{P_a G_0^2 \lambda^2}{64 \pi^2 R_0^2} \sum_{m,n=0}^{\infty} f_m f_n^* \times \quad (15)$$

$$\times \exp\{-2ik_1 \sqrt{\varepsilon} H(m-n) - \Delta_1^{mn}\} \sum_{\substack{q,p,s=0 \\ q+p+s>1}}^{\infty} A^s d_{qps}^{mn} B_{qpsx} B_{qpsy}$$

где

$$B_{qpsx,y} = \frac{k_1 l_{qpsx,y} \theta_A}{\sqrt{5,5 + (k_1 l_{qpsx,y} \theta_A)^2}}$$

$$l_{qpsx,y}^{-2} = ql_{x,y,1}^{-2} + pl_{x,y,2}^{-2} + sl_{x,y,3}^{-2}$$

Величина когерентной составляющей  $P_K$  отраженной мощности (10) получена в виде степенного ряда по  $k$ . Первый член ряда  $P_{K_0}$  описывает отражение волн верхней границей среды и совпадает с выражением для когерентной составляющей мощности, отраженной полубесконечной средой с шероховатой границей, приведенным, например, в [7, 8]. Наличие неровностей верхней границы приводит к уменьшению этого слагаемого в  $e^{-\gamma_0}$  раз (где  $\gamma_0 = (2k_1 \sigma_1)^2$ ) по сравнению с гладкой границей. Второй член ряда  $P_{K_1}$ , пропорциональный  $k$ , связан с однократным отражением волн от нижней границы. Его уменьшение, обусловленное рассеянием волн на неровностях границ, описывается сомножителем  $e^{-\gamma_1}$ , где

$$\gamma_1(A) = 2k_1^2 \{ \sigma_1^2 + (1 - \sqrt{\varepsilon})^2 \sigma_1^2 + \varepsilon \sigma_2^2 + 2A \sigma_1 \sigma_2 \sqrt{\varepsilon} (1 - \sqrt{\varepsilon}) \}.$$

Значение  $\gamma_1$  не зависит от толщины слоя  $H$  и при  $\varepsilon > 1$  линейно убывает с ростом коэффициента корреляции  $A$ . В зависимости от  $A$  величина  $\gamma_1$  может существенно изменяться. Так, при  $\sigma_1 = \sigma_2$  и  $\varepsilon = 3$  получим  $\gamma_{1\text{max}}/\gamma_{1\text{min}} \cong 3,5$ ,  $\gamma_1(0)/\gamma_{1\text{min}} \cong 2,3$ . Величина  $\gamma_1$  может быть и меньше  $\gamma_0$ , однако всегда  $\gamma_1 \geq \gamma_0/2$ , причем равенство выполняется

точно при  $A = +1$ ,  $\sigma_2 = (1 - 1\sqrt{\epsilon})\sigma_1$  и приближенно при  $(\sqrt{\epsilon} - 1)^2 \ll 1$ ,  $\sigma_2 \ll \sigma_1$ . Неравенство  $\gamma_1 < \gamma_0$  означает, что рассеяние мощности, отраженной верхней границей слоя, оказывается более сильным, чем рассеяние мощности, отраженной нижней границей. В этих случаях шероховатости верхней границы ослабляют влияние так называемых ложных отражений (от крупномасштабных неоднородностей: бугров, впадин, размеры которых превышают масштаб усреднения - рис. 1) на результаты дистанционного определения толщины слоя  $h$  по когерентной составляющей отраженной мощности  $P_k$ . Действительно, крупномасштабная неоднородность (бугор на рис. 1) приводит к появлению в квадратных скобках выражения (10) дополнительного слагаемого типа  $\delta e^{-\gamma_0} \times \cos(2k_1 \Delta R_0)$ , которое аналогично слагаемому, связанному с отражением радиоволн от нижней границы. Влияние такого ложного отражения описывается модулем отношения  $s_k$  коэффициента перед  $\cos(2k_1 \sqrt{\epsilon} h)$  к коэффициенту перед  $\cos(2k_1 \Delta R_0)$ :

$$s_k(\sigma_1, \sigma_2) = 2|k\delta^{-1}|(1 - R^2) \exp(\gamma_0 - \gamma_1).$$

При  $A = 0$  получаем:

$$s_k(\sigma_1, \sigma_2) = s_k(0, \sigma_2) \exp(2k_1^2 \sigma_1^2 \sqrt{\epsilon} (2 - \sqrt{\epsilon})).$$

Когда  $\epsilon < 4$ , величина  $s_k$  увеличивается с ростом  $\sigma_1$ , т.е. с ростом шероховатостей верхней границы влияние ложных отражений ослабляется.

Остальные члены ряда (10) пропорциональны степеням  $k$  выше первой и описывают эффекты многократных отражений волн от верхней и нижней границ слоя. При малых  $k$  эти слагаемые могут быть несущественными.

Некогерентная составляющая отраженной мощности  $P_{нк}$  также представлена в виде степенного ряда по  $k$  и по  $\sigma_{1,2}$  (15). Члены ряда, пропорциональные  $k^0$ , описывают рассеяние волн верхней границей слоя и совпадают с выражением для некогерентной составляющей мощности, отраженной полубесконечной средой со статистически неровной границей. Слагаемые, пропорциональные первой и более высоким степеням  $k$ , описывают влияние на рассеяние волн нижней границей слоя. Выписав в (15) в явном виде лишь слагаемые, пропорциональные  $\sigma_{1,2}^2$ ,  $\sigma_1 \sigma_2$ ,  $k^0$ ,  $k^1$  и  $k^2$ , получим

$$P_{нк} = \frac{P_a \sigma_0^2 \lambda^2}{64\pi^2 R_0^2} [R^2 (2k_1 \sigma_1)^2 B_{100x} B_{100y} + 2kR(1 - R^2) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \cos(2k_1 \sqrt{\epsilon} H) ((2k_1 \sigma_1)^2 (1 - \sqrt{\epsilon}) B_{100x} B_{100y} + 4k_1^2 A \sqrt{\epsilon} \sigma_1 \sigma_2 B_{001x} B_{001y}) - \\
& - 2R^2 (1 - R^2) k^2 \cos(4k_1 \sqrt{\epsilon} H) ((2\sigma_1 k_1)^2 (1 - 2\sqrt{\epsilon}) B_{100x} B_{100y} + \\
& + 8k_1^2 A \sqrt{\epsilon} \sigma_1 \sigma_2 B_{001x} B_{001y}) + (1 - R^2)^2 k^2 ((2k_1 \sigma_1)^2 (1 - \sqrt{\epsilon})^2 B_{100x} B_{100y} + \\
& + (2k_1 \sigma_2)^2 \epsilon B_{010x} B_{010y} + 8k_1^2 A \sqrt{\epsilon} (1 - \sqrt{\epsilon}) \sigma_1 \sigma_2 B_{001x} B_{001y})] + \dots = \\
& = a_2 + b_2 \cos(2k_1 \sqrt{\epsilon} H) + \dots
\end{aligned} \quad (16)$$

Как и в случае  $P_K$ , слагаемое, пропорциональное  $k$ , содержит множитель  $\cos(2k_1 \sqrt{\epsilon} H)$ , осциллирующий при изменении частоты. Однако коэффициент перед этим множителем может быть как положительным (при  $\sigma_1 < \sigma_1^* = A \sigma_2 B_{001x} B_{001y} ((1 - 1/\sqrt{\epsilon}) B_{100x} B_{100y})^{-1}$ ), так и отрицательным (при  $\sigma_1 > \sigma_1^*$ ), соответственно осцилляции  $P_K$  и  $P_{HK}$  синфазны или противофазны. Относительная амплитуда этих осцилляций  $|b_2/a_2|$  у некогерентной составляющей  $P_{HK}$  может быть выше, чем у когерентной  $P_K$ . Например, при больших  $\epsilon$  ( $\epsilon > 4$ ),  $\sigma_2 = 0$  и  $(\sigma_1 k_1)^2 \ll 1$  получаем

$$\left| \frac{b_2}{a_1} \right| \Big/ \left| \frac{b_1}{a_1} \right| \approx \sqrt{\epsilon} - 1 > 1. \quad (17)$$

Это означает, в частности, что дистанционное определение толщины слоя по осцилляциям некогерентной составляющей  $P_{HK}$  может быть более помехоустойчивым по отношению к крупномасштабным неоднородностям поверхности. Как уже отмечалось, такие неоднородности приводят к появлению дополнительного слагаемого в выражении для  $P_K$  (10).

Аналогичное слагаемое  $(2k_1 \sigma_1)^2 \delta \cos(2k_1 \Delta R_0)$  появляется и в квадратных скобках в выражении для некогерентной составляющей (16). При определении  $H$  по некогерентной составляющей  $P_{HK}$  влияние ложных отражений опять описываем модулем отношения  $s_{HK}$  коэффициента перед  $\cos(2k_1 \sqrt{\epsilon} H)$  к коэффициенту перед  $\cos(2k_1 \Delta R_0)$ . При  $\sigma_2 = 0$  и  $B_{100x} B_{100y} \approx B_{001x} B_{001y} \approx 1$  величина  $s_{HK}$  равна:

$$s_{HK}(\sigma_1, 0) = 2|k\delta^{-1}(1 - \sqrt{\epsilon})|R(1 - R^2)\exp(\gamma_0 - \gamma_1),$$



т.е. в  $|(1 - \sqrt{\epsilon})|$  раз больше, чем  $s_k$ .

Некогерентная составляющая мощности  $P_{\text{НК}}$  является положительно определенной величиной. Ее абсолютный минимум равен нулю и достигается при  $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ . Условные минимумы при  $\sigma_1 = \text{const}$  и  $\sigma_2 = \text{const}$  всегда положительны. Однако если ограничиться в (16) лишь слагаемыми, пропорциональными  $\sigma_1^2$ ,  $\sigma_2^2$  и  $\sigma_1\sigma_2$ , то условные минимумы при  $\sigma_1 = \text{const}$  и  $\sigma_2 = \text{const}$  также равны нулю. Это обстоятельство

обусловлено тем, что при  $h_2 = h_1 \left( 1 - \frac{k(1+R^2) + R(1+k^2)\cos(2k_1\sqrt{\epsilon}H)}{\sqrt{\epsilon}(1-R^2)} \right)$  и

$\sin(2k_1\sqrt{\epsilon}H) = 0$ , а также при  $h_2 = h_1 \left( 1 - \frac{1+R^2+2Rk\cos(2k_1\sqrt{\epsilon}H)}{\sqrt{\epsilon}(1-R^2)} \right)$  и

$|k| = 1$  первая производная входящей в (2) величины  $z = \exp(2ik_1h_1)F$  по  $h_1$  обращается в нуль, т.е. разложение  $z$  начинается с величин порядка  $h_1^2$  и рассеянная мощность (некогерентная составляющая) должна быть порядка  $h_1^4$ . Некогерентная составляющая мощности с точностью до слагаемых  $\sim \sigma_1^4$  равна в этих случаях

$$P_{\text{НК}} = \frac{P_a G_0^2 \lambda^2}{128\pi^2 R_0^2} \frac{R^2}{k^2} \left| \frac{R + k \exp\{-2ik_1\sqrt{\epsilon}H\}}{1 + kR \exp\{-2ik_1\sqrt{\epsilon}H\}} \right|^2 \left| \frac{1 - k^2 \exp\{-4ik_1\sqrt{\epsilon}H\}}{(1 - R^2)} \right|^2 \times \\ \times B_{200x} B_{200y} (2k_1\sigma_1)^4. \quad (18)$$

Когда  $|k|=1$ ,  $\sin(2k_1\sqrt{\epsilon}H) = 0$  и  $h_2 = h_1 (1 - (k + R\cos(2k_1\sqrt{\epsilon}H))^2 / \sqrt{\epsilon}(1 - R^2))$ , то и первая, и вторая производные  $z$  по  $h_1$  равны нулю. При этом некогерентная составляющая мощности оказывается величиной порядка  $h_1^6$  и составляет (с точностью до  $\sigma_1^6$ ).

$$P_{\text{НК}} = \frac{P_a G_0^2 \lambda^2}{64\pi^2 R_0^2} R^2 \frac{(K + R\cos(2k_1\sqrt{\epsilon}H))^4}{(1 - R^2)^4} \times \\ \times (B_{100x} B_{100y} + \frac{2}{3} B_{300x} B_{300y}) (2k_1\sigma_1)^6. \quad (19)$$

Таким образом, в работе в приближении Кирхгофа получены

выражения для когерентной и некогерентной составляющих отраженной мощности (10) и (15). Показано, что при дистанционном определении толщины слоя  $H$  по когерентной составляющей  $P_k$  наличие неоднородностей на верхней границе среды может при малых  $\epsilon$  ( $\epsilon < 4$ ) уменьшать влияние ложных отражений. При  $\epsilon > 4$  лучшее ослабление ложных отражений дает метод оценки толщины слоя по некогерентной составляющей  $P_{нк}$ . Показано также, что при корреляции (антикорреляции) неровностей верхней и нижней границ существуют такие соотношения между  $h_1$  и  $h_2$ , при которых разложение некогерентной составляющей  $P_{нк}$  начинается со слагаемых порядка  $\sigma_1^4$  (а при  $|k| = 1$  порядка  $\sigma_1^6$ ). В этих случаях при малых  $(\sigma_1 k_1)^2 \ll 1$  имеет место резкое уменьшение  $P_{нк}$  (эффект замирания рассеяния).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. - М.: Сов. радио, 1968. - 224 с.
2. Зубкович С. Г. //Труды АНИИ. Радиофизические методы в исследованиях Северного ледовитого океана и Антарктики. 1968. Т. 284. - 89 с.
3. Тимченко А. И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 1. С. 55.
4. Fung A.K., Eom H.J. //Quant. Spectr. Radiat. Trans. 1981. V.26. N 5. P. 397.
5. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. - М.: Наука, 1972. - 424 с.
6. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. - М.: Наука, 1978. - 464 с.
7. Гарнакерьян А. А., Сосунов А. С. Радиолокация морской поверхности. - Ростов-на-Дону: Гос. ун-т - 144 с.
8. Гарнакерьян А. А., Сосунов А. С. //Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. N 11. С. 2300.

Научно-исследовательский  
институт физики  
при Ростовском университете

Поступила в редакцию  
10 сентября 1990 г.

#### ELECTROMAGNETIC SCATTERING FROM A LAYER WITH IRREGULAR BOUNDARIES

*S. F. Pimenov, M. A. Rudenko*

The Kirchhoff approximation of electromagnetic scattering from thin layer with irregular boundaries is considered. Analytical expressions of coherent and incoherent backscattered power are derived and studied in the case of arbitrary correlation between roughnesses of the boundaries. The incoherent power fading conditions are obtained.