Краткие сообщения по физике № 4-1986 г.

УДК 551.46.07

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭХО–СИГНАЛА ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ ЛАЗЕРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

М.В. Солнцев

Изучены структура и статистика лазерного эхо-сигнала при дистанционном зондировании морской поверхности. Установлена связь между моментами пространственного энергетического спектра возвышений поверхности и статистическими характеристиками принимаемого сигнала. Предложена методика восстановления параметров модельного спектра в форме Филлипса.

В настоящее время существуют два основных метода дистанционного лазерного зондирования морской поверхности: импульсная локация /1/ и фазовая профилометрия /2/. Анализ этих методов показывает, что они являются достаточно эффективными при изучении крупномасштабной (с длинами волн более 1 м) области спектра поверхностного волнения.

Развитие дистанционной диагностики, основанное на зондировании морской поверхности узким лазерным пучком и изучении статистики отраженного эхо-сигнала, показало хорошие возможности для исследования коротковолновой части спектра морского волнения /3/.

Целью данной работы явилось дальнейшее изучение структуры и статистики лазерного эхо-сигнала при использовании этого метода зондирования.

Пусть узкий лазерный пучок радиусом a с равномерным распределением интенсивности падает нормально на морскую поверхность, возвышения которой описываются случайной функцией $\xi(x,y)$. В горизонтальной плоскости на высоте H над поверхностью соосно с падающим пучком расположено входное отверстие приемного устройства диаметром D.

В приближении геометрической оптики нетрудно получить выражение для мощности отраженного эхо-сигнала, приняв во внимание следующие упрощающие условия:

1) по верхность является "замороженной";

2) $a \ll D$;

3) поверхность является достаточно гладкой, так что внутри пятна зондирования допустимо разложение функции $\xi(x,y)$:

$$\xi(x,y) = \xi_x x + \xi_y y + \frac{1}{2}\ \xi_{xx} x^2 + \xi_{xy} xy + \frac{1}{2}\ \xi_{yy} y^2;$$

4) $H \gg D/(4|\kappa_{x,y}|a)$ ("дальняя" зона) – зондирование производится с достаточно высоко расположенной платформы, например, самолета (κ_x, κ_y – главные кривизны поверхности в области зондирования).

Выражение для мощности отраженного сигнала P при вышеперечисленных условиях будет иметь вид:

$$P = r_0 I_0 \ \frac{\pi D^2}{16|\Omega| H^2} \times \begin{cases} 1, & \text{если } \dfrac{\xi_x^2}{\kappa_x^2} + \dfrac{\xi_y^2}{\kappa_y^2} \leqslant a^2 \\ 0, & \text{если } \dfrac{\xi_x^2}{\kappa_x^2} + \dfrac{\xi_y^2}{\kappa_y^2} > a^2, \end{cases}$$

где $r_0 = 0{,}02$ – френелевский коэффициент отражения поверхности при нормальном падении пучка; I_0 – интенсивность пучка; $\Omega = \kappa_x \kappa_y$ – полная кривизна поверхности; $\xi_x = \partial\xi/\partial x$, $\xi_y = \partial\xi/\partial y$ – уклоны поверхности в центре пятна зондирования.

Условие формирования сигнала формулируется следующим образом: эхо-сигнал возникает только в том случае, когда расстояние от оси пучка до зеркальной точки (в этих точках $\xi_x = \xi_y = 0$) меньше радиуса пучка a.

Предположим, что лазерный локатор движется равномерно и прямолинейно вдоль некоторого направления. Принимаемый оптический эхо-сигнал будет представлять собой последовательность прямоугольных импульсов ("бликов"), соответствующих попаданию зеркальных точек в пятно зондирования. Длительность импульса пропорциональна $l = 2\sqrt{a^2 - h^2}$, где h – прицельное расстояние от линии движения центра пучка до зеркальной точки.

Выражение для амплитуды "блика" можно записать в виде

$$A = r_0 I_0 \frac{\pi D^2}{16H^2} |\Omega^{-1}| = r_0 I_0 \frac{\pi D^2}{16H^2} \frac{|\omega^{-1}|}{(0{,}5\,\overline{\Omega^2})^{1/2}} .$$

Распределение амплитуд p(A) подобно распределению нормированного полного радиуса кривизны $|\omega^{-1}|$, полученного в работе /4/, согласно которой наиболее вероятное значение $|\omega^{-1}|$ составляет $\sim 0{,}5$. Наиболее вероятное значение амплитуды "блика" тогда составляет

$$A_p = r_0 I_0 \frac{\pi D^2}{32H^2 (0{,}5\,\overline{\Omega^2})^{1/2}} . \tag{1}$$

Средняя плотность лазерных "бликов" на единицу длины траектории будет равна $N = 2a\overline{n}$, где $\overline{n}$ – плотность зеркальных точек поверхности.

Используя результаты работы /5/ и предполагая пространственный спектр возвышений поверхности симметричным, можно получить приближенное выражение для величины N:

$$N = \frac{2a}{\pi^2} \frac{m_{22} + (m_{40} m_{04})^{1/2}}{(m_{20} m_{02})^{1/2}} , \tag{2}$$

где m_{ij} – моменты пространственного энергетического спектра возвышений поверхности, вычисленные в системе координат, совпадающей с главными осями пространственного спектра.

Распределение амплитуд p(A) и величина N не зависят от направления движения локатора и поэтому не несут информации о пространственной структуре волнения. Эту структуру можно исследовать путем наклонного зондирования.

Если оптическая ось зондирующего пучка имеет наклон $\vec{\rho} = (\rho, \theta)$, где ρ – абсолютная величина наклона, θ – азимут плоскости падения пучка, то соответствующую плотность зеркальных точек $N(\rho, \theta)$ можно для симметричного спектра поверхности выразить в виде

$$N(\rho, \theta) = N \exp\left\{-\rho^2 \frac{m_{02}\cos^2\theta + m_{20}\sin^2\theta}{m_{20} m_{02}}\right\} . \tag{3}$$

Экспонента в выражении (3) описывает азимутальную зависимость дисперсии уклонов. В этом случае движение локатора в различных азимутальных направлениях позволяет исследовать пространственную структуру уклонов поверхности.

Проанализируем поведение величин A_p, N и $N(\rho, \theta)$ в зависимости от различных характеристик волнения. В качестве модели пространственного энергетического спектра выберем модель насыщенного спектра Филлипса /6/

$$W(k, \theta) = \begin{cases} 0, & \text{если } k < k_0,\ k > k_1 \\ Bk^{-4}\cos^{2n}\theta, & \text{если } k_0 \leqslant k \leqslant k_1, \end{cases} \tag{4}$$

где k_0 соответствует энергонесущей компоненте волнения, k_1 – высокочастотной отсечке спектра, определяемой балансом вязкости и ветрового инкремента; $\cos^{2n}\theta$ характеризует азимутальное распределение энергии волн; B представляет собой некоторую малую константу (порядка $6\cdot10^{-3}$). Направление $\theta = 0$ в формуле (4) совпадает с направлением скорости ветра ($\theta = 0, \pi/2$ – главные оси пространственного спектра). В этом случае выражения (1), (2), (3) примут вид:

$$A_p = \frac{r_0 I_0 \pi D^2}{16H^2 B k_1^2 (\widetilde{m}_{40}\widetilde{m}_{04} + 3\widetilde{m}_{22}^2)^{1/2}}, \tag{5}$$

$$N = \frac{a}{\pi^2}\,\frac{k_1^2}{\ln(k_1/k_0)}\,\frac{\widetilde{m}_{22} + (\widetilde{m}_{40} m_{04})^{1/2}}{(\widetilde{m}_{20}\widetilde{m}_{02})^{1/2}}, \tag{6}$$

$$N(\rho,\theta) = N\exp\left\{-\frac{\rho^2}{B\ln(k_1/k_0)}\,\frac{\widetilde{m}_{02}\cos^2\theta + \widetilde{m}_{20}\sin^2\theta}{\widetilde{m}_{20}\widetilde{m}_{02}}\right\}, \tag{7}$$

где $\widetilde{m}_{ij} = \Gamma\left(n + \frac{i}{2}\right)\Gamma\left(\frac{j+1}{2}\right)\Big/\,\Gamma\left(n + 1 + \frac{i+j}{2}\right)$.

Уравнение (5) позволяет экспериментально определить параметр мелкомасштабной отсечки, (7) – исследовать пространственную структуру уклонов поверхности, а совместное решение уравнений (5) – (7) позволяет из экспериментально измеряемых значений A_p, N, $N(\rho, \theta)$ определить параметры k_0, k_1, n пространственного модельного спектра (4).

Автор выражает благодарность Ф.В. Бункину за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tsai B.M., Gardner C.S. Appl. Opt., 21, 3932 (1982).
2. McClain C.R., Chen D.T., Hart W.D. J. Geophys. Res., C87, 9509 (1982).
3. Бункин Ф.В. и др. Докл. АН СССР, 281, 1441 (1985).
4. Longuet–Higgins M.S. Proc. Cambridge Philos. Soc., 54, 439 (1958).
5. Longuet–Higgins M.S. Philos. Trans. Roy. Soc. London, ser. A, 249, 321 (1957).
6. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л., Гидрометеоиздат, 1980.

Поступила в редакцию 27 января 1986 г.