

М.Л. Белов, В.М. Орлов, В.А. Балякин

О МОЩНОСТИ, РЕГИСТРИРУЕМОЙ ЛИДАРОМ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПОКРЫТОЙ ПЕНОЙ

В статье исследуется мощность, принимаемая лазерным локатором при зондировании узким лазерным пучком в атмосфере морской поверхности, частично покрытой пеной. Получено аналитическое выражение для средней мощности, регистрируемой приемником в прозрачной и оптически плотной аэрозольной атмосфере.

Показано, что неровности морской поверхности и наличие пены существенно влияют на мощность эхосигнала.

Одним из перспективных направлений развития методов зондирования океана является лазерное зондирование. Являясь косвенными методами измерения, лазерные методы не позволяют напрямую получать характеристики морской поверхности или оптические характеристики морской воды. Значения последних сложным образом связаны с параметрами принимаемого сигнала. Одним из факторов, определяющих лидарный сигнал, является наличие пены на морской поверхности.

Мощность сигнала, принимаемого лидаром при зондировании морской поверхности без пены, исследовалась в ряде работ (см., например, [1–3]). Ниже рассматривается мощность сигнала, принимаемого лидаром при зондировании в атмосфере морской поверхности, покрытой пеной.

Считаем, что источник и приемник разнесены и находятся на расстоянии L_n и L_p от зондируемой поверхности, а их оптические оси составляют углы θ_n и θ_p с нормалью к невозмущенной (плоской) морской поверхности. Предположим, что длина волны излучения лежит в ИК-диапазоне (где поглощение водой велико) и мала по сравнению с радиусами кривизны и высотами неровностей морской поверхности.

Поскольку при рассеянии на случайно-неровной поверхности отраженное поле в каждой точке приобретает большой случайный фазовый сдвиг [4], средняя (по ансамблю поверхностей) мощность P излучения, принимаемого при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной, будет определяться средней мощностью излучения, принимаемого при зондировании морской поверхности без пены P_m и морской поверхности, сплошь покрытой пеной P_p :

$$P = (1-S)P_m + SP_p, \quad (1)$$

где S — доля поверхности моря, покрытого пеной и барашками.

Обычно участки пены считают изотропными отражателями [5–8]. Будем также считать участки пены изотропными (ламбертовскими) отражателями, по учете, что участки пены расположены на склонах волн [8, 9]. Причем при средней скорости ветра пятна пены расположены почти параллельно склонам волн, так что можно считать распределение наклонов пятен пены таким же, как и распределение наклонов волн [8].

В качестве модели морской поверхности, сплошь покрытой пеной, будем использовать две модели: модель случайно-неровной поверхности с локально-ламбертовской индикатрисой рассеяния элементарных участков и модель плоской ламбертовской поверхности.

Для модели плоской ламбертовской поверхности P_p известна [10]. Найдем P_p для модели случайно-неровной поверхности с локально-ламбертовской индикатрисой рассеяния элементарных участков. Аналогично [11] запишем выражение для мощности, регистрируемой лидаром при зондировании случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности S (считаем, что углы зондирования θ_n , θ_p достаточно малы, так что можно пренебречь затенениями одних элементов поверхности другими):

$$P_p = \frac{A}{\pi} \int_S d\mathbf{R} E(\mathbf{R}) E_p(\mathbf{R}), \quad (2)$$

где $E(\mathbf{R})$, $E_p(\mathbf{R})$ — освещенность поверхности S в точке \mathbf{R} в атмосфере от действительного и фиктивного источника (с параметрами приемника) соответственно; A — альbedo элементарного участка поверхности, покрытой пеной.

Переходя в (2) от интегрирования по случайно-неровной поверхности S к интегрированию по поверхности S_0 (проекция S на плоскость $z=0$), усредняя P_p по ансамблю поверхностей (по методике, аналогичной [4]) и используя выражения для освещенностей от действительного и фиктивного источников в атмосфере [10], получим для узкого пучка подсвета следующее выражение для средней принимае-

мой лидаром мощности при зондировании случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности в аэрозольной атмосфере (считаем для простоты, что источник и приемник расположены в одной плоскости XOZ):

$$P_{\Pi} \simeq \frac{A a_{\Pi} a_{\Pi}}{L_{\Pi}^2 L_{\Pi}^2} (C_{\Pi} + C_{\Pi})^{-1/2} (C_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi} + C_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi})^{-1/2} \cdot \omega \cdot Q, \quad (3)$$

где

$$Q = \frac{a \exp(1/2a)}{4(\gamma_x^2 \gamma_y^2)^{1/2}} \sum_{\kappa=0}^{\infty} \frac{a^{-\kappa}}{\kappa!} \left(\frac{\beta}{2}\right)^{2\kappa} \left\{ \sin \theta_{\Pi} \sin \theta_{\Pi} a^{1/4} \frac{\Gamma(2\kappa+2)}{\Gamma(\kappa+1)} \times \right. \\ \times W_{-\kappa-0.75, \kappa+0.75}(1/a) - \sin \theta_{\Pi} \sin \theta_{\Pi} a^{-1/4} \frac{\Gamma(2\kappa+3)}{\Gamma(\kappa+2)} \left(\frac{\beta}{2}\right) W_{-\kappa-1.25, \kappa+1.25}(1/a) + \\ \left. + 2 \cos \theta_{\Pi} \cos \theta_{\Pi} a^{-1/4} \frac{\Gamma(2\kappa+1)}{\Gamma(\kappa+1)} W_{-\kappa-0.25, \kappa+0.25}(1/a) \right\}; \\ \omega = (1 + x^{-2})^{-1/2}; \quad a = 4 \left(\frac{1}{\gamma_x^2} + \frac{1}{\gamma_y^2} \right)^{-1}; \quad \beta = \frac{\Delta a}{2}; \quad \Delta = \frac{1}{2\gamma_x^2} - \frac{1}{2\gamma_y^2}; \\ x = \left[\sin^2 \theta_{\Pi} C_{\Pi} + \sin^2 \theta_{\Pi} C_{\Pi} - \frac{(C_{\Pi} \sin \theta_{\Pi} \cos \theta_{\Pi} + C_{\Pi} \sin \theta_{\Pi} \cos \theta_{\Pi})^2}{C_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi} + C_{\Pi} \cos^2 \theta_{\Pi}} \right]^{-1/2} \frac{1}{\sqrt{2}\sigma}.$$

Для прозрачной аэрозольной атмосферы [10]

$$a_{\Pi} = \frac{P_0 e^{-\tau_1}}{\pi x_{\Pi}^2}; \quad a_{\Pi} = \pi r_{\Pi}^2 e^{-\tau_2}; \quad C_{\Pi} = (x_{\Pi} L_{\Pi})^{-2}; \quad C_{\Pi} = (x_{\Pi} L_{\Pi})^{-2}; \quad \tau_{1,2} = \int_0^{L_{\Pi, \Pi}} \sigma(z) dz.$$

В оптически плотной атмосфере для оценки a_{Π} , a_{Π} , C_{Π} , C_{Π} имеем [10]:

$$a_{\Pi} \simeq \frac{P_0 \exp \left\{ - \int_0^{L_{\Pi}} (1 - \lambda) \varepsilon(z) dz \right\} C_{\Pi}}{\pi L_{\Pi}^{-2}}; \\ a_{\Pi} \simeq \frac{\pi r_{\Pi}^2 \exp \left\{ - \int_0^{L_{\Pi}} (1 - \lambda) \varepsilon(z) dz \right\} C_{\Pi}}{L_{\Pi}^{-2} x_{\Pi}^{-2}};$$

$$C_{\Pi, \Pi} = [x_{\Pi, \Pi}^2 L_{\Pi, \Pi}^2 + \mu_{\Pi, \Pi} L_{\Pi, \Pi}^2]^{-1}; \quad \mu_{\Pi, \Pi} = L_{\Pi, \Pi}^{-2} \int_0^{L_{\Pi, \Pi}} \sigma(z) \langle \gamma^2(z) \rangle (L_{\Pi, \Pi} - z)^2 dz; \quad \lambda = \frac{\tilde{\sigma}}{\varepsilon},$$

где P_0 — мощность, излучаемая лазерным источником; σ^2 , $\overline{\gamma_{x,y}^2}$ — дисперсия высот и наклонов морской поверхности; r_{Π} — эффективный радиус приемной апертуры; $2\alpha_{\Pi}$, $2\alpha_{\Pi}$ — угол расходимости лазерного источника и угол обзора приемника; $\varepsilon(z)$, $\sigma(z)$ — коэффициенты ослабления и рассеяния среды; $\langle \gamma^2(z) \rangle$ — дисперсия отклонения луча при элементарном акте рассеяния; $\tilde{\sigma}(z)$ — эффективный показатель рассеяния; $\tilde{\sigma} = \sigma(1 - x_0)$; x_0 — изотропная часть индикатрисы рассеяния [10]; $W_{n,m}(z)$ — функция Уиттекера; $\Gamma(\kappa)$ — гамма-функция.

Формула (3) получена в приближении $\beta \ll 1$, хорошо выполняющемся для широкого диапазона условий морского ветрового волнения. В предельном случае изотропной случайно-неровной поверхности ($\overline{\gamma_x^2} = \overline{\gamma_y^2} = \gamma_0^2$) формула (3) совпадает с выражением, полученным в [11].

Оценим количественно влияние пены на мощность, принимаемую лидаром. Для величины N (равной отношению мощности, принимаемой лидаром при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной, к мощности, принимаемой лидаром при зондировании морской поверхности при той же скорости приводного ветра, но без пены) из формул (1), (3) с учетом результатов работы [3], полученных для мощности, регистрируемой лидаром при зондировании морской поверхности без пены, получим:

$$N = (1 - S) + S \frac{A16}{V^2 (1+K)^2} \exp\left(\frac{K}{2\gamma_x^2}\right) [\sin \theta_{\text{н}} \sin \theta_{\text{п}} \cdot 2 \cdot J^{-2} - \sin \theta_{\text{н}} \sin \theta_{\text{п}} \cdot \beta \cdot 2 \cdot J^{-2} + \cos \theta_{\text{н}} \cos \theta_{\text{п}} J^{-1} - \cos \theta_{\text{н}} \cos \theta_{\text{п}} \cdot 2 \cdot J^{-2}], \quad (4)$$

где

$$J = \frac{1}{\gamma_x^2} + \frac{1}{\gamma_y^2}; \quad \beta = \left(\frac{2}{\gamma_x^2} - \frac{1}{\gamma_y^2}\right) \frac{1}{J}; \quad K = \left(\frac{\sin \theta_{\text{н}} + \sin \theta_{\text{п}}}{\cos \theta_{\text{н}} + \cos \theta_{\text{п}}}\right)^2;$$

V^2 — коэффициент Френеля морской поверхности без пены.

Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности с использованием результатов работ [3, 10] имеем:

$$N = (1 - S) + S \frac{A8 (\overline{\gamma_x^2 \gamma_y^2})^{1/2}}{V^2 (1+K)^2} \exp\left(\frac{K}{2\gamma_x^2}\right) \cos \theta_{\text{н}} \cos \theta_{\text{п}} \left(1 + 2\sigma^2 C_{\text{п}} \frac{\sin^2(\theta_{\text{н}} - \theta_{\text{п}})}{\cos^2 \theta_{\text{п}}}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

Формулы (4), (5) получены для узкого пучка подсвета: $\alpha_{\text{н}} \ll \alpha_{\text{п}}$, $\alpha_{\text{п}}^2 \ll \overline{\gamma_x^2}$.

На рис. 1, 2 приведены результаты расчетов величины N при $V^2 = 0,02$; $A = 0,5$; $C_{\text{п}} = 0,02$. Расчеты проводились по формулам (4) (сплошные линии) и (5) (штриховые линии).

Величины $\overline{\gamma_x^2}$, $\overline{\gamma_y^2}$ находились по формулам Кокса и Манка [12], а для вычисления S , σ использовались следующие выражения [9, 13]:

$$S = 0,09 U^3 - 0,3296 U^2 + 4,549 U - 21,33 \quad \sigma = 0,016 U^2,$$

где U — скорость приводного ветра, м/с. Из рисунков видно, что наличие пены сильно влияет на эхосигнал. Это влияние возрастает при увеличении угла между направлением зеркального отражения (от невозмущенной ветровым волнением морской поверхности) и направлением на приемник. В случае моностатической локации N слабо зависит от модели пены (сплошные и штриховые линии практически сливаются на рис. 1). При бистатической локации и узких пучках источника и приемника эхосигнал, регистрируемый приемником, существенно зависит от вида используемой оптической модели пены (см. рис. 2). В этом случае оптическая модель пены в виде плоской ламбертовской поверхности дает завышенные значения по сравнению с моделью в виде случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности.

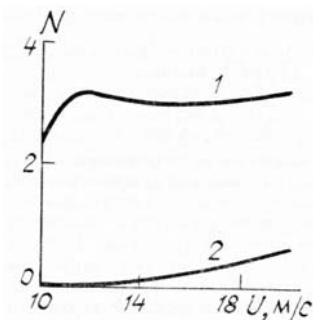


Рис. 1. Зависимость величины N от скорости приводного ветра для моностатического зондирования: 1 — $\Theta_{\text{н}} = \Theta_{\text{п}} = 30^\circ$; 2 — $\Theta_{\text{н}} = \Theta_{\text{п}} = 0$

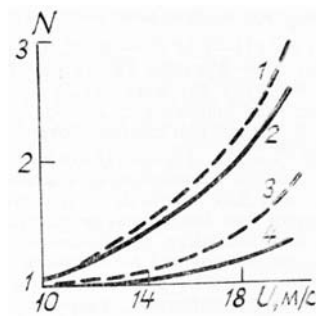


Рис. 2. Зависимость величины N от скорости приводного ветра для бистатического зондирования: 1 — расчет по формуле (4), 2 — по формуле (5) при $\Theta_{\text{н}} = 0$, $\Theta_{\text{п}} = 30^\circ$; 3 — расчет по формуле (4), 4 — по формуле (5) при $\Theta_{\text{н}} = 45^\circ$, $\Theta_{\text{п}} = -45^\circ$

Интересно, что для модели пены в виде случайно-неровной локально-ламбертовской поверхности N не зависит от параметров атмосферы (т. е. мощность, принимаемая лидаром при зондировании морской поверхности, частично покрытой пеной, зависит от параметров атмосферы так же, как и мощность, принимаемая лидаром при зондировании морской поверхности без пены). Для модели пены в виде плоской ламбертовской поверхности увеличение мутности атмосферы (увеличение $\mu_{\text{п}}$) приводит к уменьшению параметра $\sigma^2 C_{\text{п}}$ и, следовательно, к уменьшению величины N , т. е. к уменьшению влияния пены на принимаемую мощность.

1. Лучинин А. Г. //ИЗВ. АН СССР. ФАО. 1980. Т. 16. № 3. С. 305.
2. Гольдин Ю. А., Кагайн В. Э., Кельбалиханов Б. Ф. и др. //Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск: Наука, 1979. С. 135.
3. Белов М. Л., Орлов В. М., Самохвалов И. В. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 218.
4. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.
5. Коерке Р. //Int. J. Remote Sensing. 1985. V. 6. № 5. P. 787.
6. Коерке Р. //Appl. Opt. 1984. V. 23. № 11. P. 1816.
7. Копелевич О. В., Межеричер Э. М. //Океанология. 1980. Т. 20. Вып. 1. С. 50.
8. Wald L., Monget J. M. //Int. J. Remote Sensing. 1983. V. 4. № 2. P. 433.
9. Бортковский Р. С. //Метеорология и гидрология. 1987. № 5. С. 68.
10. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.
11. Белов М. Л., Орлов В. М. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 11. С. 1387.
12. Cox С., Munk W. //J. Opt. Soc. Arner. 1954. V. 44. № 11. P. 838.
13. Tsai В. М., Gardner С. S. //Appl. Opt. 1982. V. 21. № 21. P. 3932.

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

Поступила в редакцию
24 июля 1989 г.

M. L. Belov, V. M. Orlov, V. A. Balyakin. Lidar Return Power at Sounding the sea Surface Covered With Foam Through the Atmosphere.

Lidar return power is analyzed in the paper for the case of sounding the sea surface partially covered with foam by a narrow laser beam through the atmosphere. Analytical expressions are derived in the paper for the mean lidar return power for the cases of clear and dense aerosol atmospheres. It is shown that foam and roughness of the sea surface strongly effect the lidar return power.