

М.Л. Белов, В.М. Орлов

## О СТРУКТУРЕ ОСВЕЩЕННОСТИ В ИЗОБРАЖЕНИИ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ В АТМОСФЕРЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В статье исследуется пространственное распределение освещенности за приемной линзой при зондировании в атмосфере морской поверхности узким лазерным пучком. Получены аналитические выражения средней освещенности в плоскости изображения приемной линзы для прозрачной и оптически плотной аэрозольной атмосферы. Показано, что неровности морской поверхности могут существенно увеличить размер изображения.

В настоящее время наряду с традиционными методами зондирования океана быстро развиваются лазерные методы, позволяющие определять параметры морского волнения, концентрацию хлорофилла и др. (см. [1–3]). Одной из первых задач, требующих решения при разработке дистанционных методов, является выявление связи между измеряемыми характеристиками и параметрами сигнала, принимаемого лидаром. Вопрос о мощности сигнала, принимаемого лидаром при зондировании в атмосфере морской поверхности, рассматривался в [4]. Ниже в аналогичной схеме зондирования исследуется распределение освещенности за приемной линзой.

Будем считать, что длина волны излучения лежит в ИК-диапазоне, где поглощение водой так велико, что основная доля эхосигнала создается светом, зеркально отраженным границей воздух–вода, а долей света, отраженного толщей воды, можно пренебречь. Пренебрежем рассеянием на пене и учтем, что длина волны излучения мала по сравнению с радиусами кривизны и высотами неровностей. Кроме того, допустим, что изменением морской поверхности за время ее взаимодействия со световым импульсом можно пренебречь, но длительность импульса велика по сравнению с размером пятна подсвета. Это допущение позволяет исследовать структуру освещенности независимо от импульсного характера излучения.

Запишем выражение для яркости излучения  $I_0(\mathbf{m}, \mathbf{R})$ , отраженного морской поверхностью (считая, что затенения несущественны):

$$I_0(\mathbf{m}, \mathbf{R}) = V^2(\theta) I_n(\mathbf{s}, \mathbf{R}), \quad (1)$$

где  $\mathbf{m} = \mathbf{s} - 2\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{s})$ ,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор нормали к случайно-неровной поверхности  $S$  в точке  $\mathbf{R}$ ;  $V^2(\theta)$  — коэффициент Френеля, зависящий от локального угла падения луча  $\theta$  (в дальнейшем будем рассматривать случай  $V^2(\theta) = V^2$ );  $I_n(\mathbf{s}, \mathbf{R})$  — яркость излучения, падающего на поверхность  $S$  в точке  $\mathbf{R}$  с направления  $\mathbf{s}$ ;  $\mathbf{s}$  — единичный вектор, показывающий направление падающего излучения.

По распределению  $I_0(\mathbf{m}, \mathbf{R})$  на поверхности  $S$  можно определить яркость излучения, приходящего на приемник [2], и затем, используя теорему взаимности в рассеивающей среде [2] и результаты [3, 4], получить интегральное выражение для средней освещенности  $E(\mathbf{R}_n)$  в плоскости изображения приемной линзы (считая, что падающий на поверхность световой пучок узкий, а источник и приемник расположены в одной плоскости  $XOZ$ ):

$$E(\mathbf{R}_n) \approx \frac{V^2 q^4}{4q_z^4} \int_{S_0} d^2 R_0 \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta W(\zeta) E_n[(R_{0x} \operatorname{tg} \psi + \zeta(\mathbf{R}_0)) \cos \psi, R_{0y}] E_n[(R_{0x} \operatorname{tg} \chi + \zeta(\mathbf{R}_0)) \cos \chi, R_{0y}; R_n] W \left[ \gamma_x = -\frac{q_x}{q_z} + \frac{R_{0x} k}{q_z} \left( \frac{\sin^2 \psi}{L_n} + \frac{\sin^2 \chi}{L_n} \right); \gamma_y = \frac{R_{0y} k}{q_z} \left( \frac{1}{L_n} + \frac{1}{L_n} \right) \right], \quad (2)$$

где  $E_n(\mathbf{R}_0)$ ,  $E_n(\mathbf{R}_0, \mathbf{R}_n)$  — освещенности от источника и фиктивного источника (с параметрами приемника) в атмосфере [3] в плоскостях, перпендикулярных их оптическим осям;  $S_0$  — проекция случайно-неровной поверхности  $S$  на плоскость  $z = 0$ ;  $\zeta(\mathbf{R}_0)$  — высота случайно-неровной поверхности  $S$  в точке  $\mathbf{R}_0$ ;  $\psi, \chi$  — угол падения излучения на поверхность  $S_0$  и угол приема соответственно (отсчитываются от оси  $OX$ );  $W(\zeta)$ ,  $W(\gamma_x, \gamma_y)$  — плотности распределения высот и наклонов случайно-неровной поверхности  $S$ ;  $\mathbf{R}_n$  — вектор в плоскости изображения;  $L_n, L_n$  — расстояния от центра сектора наблюдения (на поверхности  $S_0$ ) до источника и приемника;  $q_z = k(\sin \psi + \sin \chi)$ ;  $q_x = -k(\cos \psi + \cos \chi)$ ;  $q^2 = q_x^2 + q_z^2$ .

Выражение (2) можно проинтегрировать и найти аналитическую формулу для средней освещенности в изображении. В частности, для гауссовской плотности распределения высот и наклонов имеем:

$$E(\mathbf{R}_n) = \frac{V^2 q^4}{8qz^4} \frac{a_n a_n b_y^{-1/2} b_x^{-1/2}}{L_n^2 L_n^2 (\gamma_x^2 \gamma_y^2)^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{q_x^2}{q_z^2 2\gamma_x^2} \frac{C_n}{d_x} - \left( R_{ny} \frac{L_n}{F} \right)^2 C_n d_y b_y^{-1} - \left( R_{nx} \frac{L_n}{F} + \delta \right)^2 C_n \sin^2 \psi d_x b_x^{-1} \right\}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} b_x &= C_n \sin^2 \psi + C_n \sin^2 \chi + 2\sigma^2 C_n C_n \sin^2 (\psi - \chi) + \bar{\mu} \nu_x; \\ b_y &= C_n + C_n + \nu_y; \quad d_x = C_n + \frac{\mu \nu_x}{\sin^2 \psi}; \quad d_y = C_n + \nu_y; \quad \bar{\mu} = 1 + 2\sigma^2 C_n \frac{\cos \psi \sin (\chi - \psi)}{\sin \chi}; \\ \delta &= \frac{q_x \sin \chi |\nu_x^{1/2}| \tilde{\mu}}{\sin^2 \psi (2\gamma_x^2)^{1/2} |q_z| d_x}; \quad \bar{\mu} = 1 + 2\sigma^2 (C_n \cos^2 \psi + C_n \cos^2 \chi); \quad \mu = 1 + 2\sigma^2 C_n \cos^2 \psi; \\ \nu_x &= \frac{k^2}{2\gamma_x^2 q_z^2} (\sin^2 \psi L_n^{-1} + \sin^2 \chi L_n^{-1}); \quad \nu_y = \frac{k^2}{2\gamma_y^2 q_z^2} (L_n^{-1} + L_n^{-1}). \end{aligned}$$

Для прозрачной аэрозольной атмосферы [3]:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{P_0}{\pi \alpha_n^2} \exp(-\tau_1); \quad a_n = \frac{r_n^2}{r_k^2} \exp(-\tau_2); \quad \tau_1 = \int_0^{L_n} \sigma(z) dz; \\ \tau_2 &= \int_0^{L_n} \sigma(z) dz; \quad C_n = (\alpha_n L_n)^{-2}; \quad C_n = F^2 (L_n r_k)^{-2}; \end{aligned}$$

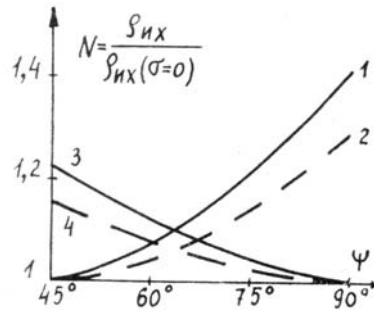
В оптически плотной атмосфере для оценки  $a_n$ ,  $a_n$ ,  $C_n$ ,  $C_n$  имеем [3]

$$\begin{aligned} a_n &\simeq P_0 \pi^{-1} C_n L_n^2 \exp \left\{ -\int_0^{L_n} (1-\lambda) \varepsilon(z) dz \right\}; \quad a_n \simeq r_n^2 F^{-2} C_n L_n^2 \exp \left\{ -\int_0^{L_n} (1-\lambda) \varepsilon(z) dz \right\}; \quad \lambda = \frac{\tilde{\sigma}}{\varepsilon}; \\ C_n &\simeq [\alpha_n^2 L_n^2 + \mu_n L_n^2]^{-1}; \quad C_n \simeq [r_k^2 L_n^2 F^{-2} + \mu_n L_n^2]^{-1}; \quad \mu_{n,\pi} = L_{n,\pi}^{-2} \int_0^{L_{n,\pi}} \tilde{\sigma}(z) \langle \gamma^2(z) \rangle (L_{n,\pi} - z)^2 dz, \end{aligned}$$

$\alpha_n$  — угол расходимости источника;  $P_0$  — мощность, излучаемая источником;  $r_n$ ,  $r_k$  — эффективный размер приемной апертуры и кружка рассеяния приемной оптической системы;  $\sigma^2$ ,  $\overline{\gamma_{x,y}^2}$  — дисперсии высот и наклонов морской поверхности;  $\varepsilon(z)$ ,  $\sigma(z)$  — коэффициенты ослабления и рассеяния среды;  $F$  — фокусное расстояние приемной линзы;  $\langle \gamma^2(z) \rangle$  — дисперсия угла отклонения луча при элементарном акте рассеяния;  $\tilde{\sigma}(z)$  — эффективный показатель рассеяния;  $\tilde{\sigma} = \sigma(1 - x_0)$ ,  $x_0$  — изотропная часть индикатрисы рассеяния [6].

В предельном случае  $\sigma^2$ ,  $\overline{\gamma_{x,y}^2} \rightarrow 0$  формула (3) переходит в выражение для распределения освещенности за приемной линзой при зондировании плоской зеркальной поверхности.

Приведенный рисунок иллюстрирует влияние неровностей морской поверхности на размер изображения освещенного участка;  $N$  равно отношению размера изображения освещенного участка морской поверхности  $\rho_{nx}$  (определяемого по спаданию в  $e$  раз средней освещенности по координате  $R_{nx}$ ) к размеру изображения  $\rho_{nx}(\sigma = 0)$  в случае, когда неровностей нет. Расчеты зависимости величины  $N$  от угла  $\psi$  проводились по формуле (3) для следующих значений параметров:  $C_n \ll C_n$  (угол расходимости источника много меньше поля зрения приемника);  $\nu_{x,y} \ll C_{n,\pi}$  (эффективные наклоны морской поверхности много больше угла расходимости источника и поля зрения приемника);  $2\sigma^2 (L_n \alpha_n)^{-2} = 1$ ; кривые 1, 3 —  $\frac{\mu}{\alpha_n^2} = 0$  (прозрачная атмосфера); кривые 2, 4 —  $\frac{\mu}{\alpha_n^2} = 0,5$  (оптически плотная атмосфера; угол расходимости источника расширяется из-за влияния атмосферы в  $(1,5)^{1/2}$  раз); кривые 1, 2 —  $\chi = 45^\circ$ ; кривые 3, 4 —  $\chi = 90^\circ$ .



Зависимость размера изображения от угла  $\psi$

Из рисунка видно, что случайные неровности морской поверхности могут значительно (в полтора раза) увеличить размер изображения освещенного участка как в прозрачной, так и в оптически плотной атмосфере. Физически это связано с тем, что при взятых для расчета параметрах размер изображения освещенного участка сравним с размерами неровностей морской поверхности и поэтому существенно от них зависит. Этот эффект зависит также от геометрии зондирования. При моностатической локации (когда источник и приемник совмещены) эффект отсутствует — неровности морской поверхности не искажают освещенность в плоскости изображения. Чем больше база между источником и приемником, тем больше искажается изображение и тем сильнее зависит размер изображения от неровностей поверхности. Интересно, что зависимость  $\rho_{иx}$  от неровностей поверхности сильнее проявляется в прозрачной атмосфере (оптически плотная атмосфера размывает пучок источника и сглаживает искажения, вызванные неровностями морской поверхности).

Полученные результаты могут быть использованы при разработке лазерных систем дистанционного зондирования и анализе их работы.

1. Абрамочкин А.И., Занин В.В., Пеннер И.Э. и др. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 92.
2. Левин И.М., Шифрин К.С. // Исследование Земли из космоса. 1987. № 4. С. 12.
3. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Маляровский А.И. и др. // Труды ИОФ АН СССР. 1986. Т. 1. С. 3.
4. Белов М.Л., Орлов В.М., Самохвалов И.В. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 218–219.
5. Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М.: Мир, 1972. 384 с.
6. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 224 с.
7. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 424 с.

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

Поступило в редакцию  
27 февраля 1989 г.

M. L. Belov, V. M. Orlov. **On the Structure of Image Irradiance at Sea Surface Sensing Through the Atmosphere.**

The paper deals with the study of spatial structure of irradiance behind the receiving lens of a facility for sounding the sea surface with a narrow laser beam through the atmosphere. Analytical expressions are derived for the mean irradiance at the image plane of the receiving lens for the cases of clear and optically dense aerosol atmosphere. It is shown that the sea surface roughness can essentially increase the image size.