

УДК 537.874.2

ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ РАДИОЛОКАЦИОННОГО СИГНАЛА ОТ СЛУЧАЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. В. Белобров, И. М. Фукс

Решена задача дифракции плоской электромагнитной волны на идеально проводящей поверхности с крупномасштабными по сравнению с длиной волны излучения шероховатостями. В каждой точке поверхности найден ток в виде разложения по малому параметру, обратно пропорциональному волновому числу, характерному радиусу кривизны поверхности в данной точке и кубу косинуса локального угла падения. По току определены поля в дальней зоне в радиолокационном случае. Для случайной поверхности найдены сечения рассеяния как поляризованной, так и деполаризованной компоненты.

Для решения задач рассеяния электромагнитных волн на статистически неровных поверхностях с крупными по сравнению с длиной волны излучения λ шероховатостями широко применяется метод касательной плоскости («метод Кирхгофа») [1, 2]. В радиолокационном случае, когда касательные плоскости перпендикулярны волновому вектору $\mathbf{k} = \alpha \mathbf{k}$, где $k = 2\pi/\lambda$, отраженное поле имеет ту же поляризацию, что и падающее, хотя экспериментальные данные указывают на наличие в рассеянном поле деполаризованной компоненты [3].

В данной работе значение тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ ($\mathbf{r} \in S$) на поверхности S не задается в геометрооптическом приближении $\mathbf{j}(\mathbf{r}) = 2\mathbf{j}_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{j}_0(\mathbf{r}) = (c/4\pi) [\mathbf{n}(\mathbf{r}) \mathbf{H}_0(\mathbf{r})]$ (c — скорость света, \mathbf{n} — нормаль к поверхности, \mathbf{H}_0 — магнитная компонента падающего поля), а находится из решения интегрального уравнения. По току определены дифракционные поправки к поляризованной компоненте отраженного сигнала и вычислена деполаризованная компонента.

Асимптотическое разложение тока. Рассмотрим задачу дифракции плоской электромагнитной волны, магнитная компонента которой равна $\mathbf{H}_0(\mathbf{R}) = h_0 \exp(ik\alpha \mathbf{R})$ (h_0 — единичный вектор поляризации, зависимость поля от времени здесь и в дальнейшем опущена), на достаточно гладкой, т.е. без ребер, изломов и особых точек, идеально проводящей поверхности S . Под воздействием первичного поля на S наводятся поверхностные электрические токи, плотность которых $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ определяется из решения интегрального уравнения [4]

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = 2\mathbf{j}_0(\mathbf{r}) - \frac{1}{2\pi} \int_S [\mathbf{n}(\mathbf{r}) [\mathbf{j}(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}), \boldsymbol{\rho}]] \frac{1 - ik\rho}{\rho^3} e^{ik\rho} d^2 \boldsymbol{\rho}, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\rho}$ — радиус-вектор точки интегрирования с началом в точке \mathbf{r} . В предельном случае геометрической оптики ($k \rightarrow \infty$) интегральный член в (1) стремится к нулю, и мы получаем приближение касательной плоскости.

Введем в каждой точке $\mathbf{r} \in S$ декартову систему координат $\{\xi, \eta, \zeta\}$ (рис. 1). Ось ζ направим по нормали $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, а оси ξ и η — по касательным к главным направлениям на поверхности с радиусами кривизн $a_1(\mathbf{r})$ и $a_2(\mathbf{r})$ соответственно. На рис. 1 через $\theta(\mathbf{r})$ обозначен локальный (в точке \mathbf{r}) угол падения первичной плоской волны, так что $\alpha_z = (\alpha \mathbf{n}) = -\cos \theta$. Угол между осью ξ и локальной плоскост-

тью падения α n (в которой лежат векторы α и n) обозначен через φ_0 . Решать задачу удобнее в системе координат $\{x, y, z\}$, связанной с плоскостью падения так, что ось z совпадает с $n(r)$, а ось x с направлением α_{\perp} — проекцией вектора α на касательную плоскость $S_{\perp}(r)$ ($\xi=0$). Учитывая, что при больших, но конечных значениях k основной вклад в интеграл (1) дает окрестность точки r , уравнение поверхности вблизи нее запишем в виде

$$\xi = f(\xi, \eta) = -\frac{\xi^2}{2a_1} - \frac{\eta^2}{2a_2}. \quad (2)$$

Перейдем в (1) от интегрирования по S к интегралу по касательной плоскости $S_{\perp}(r)$, воспользовавшись соотношением $n_{\perp}(r+p)d^2p = d^2p_{\perp} \equiv d\xi d\eta$. Введем безразмерные координаты $p = kr, t = kp_{\perp}$ и перейдем в плоскости S_{\perp} к полярным координатам t и φ (угол, отсчитываемый от положительного направления оси Ox) вектора t : $t_{\xi} = t \cos(\varphi + \varphi_0)$, $t_{\eta} = t \sin(\varphi + \varphi_0)$.

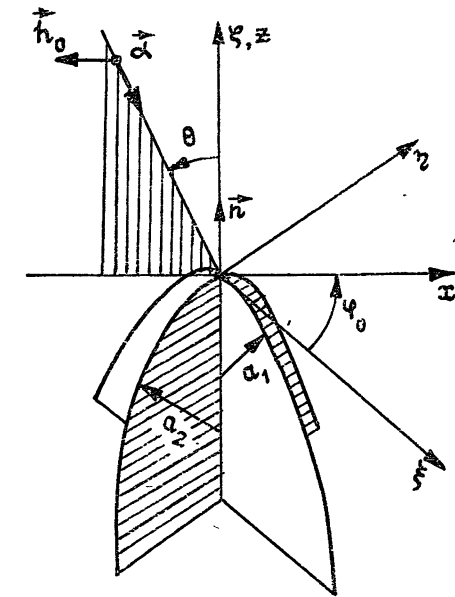


Рис. 1.

Ядро интегрального уравнения (1) разложим в ряд по степеням малого параметра $F(t, \varphi) = kf [\xi(t, \varphi), \eta(t, \varphi)] = -t^2 L(\varphi)/4k$, где $L(\varphi) = A + B \cos 2(\varphi + \varphi_0)$, $A = 1/a_1 + 1/a_2$, $B = 1/a_1 - 1/a_2$, и удержим только первые два члена. После этих преобразований интегральное уравнение (1) относительно «медленной» части тока $J(r)$, связанной с током соотношением

$$j(r) = (c/4\pi) J(r) eikar, \quad (3)$$

примет вид

$$J(p) = 2 [e_z h_0] - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} dt \left[\frac{t^2 L(\varphi)}{4k} J_{\perp}(p+t) - tJ_z(p+t) \right] \times \\ \times \frac{1}{n_z(p+t)} \frac{1-it}{t^2} \left(1 + \frac{it^2}{4k} \cos \theta L(\varphi) \right) e^{it(1+\sin \theta \cos \varphi)}, \quad (4)$$

где $J_{\perp}(p+t)$ — проекция векторной функции $J(p)$ в точке интегрирования на плоскость S_{\perp} .

Интегральное уравнение (4) решаем приближенно с помощью итераций $J(p) = J^{(0)}(p) + J^{(1)}(p) + J^{(2)}(p)^*$. Опуская громоздкие вычисления, приведем окончательное выражение для $J(p)$:

$$J^{(0)}(p) = 2 [e_z h_0], \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} J_x^{(1)}(p) \\ J_y^{(1)}(p) \end{pmatrix} = \frac{i}{2k \cos^3 \theta} \left[\begin{pmatrix} X_1 \\ Y_1 \end{pmatrix} (1 + \cos^2 \theta) + \begin{pmatrix} X_2 \\ Y_2 \end{pmatrix} \sin^2 \theta \right] + \quad (6)$$

$$+ \frac{1}{8k^2 \cos^6 \theta} \left\{ \sum_{m=0,2,4} \left(\frac{Q_m}{W_m} \right) \operatorname{tg}^m \frac{\theta}{2} \left[Z_m^3 + Z_m^2 (3 + \cos^2 \theta) + 3Z_m (1 + \sin^2 \theta) + \right. \right.$$

* Доказательство асимптотической сходимости данного разложения и общий вид N -го члена ряда итераций даны в [9].

$$\left. + \sin^2 \theta (5 + \cos^2 \theta) \right] + h_{0z} \cos \theta \sum_{m=1,3} \left(\frac{R_m}{T_m} \right) \operatorname{tg}^m \frac{\theta}{2} \times \\ \times \left[Z_m^2 + Z_m (1 + \cos^2 \theta) + \sin^2 \theta \right],$$

$$\left(\begin{matrix} J_x^{(2)}(\mathbf{p}) \\ J_y^{(2)}(\mathbf{p}) \end{matrix} \right) = \frac{i}{4k \cos^3 \theta} \left\{ B \left[\left(\begin{matrix} -J_x^{(1)}(\mathbf{p}) \\ J_y^{(1)}(\mathbf{p}) \end{matrix} \right) \cos 2\varphi_0 + \left(\begin{matrix} J_y^{(1)}(\mathbf{p}) \\ J_x^{(1)}(\mathbf{p}) \end{matrix} \right) \sin 2\varphi_0 \right] \times \right. \\ \left. \times (1 + \cos^2 \theta) + \left[A \left(\begin{matrix} -J_x^{(1)}(\mathbf{p}) \\ J_y^{(1)}(\mathbf{p}) \end{matrix} \right) + B \left(\begin{matrix} J_y^{(1)}(\mathbf{p}) \\ -J_x^{(1)}(\mathbf{p}) \end{matrix} \right) \sin 2\varphi_0 \right] \sin^2 \theta \right\}, \quad (7)$$

где

$$X_1 = B (h_{0x} \sin 2\varphi_0 + h_{0y} \cos 2\varphi_0), \quad X_2 = A h_{0y} + B h_{0x} \sin 2\varphi_0,$$

$$Y_1 = B (h_{0x} \cos 2\varphi_0 - h_{0y} \sin 2\varphi_0), \quad Y_2 = A h_{0x} + B h_{0y} \sin 2\varphi_0,$$

$$Q_0 = (3 AB/2) (h_{0x} \sin 2\varphi_0 + h_{0y} \cos 2\varphi_0),$$

$$Q_2 = A^2 h_{0y} + AB h_{0x} \sin 2\varphi_0 + B^2 \cos 2\varphi_0 (h_{0x} \sin 2\varphi_0 + h_{0y} \cos 2\varphi_0),$$

$$Q_4 = (B/2) (A h_{0y} \cos 2\varphi_0 - A h_{0x} \sin 2\varphi_0 + B h_{0x} \sin 4\varphi_0),$$

$$W_0 = (3 AB/2) (h_{0x} \cos 2\varphi_0 - h_{0y} \sin 2\varphi_0),$$

$$W_2 = A^2 h_{0x} + AB h_{0y} \sin 2\varphi_0 + B^2 \cos 2\varphi_0 (h_{0x} \cos 2\varphi_0 - h_{0y} \sin 2\varphi_0),$$

$$W_4 = (B/2) (A h_{0y} \sin 2\varphi_0 + A h_{0x} \cos 2\varphi_0 + B h_{0y} \sin 4\varphi_0),$$

$$R_1 = -3 AB \sin 2\varphi_0, \quad R_3 = AB \sin 2\varphi_0 - B^2 \sin 4\varphi_0,$$

$$T_1 = -(2A^2 + B^2 + 3AB \cos 2\varphi_0), \quad T_3 = -(AB \cos 2\varphi_0 + B^2 \cos 4\varphi_0),$$

$$Z_m = 1 + m \cos \theta.$$

Решение для $J(\mathbf{p})$ является асимптотическим разложением по малому параметру $\varepsilon = (ka \cos^3 \theta)^{-1} \ll 1$, где $a = \min(a_1, a_2)$, до ε^2 включительно. Выражение для второго приближения (7) содержит $J^{(1)}(\mathbf{p})$, в котором необходимо удерживать лишь члены $\sim \varepsilon$. Из решения для $J(\mathbf{p})$ видно, что $J^{(1)}(\mathbf{p})$ сдвинуты по фазе на $\pm \pi/2$ относительно геометрического значения $J^{(0)}(\mathbf{p})$. Это означает, что дифракционные эффекты приводят к изменению фазы тока на величину порядка ε , а поправки к модулю имеют порядок ε^2 . Отметим, что при $a_1 = a_2$ формулы (5), (6) совпадают с результатами работы [5], где исследовалась коротковолновая асимптотика задачи дифракции на проводящей сфере, и был получен первый ($\sim \varepsilon$) член разложения тока. При $a_1 = a_2$ и $\theta = 0$ $J^{(1)}(\mathbf{p}) = J^{(2)}(\mathbf{p}) = 0$, т. е. найденные поправки к геометрическому приближению за счет кривизны поверхности и конечной длины волны исчезают.

Рассеяние в дальней зоне. Вычислим рассеянное поле от шероховатой поверхности, используя найденное значение для «медленной» части тока $J(\mathbf{p})$ (5)–(7) в каждой точке поверхности $\mathbf{p} = k\mathbf{r}$. Уравнение рассеивающей поверхности S в системе $\{X, Y, Z\}$ (рис. 2) зададим в виде $Z = Z(\mathbf{r})$, где $\mathbf{r}(X, Y)$ — радиус-вектор в плоскости $Z = 0$, совпадающей со средней плоскостью $\langle Z(\mathbf{r}) \rangle = 0$. Плоскость падения (в которой лежат вектор $\boldsymbol{\alpha}$ и ось Z) совпадает с плоскостью $Y = 0$, т. е. $\boldsymbol{\alpha}(\sin \theta_0, 0, -\cos \theta_0)$, где θ_0 — угол падения. Магнитная компонента рассеянного поля в радиолокационном случае в дальней зоне равна

$$H(\mathbf{R}) = -\frac{ike^{i\mathbf{kR}}}{4\pi R} \int_{S_0} [\boldsymbol{\alpha} J(\mathbf{r})] \sqrt{1 + \tau^2} e^{2i\mathbf{k}[X \sin \theta_0 - \cos \theta_0 Z(\mathbf{r})]} d^2\mathbf{r}, \quad (8)$$

где \hat{S}_0 — проекция поверхности \hat{S} на плоскость $\hat{Z}=0$, \hat{R} — расстояние от начала координат до точки наблюдения, $\gamma = \nabla Z(\mathbf{r})$.

При $k \rightarrow \infty$ и не слишком больших углах падения θ_0 основной вклад в интеграл (8) дают точки стационарной фазы (зеркальные точки) \mathbf{r}_m , в которых $n(\mathbf{r}_m) = -\alpha$ и, следовательно, $\gamma(\mathbf{r}_m) = \gamma_0 = \text{tg } \theta_0 \mathbf{e}_x \mathbf{e}_x$ — орт оси X) [6]. Заметим, что на пологой поверхности ($\gamma^2 \ll 1$) зеркальные точки возникают при достаточно малых θ_0 ($\text{tg } \theta_0 \ll \gamma$). Ограничимся исследованием обратного рассеяния только в этой «квази-зеркальной» области, предполагая, что вклад «блестящих» точек в рассеянное поле будет определяющим, т.е. поле, рассчитанное в приближении геометрической оптики, намного превышает дифракционные поля. Предположим далее, что разность фаз между полями, приходящими из различных зеркальных точек, достаточно велика и самих зеркальных точек много, т.е. интерференцией между ними можно пренебречь. Интенсивность рассеянного сигнала при этом вычисляется по формулам некогерентного сложения интенсивностей от каждой зеркальной точки $J_{mM}^L = H_{mM}^L (H_{mM}^L)^*$ (H_{mM}^L — магнитная компонента поля излучения от точки \mathbf{r}_m):

$$J_M^L = \sum_m J_{mM}^L, \quad (9)$$

где верхний индекс L определяет поляризацию падающего поля, а нижний индекс M — поляризацию приемной антенны.

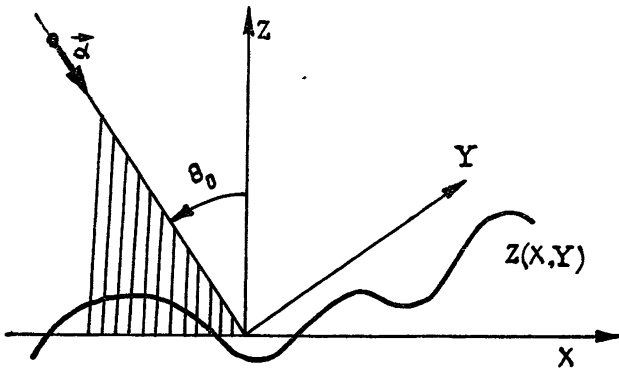


Рис. 2.

Для определения поля излучения от произвольной зеркальной точки \mathbf{r}_m необходимо, как и в предыдущем разделе, перейти в (8) к интегралу по касательной к поверхности S в точке \mathbf{r}_m плоскости $S_{\perp m}$, а уравнение поверхности в точке \mathbf{r}_m записать в виде (2). Вычисляя интеграл (8) методом стационарной фазы, получим следующую формулу:

$$H_{mM}^L = \frac{ik \exp[ikR + 2ik(X_m \sin \theta_0 - \cos \theta_0 Z(\mathbf{r}_m))]}{4R} \sqrt{a_{1m} a_{2m}} \times \quad (10)$$

$$\times \left\{ 1 + \frac{i}{4k} \left(\frac{1}{a_{1m}} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \Big|_{\varphi_0=0} + \frac{1}{a_{2m}} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \Big|_{\varphi_0=\pi/2} \right) \right\} [e_{\xi_m} J(\theta, \varphi_0) \sqrt{1 + \gamma^2}]_{\theta=0},$$

где $J(\theta, \varphi_0)$ определяется формулами (5)–(7) и записывается в системе координат $\{\xi_m, \eta_m, \zeta_m\}$, связанной с точкой \mathbf{r}_m . Проводя вычисления по формуле (10), получаем интенсивности поляризованной ($M=L$) и деполаризованной ($M \neq L$) компонент рассеянного поля:

$$J_{mL}^L = \frac{1}{4R^2 |K_m|} \left[1 + \frac{1}{4k^2} (-2B_m^2 + 3A_m B_m \cos 2\psi_m + B_m^2 \cos^2 2\psi_m) \right]; \quad (11)$$

$$j_{mM}^L = \frac{1}{16k^2 R^2 |K_m|} B_m^2 \sin^2 2\psi_m, \quad (12)$$

где $K_m = 1/a_{1m} a_{2m}$ — гауссова кривизна поверхности в точке r_m , величины A_m, B_m определяются через a_{1m}, a_{2m} указанным выше образом, $\psi_m(r_m)$ — угол между осью ξ_m и вектором поляризации h_0 (напомним, что в радиолокационном случае вектор h_0 лежит в касательной плоскости $\xi_m = 0$ и имеет компоненты $h_{\xi_m} = \cos \psi_m, h_{\eta_m} = \sin \psi_m, h_{\zeta_m} = 0$).

Первый член в формуле (11) соответствует приближению геометрической оптики и совпадает с результатами работы [7]. Учет кривизны поверхности дает поправку к геометрикооптическому приближению и позволяет вычислить интенсивность рассеянного поля в скрещенной поляризации J_{mM}^L .

Статистически шероховатая поверхность. Реальная рассеивающая поверхность может иметь сложную форму, а число зеркальных точек быть большим. В этом случае вычисления по формулам (9) окажутся трудновыполнимыми и естественным является статистический подход: уравнение поверхности $Z = Z(X, Y)$ следует рассматривать как одну из реализаций случайной функции и вычислять статистические параметры случайной величины J_M^L («мгновенной интенсивности» — если смена реализаций происходит во времени) на ансамбле реализаций случайной функции $Z = Z(X, Y)$. Ограничимся вычислением только первого момента — средней интенсивности $I_M^L = \langle J_M^L \rangle$, где угловые скобки означают усреднение по всем реализациям $Z(X, Y)$. При этом мы пренебрегаем когерентной составляющей в рассеянном поле, которая в обратном рассеянном сигнале отлична от нуля только при $\theta_0 = 0$ и для высоких шероховатостей ($Z \gg \lambda$) экспоненциально мала: $\sim \exp(-2k^2 \langle Z^2 \rangle)$.

Для вычисления I_M^L необходимо интенсивности J_{mL}^L, J_{mM}^L в (11), (12) выразить через параметры поверхности $Z(X, Y)$, по которым затем провести статистическое усреднение. Величины A и B , входящие в формулы (11) и (12), выражаются через гауссову K и среднюю $\tilde{H} = -(1/a_1 + 1/a_2)/2$ кривизны поверхности в зеркальной точке r_m формулами $A = -2\tilde{H}, B^2 = 4(\tilde{H}^2 - K)$. В свою очередь, $K(r_m)$ и $\tilde{H}(r_m)$ выражаются в системе координат $\{X, Y, Z\}$ через значения вторых производных Z''_{ik} ($i, k = X, Y$) в зеркальных точках r_m :

$$K(r_m) = \frac{Z''_{XX} Z''_{YY} - (Z''_{XY})^2}{(1 + \gamma^2)^2} \Big|_{\gamma=\gamma_0} = \cos^4 \theta_0 [Z''_{XX} Z''_{YY} - (Z''_{XY})^2]; \quad (13)$$

$$\tilde{H}(r_m) = \frac{(1 + \gamma_Y^2) Z''_{XX} - 2\gamma_X \gamma_Y Z''_{XY} + (1 + \gamma_X^2) Z''_{YY}}{2(1 + \gamma^2)^{3/2}} \Big|_{\gamma=\gamma_0} =$$

$$= \frac{\cos \theta_0}{2} [Z''_{XX} \cos^2 \theta_0 + Z''_{YY}]. \quad (14)$$

Величина $B \cos 2\psi$ в (11), (12) также определяется через Z''_{ik} . В случае горизонтальной поляризации (γ) падающего поля (вектор h_0 лежит в плоскости $Y=0$) векторы h_0 и $n(r_m)$ образуют плоскость, при пересечении которой с поверхностью в зеркальной точке r_m получается нормальное сечение с кривизной $K_N = -(A + B \cos 2\psi)/2$. С другой стороны, в зеркальных точках $K_N = \cos^3 \theta_0 Z''_{XX}$. Приравнявая эти величины, получаем

$$B \cos 2\psi = \cos \theta_0 (Z''_{YY} - Z''_{XX} \cos^2 \theta_0). \quad (15)$$

Для вертикальной (в) поляризации (вектор \mathbf{h}_0 лежит в плоскости $X=0$) угол ψ в (15) необходимо заменить на $\psi + \pi/2$. Подставляя (13), (14) и (15) в формулы (11) и (12), получим интенсивности $J_{m\Gamma}^r$, $J_{m\beta}^B$ и $J_{m\Gamma}^B = J_{m\beta}^r$, выраженные через случайные величины Z_{ik}^r .

Среднюю интенсивность запишем в виде

$$I_M^L = \left\langle \sum_m \int_{S_0} d^2 r \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) J_{m\Gamma}^L(\gamma_0, Z_{ik}^r) \right\rangle_{r_m, Z_{ik}^r} \quad (16)$$

Обозначим через $P(\mathbf{r})$ плотность распределения зеркальных точек на плоскости S_0 (среднее число зеркальных точек на единичной площади):

$$\sum_m \langle \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_m) \rangle_{r_m} = P(\mathbf{r}). \quad (17)$$

Плотность распределения $P(\mathbf{r})$ связана с плотностью распределения наклонов $\omega(\gamma)$ формулой

$$P(\mathbf{r}) = \omega(\gamma) \left| \frac{d^2 \gamma}{d^2 r} \right|, \quad (18)$$

которая показывает, что количество зеркальных точек в элементе площади $d^2 r$ равно числу наклонов $\gamma = \gamma_0$ в элементе $d^2 \gamma$ в двумерном поле наклонов. Интегрируя в (16) по $d^2 r$ с учетом (17), (18) и того, что якобиан перехода от переменных γ к переменным \mathbf{r} равен

$$\left| \frac{d^2 \gamma}{d^2 r} \right| = |Z'_{XX} Z'_{YY} - (Z'_{XY})^2| = |K| / \cos^4 \theta_0,$$

получим

$$I_M^L = \frac{S_0 \omega(\gamma_0)}{\cos^4 \theta_0} \langle |K| J_{mM}^L(\gamma_0, Z_{ik}^r) \rangle_{Z_{ik}^r}. \quad (19)$$

В формулу (19) случайные величины входят в комбинациях $\langle Z_{ik}^r Z_{jl}^r \rangle$. Для статистически однородной поверхности эти комбинации выражаются через корреляционную функцию $W(\mathbf{r}) = \langle Z(\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}) Z(\mathbf{r}_1) \rangle$ следующим образом: $\langle Z'_{XX} Z'_{YY} \rangle = pq W(\mathbf{r})|_{r=0}$, где $p = \partial^2 / \partial X^2$, $q = \partial^2 / \partial Y^2$ — дифференциальные операторы. Выполняя эти вычисления, получим для удельных сечений рассеяния $\sigma_M^L = 4\pi R^2 I_M^L / S_0$ выражения

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\Gamma}^r \\ \sigma_{\beta}^B \end{pmatrix} = \frac{\pi \omega(\gamma_0)}{\cos^4 \theta_0} \left[1 - \frac{\cos^2 \theta_0}{2k} \left(2q^2 - \cos^4 \theta_0 p^2 + 3 \cos^2 \theta_0 pq \right) W(\mathbf{r}) \Big|_{r \rightarrow 0} \right]; \quad (20)$$

$$\sigma_{\beta}^r = \sigma_{\Gamma}^B = \frac{\pi \omega(\gamma_0)}{k^2} pq W(\mathbf{r}) \Big|_{r \rightarrow 0}. \quad (21)$$

Рассмотрим частный случай изотропной поверхности, корреляционная функция которой равна $W(\mathbf{r}) = \sigma^2 \exp(-r^2/l^2)$, где σ — дисперсия возвышений поверхности относительно средней плоскости $Z=0$ ($\sigma^2 = \langle Z^2(\mathbf{r}) \rangle$), l — радиус корреляции шероховатостей. Соответствующие сечения рассеяния равны

$$\begin{pmatrix} \sigma_{\Gamma}^r \\ \sigma_{\beta}^B \end{pmatrix} = \frac{\pi \omega(\gamma_0)}{\cos^4 \theta_0} \left[1 - \frac{3 \cos^2 \theta_0 \sigma^2}{k^2 l^4} \left(\frac{4 + \sin^2 2\theta_0/2}{4 \cos^4 \theta_0 - 2 \sin^2 \theta_0} \right) \right]; \quad (22)$$

$$\sigma_{\beta}^r = \sigma_{\Gamma}^B = \frac{\pi \omega(\gamma_0)}{k^2 l^4} \sigma^2. \quad (23)$$

Для изотропной поверхности при $\theta_0=0$, как видно из (22), $\sigma_{\Gamma}^r = \sigma_{\beta}^B$. Из формул (20) и (22), в которых геометрооптическое приближение уточнено дифракционными поправками, следует критерий применимо-

сти метода касательной плоскости (например при $\theta_0=0$) $k^2 l^4/\sigma^2 \gg 1$, который является более слабым, чем обычно подразумеваемое неравенство [8]: $ka \cos \theta \gg 1$, где a — характерный радиус кривизны, θ — локальный угол падения. Отметим, что величина поправок в (22) уменьшается с ростом θ_0 . Объясняется это тем, что с увеличением угла падения θ_0 зеркальные точки перемещаются с вершин и впадин неровностей на склоны, где согласно (13) и (14) радиусы кривизны больше. Формулой (23) описывается интенсивность деполяризованной компоненты в радиолокационном сигнале, которая отсутствует при расчете методом касательной плоскости.

Относительная интенсивность деполяризованной компоненты оказывается не зависящей от вида плотности распределения вероятностей наклонов поверхности $\omega(\gamma_0)$:

$$\frac{\sigma_r^B}{\sigma_B^B} \approx \frac{\sigma_B^r}{\sigma_r^r} \approx \frac{\sigma^2 \cos^4 \theta_0}{k^2 l^4}.$$

Таким образом, деполяризация радиолокационного сигнала максимальна при вертикальном зондировании ($\theta_0=0$) и определяется отношением длины волны излучения к параметру $l^2/\sigma \cos^2 \theta_0$ — характерному радиусу кривизны поверхности в зеркальных точках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антокольский М. Л. — ДАН СССР, 1948, 62, № 2, с. 203.
2. Исакович М. А. — ДАН СССР, 1951, 23, № 3, с. 305.
3. Nagfors T. — Radio Sci., 1967, 2, p. 445.
4. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. — М.: Сов. радио, 1970, с. 19.
5. Деррегманн V. K. — Ann. Phys., 1954, 14, № 6, p. 253.
6. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972, с. 183.
7. Kodis R. D. — IEEE Trans., 1966, AP-14, № 1, p. 77.
8. Бреховских Л. М. — ЖЭТФ, 1952, 23, № 3 (9), с. 275.
9. Повзнер А. Я., Сухаревский Н. В. — Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1961, 1, № 2, с. 224.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
5 марта 1985 г.

DEPOLARIZED COMPONENT OF THE RADIO SIGNAL BACKSCATTERED FROM A ROUGH SURFACE

A. V. Belobrov, I. M. Fuchs

The scattering of a plane electromagnetic wave by a perfectly conducting rough surface is considered. The surface inhomogeneities are large as compared with the radiated wavelength. The current induced by the incident wave at every point of the surface is found as an expansion in powers of a small parameter which is inversely proportional to the wave number, the characteristic curvature radius of the surface at this point and the cube of the cosine of the local angle of incidence. The current is used to find the field backscattered from the surface. Scattering cross-sections of both polarized and depolarized components are found. Note that the depolarized component cannot be calculated by the Kirchoff's method.