

М.Л. Белов, В.М. Орлов

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ЛИДАРНОГО СИГНАЛА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Исследуется временная структура эхосигнала при импульсном лазерном зондировании морской поверхности.

Рассматриваются выражения для задержки, длительности эхоимпульса и средней мощности эхосигнала, регистрируемого приемником лидара в моностатической и бистатической схеме зондирования взволнованной морской поверхности без пены и морской поверхности, частично покрытой пеной. Показано, что схема локации, параметры лидара и пенные образования могут существенно влиять на форму принимаемого эхоимпульса.

Одним из перспективных направлений развития методов зондирования состояния поверхности океана является лазерное импульсное зондирование. В основе методов импульсного зондирования лежат измерения временной задержки между зондирующим и отраженным морской поверхностью импульсами, а также измерения формы и длительности отраженных импульсов.

Важнейшими статистическими характеристиками морской поверхности являются дисперсия возвышений и дисперсия наклонов. Эти характеристики могут быть измерены при импульсной лазерной локации с борта самолета, вертолета или космического аппарата. Дисперсия возвышений может быть определена по уширению или крутизне переднего фронта короткого лазерного импульса, отраженного морской поверхностью, и дисперсия наклонов — по увеличению длительности заднего фронта отраженного импульса (см., например, [1–5]). Положение среднего уровня моря может быть оценено по величине средней задержки эхосигналов (см., например, [4]).

Являясь косвенными методами измерения, лазерные методы не позволяют напрямую получить характеристики морской поверхности. Значения последних сложным образом связаны с параметрами принимаемого сигнала. Наиболее важными факторами, определяющими лидарный сигнал, являются схема зондирования, параметры приемника и излучателя лидара, скорость приводного ветра и наличие пены на морской поверхности.

1. Лидарный эхосигнал при локации морской поверхности без пены

Рассмотрим сначала зондирование морской поверхности при низкой скорости приводного ветра, когда можно пренебречь рассеянием на пенных образованиях. Примем, что:

- высоты и наклоны морской поверхности распределены по нормальному закону;
- длина волны зондирующего излучения лежит в ИК-диапазоне, где поглощение водой велико, так что основная доля эхосигнала создается светом, зеркально отраженным границей воздух–вода, и долей диффузно отраженного толщей воды излучения можно пренебречь;
- длина волны излучения мала по сравнению с характерными радиусами кривизны и высотами неровностей морской поверхности;
- изменением формы морской поверхности за время ее взаимодействия со световым импульсом можно пренебречь;
- длительность зондирующего импульса велика по сравнению с периодом несущей частоты.

Попытки получить при этих условиях общую аналитическую формулу для средней (по ансамблю случайно неровных поверхностей) мощности эхосигнала приводят к очень громоздким выражениям. Поэтому ниже модели эхосигнала рассматриваются в двух наиболее важных случаях: вертикальное зондирование при совмещенном источнике и приемнике и наклонное зондирование.

При вертикальном зондировании, когда источник и приемник совмещены, считая что высоты и наклоны морской поверхности распределены по нормальному закону, для средней мощности эхосигнала $P_m(t)$ от морской поверхности при перечисленных выше условиях имеем [5]:

$$P_m(t) = \frac{a_n a_p V^2}{4L^4} \frac{\pi}{\frac{1}{a^2} + l_n} \frac{1}{V \sqrt{2\pi} \sigma (\gamma_x^2 \gamma_y^2)^{1/2}} \left(\frac{1}{2\sigma^2} + \frac{16}{\tau_n^2 c^2} \right)^{-1/2} \exp \left\{ \frac{1}{8} y^2 z - \right. \\ \left. - \frac{4(t')^2}{\tau_n^2 + \frac{32\sigma^2}{c^2}} \right\} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k!)^2} \left(\frac{b}{2} \right)^{2k} \left(\frac{z}{2} \right)^{2k+1} \Gamma(2k+1) D_{-2k-1} \left(\frac{yz^{1/2}}{\sqrt{2}} \right), \quad (1)$$

где

$$y = \frac{1}{2\overline{\gamma}_x^2 L^2} + b + C_n + C_n - \frac{t'}{\frac{\tau_n^2 c L}{8} + \frac{4\sigma^2 L}{c}};$$

$$z = \frac{\tau_n^2 c^2 L^2}{4} + 8\sigma^2 L^2; \quad t' = t - \frac{2L}{c}; \quad b = \frac{1}{2L^2} \left(\frac{1}{2\overline{\gamma}_y^2} - \frac{1}{2\overline{\gamma}_x^2} \right);$$

$$\alpha_n = \frac{\kappa^2 P_0}{4\pi\xi}; \quad a_n = \frac{\kappa^2 r_n^2}{4F^2\eta}; \quad l_n = \frac{\kappa^2}{4F^2\eta}; \quad C_n = \frac{\kappa^2}{4\zeta L^2}; \quad C_n = \frac{\kappa^2}{4\xi L^2};$$

$$\eta = \frac{1}{4r_n^2} + \frac{\kappa^2 r_n^2}{4L^2} \left(1 - \frac{L\Delta}{F^2} \right)^2; \quad \zeta = F + \frac{\kappa^2 a^2}{4F^2}; \quad \xi = \frac{1}{4r_n^2} + \frac{\kappa^2 r_n^2}{4L^2} \left(1 - \frac{L}{F_n} \right)^2;$$

$\Gamma(\kappa)$ — гамма-функция; $D_\kappa(x)$ — функция параболического цилиндра; F — фокусное расстояние приемной линзы; Δ — сдвиг плоскости фотодетектора относительно фокальной плоскости; P_0 — мощность, излучаемая источником; F_n — кривизна фазового фронта на апертуре лазерного источника; σ , $\overline{\gamma}_{x,y}^2$ — дисперсии высот и наклонов случайно неровной поверхности S ; a — эффективный размер фотодетектора; r_n , r_n — эффективные размеры приемной и передающей апертур; L — расстояние от центра сектора наблюдения на морской поверхности до лидара; κ — волновое число; V^2 — коэффициент отражения Френеля. Считаем, что коэффициент преломления воды n постоянен по освещенному участку моря, так что $V^2 = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2$.

При получении формулы (1) использовалась гауссовская форма зондирующего импульса и гауссовские аппроксимации для диаграмм источника и приемника [6].

В случае, когда угол поля зрения приемника много больше угла расходимости лазерного источника, а волнение изотропно ($b = 0$), формула (1) согласуется с результатами [4].

Учет уже первого члена ряда в (1) дает хорошее приближение для слабоанизотропного волнения.

При наклонном бистатистическом зондировании, когда источник и приемник в общем случае разнесены для средней мощности эхо-сигнала имеем (в приближении слабых затенений одних элементов морской поверхности другими) [5]:

$$P_m(t) \simeq \frac{q^4}{q_z^4} \frac{V^2 a_n a_n \pi K_\tau \overline{v}^{-1/2} \omega^{-1/2}}{4L_n^2 L_n^2 (a^{-2} + l_n) \sigma \sqrt{2\pi} (\overline{\gamma}_x^2 \overline{\gamma}_y^2)^{1/2}} \left[C_n + C_n + \right.$$

$$\left. + \frac{\kappa^2}{2\overline{\gamma}_y^2 q_z^2} \left(\frac{1}{L_n} + \frac{1}{L_n} \right)^2 \right]^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{q_x^2}{2\overline{\gamma}_x^2 q_z^2} - \frac{4(t')^2}{\tau_n^2} + \frac{1}{\overline{v}} \times \right.$$

$$\times \left[-\frac{q_x \kappa}{2\overline{\gamma}_x^2 q_z^2} \left(\frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} + \frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} \right) + \frac{4t'}{\tau_n^2 c} (\sin \theta_n + \sin \theta_n) \right]^2 +$$

$$\left. + \frac{1}{\omega} \left[\frac{x}{\overline{v}} \left(\frac{q_x \kappa}{2\overline{\gamma}_x^2 q_z^2} \left(\frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} + \frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} \right) - \frac{4t'}{\tau_n^2 c^2} (\sin \theta_n + \sin \theta_n) \right) - \frac{4t'}{\tau_n^2 c} (\cos \theta_n + \cos \theta_n) \right]^2 \right\}, \quad (2)$$

где

$$\omega = \frac{1}{2\sigma^2} + C_n \sin^2 \theta_n + C_n \sin^2 \theta_n + \frac{4}{\tau_n^2 c^2} (\cos \theta_n + \cos \theta_n)^2 - \frac{x}{\overline{v}};$$

$$x = C_n \sin \theta_n \cos \theta_n + C_n \sin \theta_n \cos \theta_n - \frac{4}{\tau_n^2 c^2} (\sin \theta_n + \sin \theta_n) (\cos \theta_n + \cos \theta_n);$$

$$\overline{v} = \frac{\kappa^2}{2\overline{\gamma}_x^2 q_z^2} \left(\frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} + \frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} \right)^2 + C_n \cos^2 \theta_n + C_n \cos^2 \theta_n + \frac{4}{\tau_n^2 c^2} (\sin \theta_n + \sin \theta_n)^2;$$

$$q_x = \kappa (\sin \theta_n + \sin \theta_n); \quad q_z = -\kappa (\cos \theta_n + \cos \theta_n); \quad q^2 = q_z^2 + q_x^2;$$

$$K_\tau = 1 - \Lambda \left(\frac{\text{ctg}^2 \alpha}{\gamma^2} \right); \quad |\alpha| = \max(|\theta_n|, |\theta_n|), \quad \text{при } \theta_n, \theta_n > 0; \quad \theta_n, \theta_n < 0;$$

$$K_{\tau} = \left[1 - \Lambda \left(\frac{\text{ctg}^2 \theta_{\text{п}}}{\bar{\gamma}^2} \right) \right] \left[1 - \Lambda \left(\frac{\text{ctg}^2 \theta_{\text{п}}}{\bar{\gamma}^2} \right) \right]; \quad \text{при } \theta_{\text{п}} > 0, \theta_{\text{п}} < 0; \theta_{\text{п}} < 0; \theta_{\text{п}} > 0;$$

$\Lambda(a) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a^{3/2}} \exp\left(-\frac{a}{2}\right)$; $\theta_{\text{п}}, \theta_{\text{п}}$ — угол падения излучения на поверхность и угол наблюдения, соответственно (отсчитываются от нормали к подстилающей поверхности); $L_{\text{п}}, L_{\text{п}}$ — расстояния от центра сектора обзора до источника и приемника.

В (2) принято, что $\theta_{\text{п}}, \theta_{\text{п}}$ не очень сильно отличаются между собой, так что $V^2(\theta) \approx V^2(\theta)$ (θ — локальный угол падения излучения на морскую поверхность).

В предельном случае $\sigma^2, \bar{\gamma}_{x,y}^2 \rightarrow 0$ формула (2) переходит в выражение для принимаемой мощности от плоской зеркальной поверхности.

В случае моностатического зондирования ($L_{\text{п}} = L_{\text{п}} = L$; $\theta_{\text{п}} = \theta_{\text{п}} = 0$) для задержки и ширины эхоимпульса имеем [7] (при $\sigma^2 \ll (C_{\text{п}} + C_{\text{п}})^{-1}$, $L^2 \bar{\gamma}_x^2$):

$$T_{\text{м}} \simeq \frac{2L}{c} - \frac{2L}{c} \text{tg}^2 \theta \frac{\frac{1}{2\sigma^2} + C_{\text{п}} + C_{\text{п}}}{\frac{1}{2\sigma^2} + (C_{\text{п}} + C_{\text{п}}) \sin^2 \theta + L^2 2\bar{\gamma}_x^2 \frac{(C_{\text{п}} + C_{\text{п}})}{2\sigma^2}} +$$

$$+ \frac{1}{2cL} \{ (L^2 \cos^2 \theta 2\bar{\gamma}_y^2)^{-1} + C_{\text{п}} + C_{\text{п}} \}^{-1} + \bar{p}^{-1} + \frac{\sin^2 \theta \bar{p}^{-2}}{L^2 (2\bar{\gamma}_x^2)^2 cL}; \quad (3)$$

$$\tau_{\text{м}}^2 \simeq \frac{\tau_{\text{п}}^2}{8} + \frac{4\sigma^2 \alpha}{c^2 \cos^2 \theta} + \frac{2\sin^2 \theta \alpha}{c^2 \cos^2 \theta (C_{\text{п}} + C_{\text{п}})} + \frac{4\sigma^2 \alpha \cos^2 \theta}{c^2 L^2 2\bar{\gamma}_x^2 (C_{\text{п}} + C_{\text{п}})} +$$

$$+ \frac{1}{2c^2 L^2} \left[\left(\frac{1}{L^2 2\bar{\gamma}_y^2 \cos^2 \theta} + C_{\text{п}} + C_{\text{п}} \right)^{-2} + \left(\frac{1}{L^2 2\bar{\gamma}_x^2} + C_{\text{п}} + C_{\text{п}} \right)^{-2} \cos^4 \theta \right] -$$

$$- \frac{4\sin^2 \theta}{\cos^4 \theta} \frac{1}{c^2 L^2} \frac{\alpha^2}{2\bar{\gamma}_x^2 (C_{\text{п}} + C_{\text{п}})^2} \left[1 - \frac{(1 + 2L^2 \bar{\gamma}_x^2 (C_{\text{п}} + C_{\text{п}}))^{-1}}{2\cos^2 \theta} \right]; \quad (4)$$

где $\bar{p} = \cos^2 \theta (L^2 2\bar{\gamma}_x^2)^{-1} + (C_{\text{п}} + C_{\text{п}}) \cos^2 \theta (1 + 2\sigma^2 (C_{\text{п}} + C_{\text{п}}) \sin^2 \theta)^{-1}$; $\alpha = [1 + (L^2 \bar{\gamma}_x^2 (C_{\text{п}} + C_{\text{п}}))^{-1}]^{-1}$.

Формулы (3), (4) справедливы как при вертикальном, так и при наклонном моностатическом зондировании.

Когда волнение изотропно ($\bar{\gamma}_x^2 = \bar{\gamma}_y^2 = \bar{\gamma}^2$), зондирование проводится в надир, а угол расходимости лазерного источника много меньше угла поля зрения приемника ($C_{\text{п}} \ll C_{\text{п}}$), формулы (3), (4) совпадают с результатами [4].

Из (4) следует, что длительность принимаемого сигнала зависит от среднеквадратического значения наклонов морской поверхности. Определить, когда существен этот эффект, позволяет рис. 1, на котором, показана зависимость $\frac{\tau_{\text{м}}^2}{\tau_{\text{п}}^2(x=0)}$ от параметра $x = \frac{\alpha_{\text{п}}^2}{2\bar{\gamma}_x^2}$. Расчеты проводились при следую-

щих значениях параметров: $C_{\text{п}}^{1/2} = 10^2$ м; $\sigma = 1$ м; $\tau_{\text{п}} = 10^{-8}$ с; $\alpha_{\text{п}} \gg \alpha_{\text{п}}$, кривая 1 — $\theta = 10^\circ$; 2 — $\theta = 40^\circ$; 3 — $\theta = 60^\circ$.

Существенное уменьшение длительности принимаемого сигнала происходит в области, где среднеквадратическое значение наклонов морской поверхности становится сравнимым с углом расходимости лазерного источника (в области, где x заметно отличен от нуля).

2. Лидарный эхосигнал при локации морской поверхности, покрытой пеной

При высоких скоростях ветра поверхность океана покрывается пеной. Чтобы учесть отраженное, от нее излучение, необходимо знать часть поверхности, покрытой пеной, как функцию скорости ветра и характеристики отражения пены.

Покрывание поверхности океана пеной исследовалось в ряде работ, где получены эмпирические соотношения для относительных площадей покрытия поверхности моря пеной и барашками. В [8] анализируются результаты исследований состояния поверхности океана и уточнены статистические зависимости относительного покрытия поверхности барашками S_6 и пеной $S_{\text{п}}$ от скорости ветра.

Примем что участки пены расположены на склонах волн и являются ламбертовскими отражателями [8–12].

Модель эхосигнала от морской поверхности частично покрытой пеной, из-за некогерентного сложения эхосигналов от участков чистой и покрытой пеной морской поверхности может быть представлена в виде

$$P(t) = (1 - S_f) P_M(t) + S_f P_n(t), \quad (5)$$

где $P(t)$, $P_M(t)$, $P_n(t)$ – средние мощности, принимаемые лидаром при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной, без пены и поверхности, сплошь покрытой пеной; $S_f = S_n + S_6$.

В качестве моделей морской поверхности, сплошь покрытой пеной, принимаем модель плоской ламбертовской поверхности и модель случайно неровной локально ламбертовской поверхности, распределение наклонов которой совпадает с распределением наклонов волн [11, 12].

Ниже модели эхосигнала рассматриваются в двух наиболее важных случаях: вертикальное зондирование при совмещенных источнике и приемнике и наклонное зондирование. Считаем, что выполнены все допущения, изложенные в п. 1.

При вертикальном зондировании морской поверхности, покрытой пеной, когда источник и приемник совмещены, получим при слабоанизотропном волнении следующее выражение для средней мощности эхосигнала [13, 14]:

$$P(t) = C_1 \left\{ C_2 \exp \left\{ \frac{N_0^2 z}{4} - t' N_0 L c \right\} \left[1 - \Phi \left[\frac{N_0 z^{1/2}}{2} - t' \frac{cL}{z^{1/2}} \right] \right] + C_3 \exp \left\{ \frac{N_n^2 \tilde{z}}{4} - t' N_n L c \right\} \left[1 - \Phi \left[\frac{N_n \tilde{z}^{1/2}}{2} - t' \frac{cL}{\tilde{z}^{1/2}} \right] \right] \right\}, \quad (6)$$

где $C_1 = \frac{a_n a_n \tau_n c L}{L^4}$; $C_2 = (1 - S_f) \frac{V^2}{8\pi} (\gamma_x^2 \gamma_y^2)^{-1/2}$; $\Phi(x)$ – интеграл Френеля; $N_n = C_n + C_n$;

$$N_0 = N_n + (4\gamma_x^2 L^2)^{-1} + (4\gamma_y^2 L^2)^{-1}.$$

Для модели пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности [13, 14] $C_3 = \frac{1}{\pi} S_f A Q_n$; $\tilde{z} = z$; Q_n – функция, зависящая от $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ [13, 14].

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности $C_3 = \frac{1}{\pi} S_f A$; $\tilde{z} = z (\sigma = 0)$.

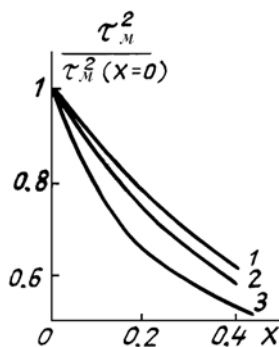


Рис. 1. Длительность эхосигнала при зондировании морской поверхности без пены

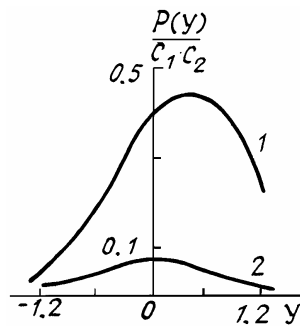


Рис. 2. Форма эхосигнала для вертикального зондирования при $\tau_n = 10^{-8}$ с, $\alpha_n = 8,7 \cdot 10^{-3}$

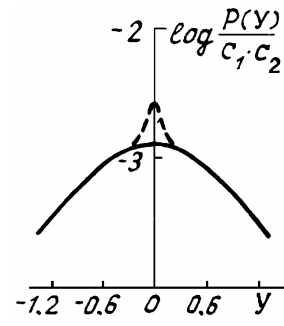


Рис. 3. Форма эхосигнала для вертикального зондирования при $\tau_n = 10^{-9}$ с, $\alpha_n = 10^{-3}$

На рис. 2–3 приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от морской поверхности при различной скорости приводного ветра U . Расчеты $\frac{P(t)}{C_1 \cdot C_2}$ проводились для моделей пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности (сплошные линии) и плоской ламбертовской поверхности (пунктирные линии) при следующих значениях параметров: $L = 10$ км; $\alpha_n = 2,9 \cdot 10^{-2}$ значения $\tau_n = 10^{-8}$ с, $\alpha_n = 8,7 \cdot 10^{-3}$ (рис. 2) и $\tau_n = 10^{-9}$ с; $\alpha_n = 10^{-3}$ (рис. 3), $U = 2$ м/с (кривая 1); $U = 14$ м/с (кривая 2) (рис. 2); $U = 14$ м/с (рис. 3).

Здесь и далее при расчетах для моря значения $\overline{\gamma_x^2}$, $\overline{\gamma_y^2}$ вычислялись по формулам Кокса и Манка [15], а для величины S_f и σ использовались следующие выражения [4, 8]:

$$S_f = 0,009 U^3 - 0,3296 U^2 + 4,549 U - 21,33; \sigma = 0,016 U^2.$$

Из рисунков видно, что наличие пены, появляющейся на поверхности моря при высокой скорости ветра, влияет на величину и форму эхоимпульса. Для лазерного пучка с $\alpha_n = 8,7 \cdot 10^{-3}$ величина эхоимпульса слабо зависит от модели пены (сплошные и пунктирные линии сливаются на рис. 2). При достаточно узком лазерном пучке ($\alpha_n = 10^{-3}$) форма эхоимпульса существенно зависит от вида используемой модели пены (см. рис. 3).

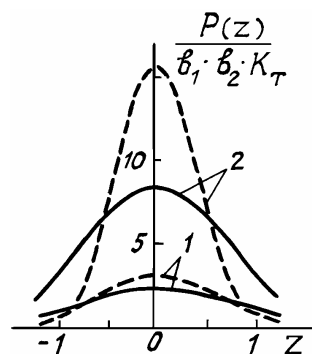


Рис. 4. Форма эхосигнала для наклонного зондирования

При наклонном бистатическом зондировании морской поверхности, покрытой пеной, для средней мощности эхосигнала имеем [16] (в приближении слабых затенений одних элементов морской поверхности другими):

$$P(t) = b_1 K_\tau \{ b_2 \exp[-\hat{z}^2 - \hat{z}\bar{d}] + b_3 \exp[-\hat{z}^2 R] \}, \quad (7)$$

где

$$b_1 = \frac{a_n a_n}{L_n^2 L_n^2} N_n^{-1/2} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \bar{v}^{-1/2} \bar{\omega}^{-1/2}; \quad \bar{\omega} = 2\sigma^2 \omega; \quad b_2 = (1 - S_f) \frac{q^4}{q_z^4} \frac{V^2}{8 (\gamma_x^2 \gamma_y^2)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{q_x^2}{q_z^2 2\gamma_x^2}\right\};$$

$$\hat{z} = t' \sqrt{\alpha}; \quad \alpha = \frac{1}{2} (\tau_n^2)^{-1}; \quad \mu = \sin \theta_n + \sin \theta_n; \quad \nu = \cos \theta_n + \cos \theta_n;$$

$$\bar{d} = \frac{\alpha^{-1/2} 8}{\tau_n^2 c \nu} \left[\mu + \frac{x}{\omega \nu} (\mu x + \nu \bar{y}) \right] \frac{\kappa q_x}{q_z^2 2\gamma_x^2} \left(\frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} + \frac{\cos^2 \theta_n}{L_n} \right).$$

Для модели пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности [16]: $b_3 = S_f A Q$; $R = 1$; Q — функция, зависящая от θ_n , $\theta_n \gamma_{x,y}^2$ [16].

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности

$$b_3 = S_f A \cos \theta_n \cos \theta_n \bar{\omega}^{1/2}; \quad R = \frac{\alpha_0}{\alpha}; \quad \alpha_0 = \alpha (\sigma = 0).$$

Второе слагаемое в формуле (7) (соответствующее вкладу в эхо-сигнал участков поверхности, покрытых пеной) совпадает (без множителей K_τ , S_f) с выражением для эхосигнала от плоской [6, 17] или случайно неровной [18] ламбертовской поверхности.

На рис. 4 для наклонного зондирования приведены результаты расчетов формы эхоимпульса от морской поверхности, покрытой пеной, при различной скорости приводного ветра U . Расчеты проводились для моделей пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности (сплошные линии) и плоской ламбертовской поверхности (штриховые) при следующих значениях параметров: $\theta_n = \theta_n = 30^\circ$; $L_n = L_n = 10$ км; $\alpha_n = 2,9 \cdot 10^{-2}$; $\tau_n = 10^{-10}$ с; $\alpha_n = 10^{-3}$; $U = 14$ м/с (кривая 1), $U = 18$ м/с (кривая 2).

Из рисунка видно, что и при наклонном зондировании на величину и форму эхоимпульса влияет как наличие пены, так и используемая в расчетах модель пены. Влияние модели пены сильно проявляется лишь для узких лазерных пучков, когда размер пятна подсвета на зондируемой поверхности становится сравним с высотой неровностей.

В случае лидарного зондирования поверхности, покрытой пеной, задержка T и ширина τ^2 эхоимпульса определяются следующими формулами [13, 14, 16]:

$$T = T_M K_M + T_L K_L; \quad (8)$$

$$\tau^2 = \tau_m^2 K_m + \tau_n^2 K_n, \quad (9)$$

где (T_m, τ_m) , (T_n, τ_n) – задержка и ширина эхоимпульса при зондировании морской поверхности без пены и морской поверхности, сплошь покрытой пеной.

В частном случае зондирования в надир имеем

$$K_m = \frac{1}{1 + a_0}; \quad K_n = \frac{a_0}{1 + a_0};$$

Для модели пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности [13, 14]:

$$a_0 = \frac{A Q_n S_f \delta (\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{1/2} (a_1 a_2)^{1/2}}{(1 - S_f) V^2 N_n}; \quad a_{1,2} = N_n + \frac{1}{2 \bar{\gamma}_{x,y}^2 L^2};$$

$$T_n = \frac{2L}{c} + \frac{1}{Lc(C_n + C_n)}; \quad (10)$$

$$\tau_n^2 = \frac{\tau_n^2}{8} + \frac{4\sigma^2}{c^2} + [(C_n + C_n) Lc]^{-2}. \quad (11)$$

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности:

$$a_0 = \frac{A S_f \delta (\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{1/2} (a_1 a_2)^{1/2}}{(1 - S_f) V^2 N_n};$$

T_n , τ_n^2 определяются формулами (10), (11) при $\sigma = 0$.

Величины T_m , τ_m^2 определяются формулами (3), (4) для вертикального зондирования.

На рис. 5 приведены результаты расчетов длительности эхоимпульса от морской поверхности при различной скорости приводного ветра. Расчеты τ^2 проводились для моделей пены в виде случайно неровной локально ламбертовской поверхности (сплошные линии) и плоской ламбертовской поверхности (штриховые) при следующих значениях параметров: $L = 10$ км; $\alpha_n = 2,9 \cdot 10^{-2}$; $\alpha_n = 10^{-3}$; $\tau_n = 10^{-9}$ с.

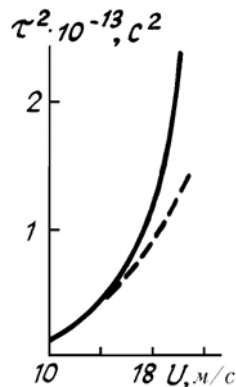


Рис. 5. Длительность эхосигнала при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной

Из рисунка видно, что длительность эхоимпульса зависит как от скорости приводного ветра, так и от модели пены. Однако зависимость длительности эхоимпульса от модели пены проявляется лишь при большой скорости приводного ветра.

Обобщая результаты проведенных исследований, можно сделать следующие выводы [5, 7, 13, 14, 16]:

а. Временная структура лидарного эхосигнала от морской поверхности существенно зависит от схемы зондирования (моностатическое или бистатическое зондирование, зондирование в надир или наклонное зондирование) и соотношения параметров излучения лидара (угла расходимости, размера пятна излучения на морской поверхности) и статистических характеристик морского ветрового волнения (среднеквадратических значений наклонов и высот морской поверхности).

б. Наличие пены на морской поверхности сильно влияет на величину эхосигнала во всех режимах работы локационной системы (моностатическом и бистатическом зондировании; наклонном зондировании и зондировании в надир).

в. Влияние модели пены на эхосигнал проявляется, как правило, лишь при большой скорости приводного ветра и достаточно узких лазерных пучках (когда размер пятна подсвета на зондируемой

поверхности становится сравнимым со среднеквадратической высотой неровностей).

г. Влияние атмосферы на эхосигнал сложным образом зависит от режима работы локационной системы и модели пены. В случае импульсной локации замутненность атмосферы приводит к резкому уменьшению влияния пены на форму эхосигнала.

В заключение отметим, что аналогичные исследования средней мощности, регистрируемой приемником при непрерывном облучении, и средней освещенности в плоскости изображения приемника лидара при зондировании морской поверхности без пены и при наличии пены проводились в [19–22].

1. Гуревич Г. С. //4 Всес. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 127.
2. Стемковский А. И. Измерение параметров морского волнения методами лазерного зондирования. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: ИО АН СССР, 1984. 16 с.
3. Пелевин В. Н. //Световые поля в океане. М.: ГОИН, 1980. 216–223 с.
4. Tsai В. М., Gardner С. S. //Appl. Opt. 1982. V. 21. № 21. P. 3932–3940.
5. Белов М. Л. Дистанционное зондирование морской поверхности. Ч. 1. Лазерная импульсная локация. М., 1988. 24 с. Деп. в ВНИЭРХ 29.03.89 № 1018-рх 89.
6. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.
7. Белов М. Л., Орлов В. М., Сафин Р. Г. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10. С. 106–108.
8. Бортковский Р. С. //Метеорология и гидрология. 1987. № 5. С. 68–75.
9. Коерке Р. //Int. J. Remote Sensing. 1985. V. 6. № 5. P. 787–799.
10. Коерке Р. //Appl. Opt. 1984. V. 23. № 11. P. 1816–1824.
11. Копелевич О. В., Межеричер Э. М. //Океанология. 1980. Т. 20. Вып. 1. С. 50–56.
12. Wald L., Monget J. M. //Int. J. Remote Sensing. 1988. V. 4. № 2. P. 433–446.
13. Белов М. Л., Орлов В. М. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 7. С. 738–742.
14. Orlov V. M., Belov M. L., Balyakin V. A. //14th Intern. Laser Radar Conf. Tomsk: Institute of Atm. Optics. 1990. P. 44–48.
15. Cox С., Munk W. //J. of the Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. № 11. P. 839–850.
16. Белов М. Л., Орлов В. М. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. С. 424–427.
17. Сигналы и помехи в лазерной локации /Орлов В. М., Самохвалов И. В., Креков Г. М. и др. М.: Радио и связь, 1985. 264 с.
18. Белов М. Л., Орлов В. М., Самохвалов И. В. //Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. Вып. 4. С. 937–939.
19. Белов М. Л., Орлов В. М. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 4. С. 426–430.
20. Белов М. Л., Орлов В. М. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 7. С. 778–780.
21. Белов М. Л., Орлов В. М., Самохвалов И. В. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 218–219.
22. Белов М. Л., Орлов В. М. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 10. С. 1113–1117.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
морского рыбного хозяйства и океанографии, Москва

Поступила в редакцию
29 июля 1991 г.

M. L. Belov, V. M. Orlov. **Temporal Structure of a Lidar Return Signal from a Wavy Sea Surface.**

Temporal structure of a lidar return signal from a wavy sea surface is studied. Expressions describing the time lag, duration, and mean power of lidar return recorded with a monostatic and a bistatic lidar from the sea surface partially covered with a foam and without it are considered. It is shown that the sensing geometry, lidar parameters and the foam can essentially influence on the shape of a lidar return pulse.