

М.Л. Белов

**О МОЩНОСТИ ЭХОСИГНАЛА ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ
В НАДИР СЛУЧАЙНО-НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ
СО СЛОЖНОЙ ИНДИКАТРИСОЙ РАССЕЯНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ УЧАСТКОВ**

Исследуется мощность эхосигнала при моностатическом зондировании в нади́р в атмосфере случайно-неровной поверхности со сложной индикатрисой рассеяния элементарных локально-плоских участков. Получены аналитические выражения для средней принимаемой мощности, задержки и длительности эхоимпульса при зондировании в оптически плотной аэрозольной атмосфере поверхности с индикатрисой рассеяния, имеющей диффузную и квазизеркальную компоненты. Показано, что неровности поверхности могут приводить к существенному искажению формы эхоимпульса как в прозрачной, так и в оптически плотной атмосфере.

Форма лидарного эхоимпульса при наклонном зондировании в атмосфере случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния локальных участков, имеющей квазизеркальную и диффузную компоненты, рассматривалась в [1]. Ниже исследуется мощность эхоимпульса, а также его задержка и длительность при вертикальном зондировании в атмосфере поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния локальных участков.

Будем считать, что каждый локально-плоский элемент случайно-неровной поверхности S обладает комбинированной индикатрисой рассеяния, имеющей квазизеркальную и диффузную компоненты. Поверхность S зондируется в нади́р импульсным сигналом. Атмосфера является однородной рассеивающей с сильно вытянутой индикатрисой [2, 3]. Тогда если угол, под которым видна приемная апертура из точек на рассеивающей поверхности, много меньше угловой ширины отраженного от поверхности излучения, характерного масштаба изменения наклона поверхности и угла поля зрения приемника, выражение для мощности, регистрируемой приемником, имеет вид [1]:

$$P(t) \simeq \frac{A}{\pi} \frac{1}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2} \int_{S_0} \frac{d\mathbf{R}_0}{n_z} E_{\text{н}}(\mathbf{R}_0) E_{\text{д}}(\mathbf{R}_0) F_{\text{в}}(t', \mathbf{R}_0, \zeta) \left[\alpha (n_z)^n + \beta \exp \left\{ -\frac{k_y^2}{\Delta^2} (C - \gamma_x D)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{k_x^2}{\Delta^2} [R_{0y} s - \gamma_y k_y (C \gamma_x + D)]^2 \right\} \right], \quad (1)$$

где

$$F_{\text{в}}(t', \mathbf{R}_0, \zeta) \simeq f \left(t' + \frac{2\zeta}{c} - \frac{R_0^2}{cL} \right), \quad t' = t - \frac{2L}{c}, \\ \kappa_{x,y} = \frac{n_z}{\sqrt{1 - n_z^2 \gamma_{x,y}^2}}, \quad C = R_{0x} s, \quad s = \frac{A_{\text{н}}}{B_{\text{н}}} + \frac{A_{\text{д}}}{B_{\text{д}}}, \\ D = \left[1 - \left(\frac{A_{\text{д}} R_0}{B_{\text{д}}} \right)^2 \right]^{1/2} + \left[1 - \left(\frac{A_{\text{н}} R_0}{B_{\text{н}}} \right)^2 \right]^{1/2}, \\ A_{\text{н, д}} = 0.5 (\alpha_{\text{н, д}}^2 + \sigma L \langle \gamma^2 \rangle)^{1/2}, \quad B_{\text{н, д}} = \frac{0.5 L (\alpha_{\text{н, д}}^2 + 0.5 \sigma \langle \gamma^2 \rangle L)}{\alpha_{\text{н, д}}^2 + \sigma L \langle \gamma^2 \rangle};$$

$E_n(\mathbf{R}), E_n(\mathbf{R})$ – освещенности от излучения, падающего в атмосфере на поверхность S от действительного и «фиктивного» источников, соответственно [2, 4]; L – расстояние от лидача до поверхности S_0 (проекция S на плоскость $z = 0$); $2\alpha_n, 2\alpha_n$ – угол расходимости источника и угол поля зрения приемника; σ – показатель рассеяния атмосферы; $\langle \gamma^2 \rangle$ – дисперсия угла отклонения при элементарном акте рассеяния в атмосфере; $\xi, \gamma = \{\gamma_x, \gamma_y\}$ – высота и вектор наклонов неровной поверхности S ; $\mathbf{n} = \{n_x, n_y, n_z\}$ – единичный вектор нормали к элементарной площадке поверхности S ; A – коэффициент отражения ровной площадки; $f(t)$ – форма зондирующего импульса; α, β – коэффициенты, определяющие долю диффузного и квазизеркального отражения; n, Δ – параметры, характеризующие угловую ширину диффузной и квазизеркальной компоненты отражения соответственно.

Считая распределение высот и наклонов поверхности S нормальным и усредняя выражение (1) по ξ и γ , получим следующее выражение для средней (по ансамблю неровных поверхностей) мощности $\bar{P}(t)$ эхосигнала, регистрируемой приемником при вертикальном зондировании в атмосфере случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния локальных участков (полагая форму зондирующего импульса гауссовой – $f(t) = 2\pi^{-1/2} \exp\{-4t^2/\tau_n^2\}$, а поверхность плавно неровной – $\gamma_x^2, \gamma_y^2 \ll 1$):

$$\bar{P}(t) = \frac{1}{\alpha \frac{2}{n+2} + \beta \Delta^2} \frac{AP_0 r_n^2 \alpha_n^2 \tau_n c L}{32 B_n^2 B_n^2} \exp\left\{-\left(\varepsilon - \sigma\right) 2L - \frac{4(t')^2}{\tau_n^2 \bar{v}_B}\right\} \left\{ \alpha F_B(\gamma_0) \exp(E_1) [1 - \Phi(E_1^{1/2})] + \beta \mu_B^{-1} \exp(E_2) [1 - \Phi(E_2^{1/2})] \right\}, \quad (2)$$

где

$$E_1 = E_0 p_1^2, \quad p_1 = p - \frac{8t'}{\tau_n c L \bar{v}_B}, \quad p = \frac{1}{4B_n^2} + \frac{1}{4B_n^2}, \quad \bar{v}_B = 1 + \frac{32\sigma^2}{\tau_n^2 c^2}, \quad E_0 = \frac{\tau_n^2 c^2 L^2 \bar{v}_B}{16}, \quad E_2 = E_0 p_2^2,$$

$$p_2 = p_1 + \frac{s^2}{\Delta \mu_B}, \quad \mu_B = 1 + \frac{8\gamma_0^2}{\Delta^2}, \quad F_B(\gamma_0) = \left(\frac{1}{2\gamma_0}\right)^{(n+1)/4} \exp\left(\frac{1}{4\gamma_0}\right) W_{-\frac{(n+1)}{4}; -\frac{(n-1)}{4}}\left(\frac{1}{2\gamma_0}\right);$$

σ_0^2, γ_0^2 – дисперсии высот и наклонов случайно-неровной поверхности S ; $W_{n,m}(x)$ – функция Уиттекера; r_n – эффективный размер приемной апертуры; P_0 – мощность, излучаемая источником; ε – показатель ослабления атмосферы; τ_n – длительность зондирующего импульса.

При $\sigma_0, \gamma_0 \rightarrow 0$ формула (2) совпадает с выражением для мощности эхосигнала при зондировании в атмосфере плоской поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния [5]. При $\beta = 0, n = 0, \sigma = 0$ формула (2) переходит в выражение для средней мощности эхосигнала в прозрачной атмосфере от случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности. При $\alpha = 0, \Delta \rightarrow 0, \sigma = 0$ формула (2) переходит в выражение для средней мощности эхосигнала в прозрачной атмосфере от случайно-неровной локально-зеркальной поверхности [6].

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния локальных участков при различных значениях параметра $\gamma = \frac{\beta}{\alpha}$ (различном соотношении диффузной и квазизеркальной ком-

понент индикатрисы рассеяния поверхности). Расчеты величины $\bar{P}(t)/\bar{P}(t=0)$ проводились по формуле (2) при следующих значениях $\alpha_n = 10^{-2}$; $\alpha_n = 10^{-1}$; $\tau_n = 10^{-9}$ с; $\Delta = 10^{-2}$; $L = 10^3$ м; $n = 0$; $\sigma \langle \gamma^2 \rangle = 0$ (рис. 1); $\sigma \langle \gamma^2 \rangle = 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ (рис. 2); $\gamma = 0,1$ (кривые 2, 4); $\gamma = 0,9$ (кривые 1, 3); $\sigma_0 = 0, \gamma_0 = 0$ (кривые 1, 2); $\sigma_0 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2, \gamma_0 = 10^{-8}$ (кривые 3, 4).

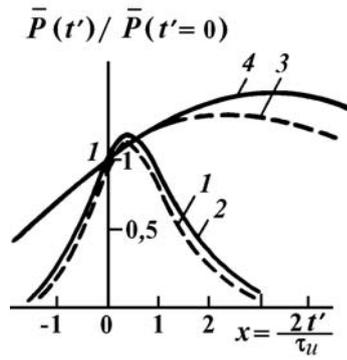


Рис. 1. Эхоимпульс от случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния в прозрачной атмосфере

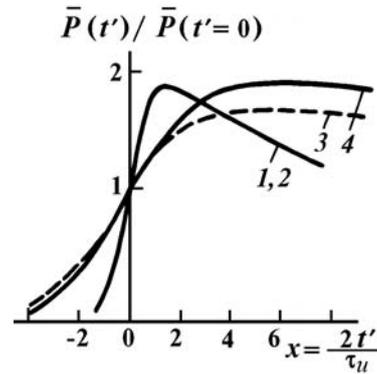


Рис. 2. Эхоимпульс от случайно-неровной поверхности с комбинированной индикатрисой рассеяния в оптически плотной атмосфере

Из рисунка видно, что форма эхосигнала при зондировании в надир слабо зависит от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности. Случайная неровность поверхности и замутненность атмосферы приводят к сильному искажению эхосигнала, что физически связано с увеличением области на отражающей поверхности, откуда эхосигнал приходит на приемник локатора (из-за размытия в атмосфере квазизеркальной составляющей индикатрисы рассеяния поверхности и из-за разброса направлений нормалей локальных отражающих участков).

Задержка и длительность являются наиболее важными параметрами, определяющими временной ход мощности принимаемого эхо-сигнала. Определим задержку T и длительность τ эхоимпульса следующим образом:

$$T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt \bar{P}(t) t}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \bar{P}(t)}, \quad \tau^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt \bar{P}(t) (t - T)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} dt \bar{P}(t)}. \quad (3)$$

Тогда, используя формулу (1) и проводя вычисления, получим:

$$T = K T_{II} + (1 - K) T_{KB}, \quad (4)$$

$$\tau^2 = K \tau_{II}^2 + (1 - K) \tau_{KB}^2 + K(1 - K) (T_{II} - T_{KB})^2, \quad (5)$$

где

$$T_{II} = \frac{2L}{c} + \frac{1}{p c L}, \quad T_{KB} = \frac{2L}{c} + \frac{1}{c L} \left(p + \frac{s^2}{\Delta^2 \mu_B} \right)^{-1},$$

$$\tau_{II}^2 = \frac{\tau_{II}^2}{8 \hat{\omega}_B} + \frac{1}{p^2 c^2 L^2}, \quad \tau_{KB}^2 = \frac{\tau_{II}^2}{8 \hat{\omega}_B} + \frac{1}{c^2 L^2} \left(p + \frac{s^2}{\Delta^2 \mu_B} \right)^{-2},$$

$$\hat{\omega}_B = \left(1 + \frac{32 s^2}{c^2 \tau_{II}^2} \right)^{-1}, \quad \gamma = \frac{\beta}{\alpha}, \quad K = \frac{F_B(\gamma_0) p^{-1}}{F_B(\gamma_0) p^{-1} + \gamma \mu_B^{-1} \left(p + \frac{s^2}{\Delta^2 \mu_B} \right)^{-1}},$$

$(T_{II}, \tau_{II}), (T_{KB}, \tau_{KB})$ – задержка и длительность эхоимпульса при зондировании в надир в атмосфере случайно-неровной локально-ламбертовской и локально-квазизеркальной поверхностей соответственно.

На рис. 3 приведены результаты расчетов длительности эхоимпульса при зондировании в атмосфере в надир случайно-неровной поверхности от параметра, характеризующего соотношение диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности.

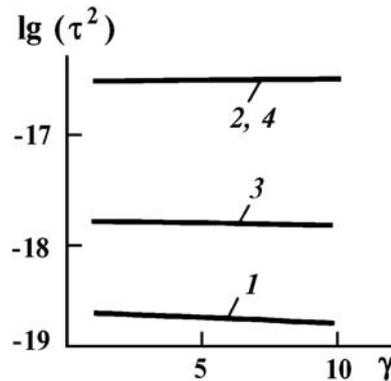


Рис. 3. Зависимость длительности эхоимпульса от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности

Расчеты проводились по формуле (5) при следующих значениях $\alpha_n = 10^{-2}$; $\alpha_{\pi} = 10^{-1}$; $\tau_n = 10^{-9}$ с; $\Delta = 10^{-2}$; $L = 10^3$ м; $n = 0$; $\sigma \langle \gamma^2 \rangle = 0$ (кривые 1, 3); $\sigma \langle \gamma^2 \rangle = 10^{-5} \text{ м}^{-1}$ (кривые 2, 4); $\sigma_0 = 0$, $\gamma_0 = 0$ (кривые 1, 2); $\sigma_0^2 = 3 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$, $\gamma_0^2 = 10^{-8}$ (кривые 3, 4).

Из рисунка видно, что длительность эхоимпульса при зондировании в надир очень слабо зависит от соотношения диффузной и квазизеркальной компонент индикатрисы рассеяния поверхности. Случайная неровность поверхности приводит к увеличению длительности эхоимпульса. Это связано с разбросом как направлений нормалей (что приводит к увеличению области на отражающей поверхности, откуда приходит эхосигнал), так и высот (что приводит к дополнительному разбросу времен прихода на локатор элементарных эхосигналов) локальных отражающих участков. Замутненность атмосферы сильно увеличивает длительность эхоимпульса и существенно ослабляет ее зависимость от характера отражающей поверхности.

1. Белов М. Л. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 11. № 4. С. 1177–1181.
2. Авербах Б. Л., Орлов В. М. // Труды ЦАО. 1975. Вып. 109. С. 77–83.
3. Долин Л. С., Савельев В. А. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 11. С. 1310–1317.
4. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация / Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
5. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 3. С. 309–312.
6. Белов М. Л., Орлов В. М. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 3. С. 300–308.

Всероссийский научно-исследовательский институт
морского рыбного хозяйства и океанографии (ВНИРО) –
– НПП «Фирма ЭККОС»

Поступила в редакцию
5 октября 1992 г.

M. L. B e l o v . On the Power of a Return Signal from a Randomly Rough Surface with a Combined Reflectance When Observed through the Atmosphere along the Nadir Direction.

Power of a return optical signal from a randomly rough surface with a combined scattering phase functions of locally plane elementary regions when observed through the atmosphere in a monostatic lidar arrangement along the nadir direction is investigated in this paper. Analytical expressions are derived in this paper that enable one to estimate mean power, time lag, and duration of the returns from a surface with the diffuse and specular components of the reflectivity observed through an optically dense aerosol atmosphere. It is shown that the surface roughness can essentially distort the return signal pulse shape both in clear and turbid atmospheres.