

Р. Д. МУХАМЕДЯРОВ, Н. С. ХОЛОВОДА, Е. М. ШАРФ  
(Свердловск)

## ОЦЕНКА МОДЕЛЕЙ СЛУЧАЙНОГО ПОЛЯ — НОСИТЕЛЯ ИНФОРМАЦИИ

В ряде прикладных задач [1—5] возникает необходимость в пространственно-временном описании случайных полей. В частности, при измерении скорости проката его поверхность представляется случайно распределенным яркостным полем. Необходимо провести оценку некоторых параметров такого поля в электронном канале оптико-электронной системы (ОЭС).

Реальные поля яркостей  $b(x, y, t)$ , скорости движения которых необходимо зафиксировать, являются случайными функциями как во времени  $t$ , так и в пространстве координат  $x, y$ . Для естественных случайных полей первостепенное значение имеет распределение интенсивности излучения, а такие параметры поля, как амплитуда, фаза и др., обычно заранее неизвестны и внимания не привлекают. Изменение интенсивности излучения в классе рассматриваемых задач происходит настолько медленно по сравнению с временем обработки сигнала в электронном канале ОЭС, что практически его можно не учитывать. Поэтому считаем, что все временные изменения в поле яркостей связаны с переносом пространственного распределения интенсивности излучения со скоростью  $v$ .

При анализе ограничимся лишь корреляционной теорией случайных полей яркостей и будем рассматривать только первый момент  $\overline{b(\rho, t)}$  — среднюю яркость — и второй момент  $K(r, t)$  — пространственно-временную корреляционную функцию. Здесь  $|\rho| = (x^2 + y^2)^{1/2}$ ; « $\overline{\quad}$ » — знак усреднения;

$$K(r, t) = \overline{b(\rho+r, t+\tau) b(\rho, t)}, \quad (1)$$

если принять среднее значение  $\overline{b(\rho, t)}$  равным нулю.

Рассмотрим ОЭС, состоящую из последовательно включенных оптической фокусирующей системы, раstra с фотоприемником (анализатора), усилителя первой гармоники анализируемого сигнала и последующего электронного тракта, представляющего собой преобразователь частоты в напряжение. ОЭС анализирует движущееся со скоростью  $v$  яркостное поле, которое можно представить двумя моделями:

а) изотропной с корреляционной функцией вида

$$K(r) = \sigma_c^2 \exp \left[ - \left| \frac{r}{r_c} \right| \right]; \quad (2)$$

б) локально-изотропной со структурной функцией вида

$$C(r) = 2\sigma_c^2 \left| \frac{r}{r_c} \right|. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3)  $\sigma_c^2$  — дисперсия яркостного поля;  $r_c$  — эффективный радиус корреляции (средний размер) яркостных образований случайного поля.

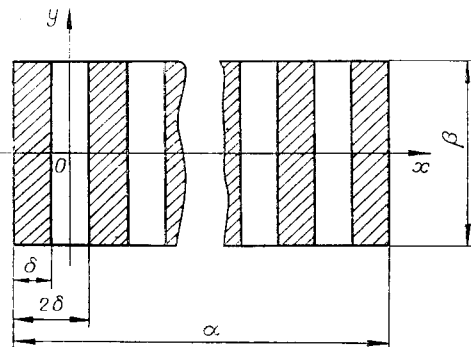


Рис. 1.

Поле анализатора  $\alpha \times \beta$  состоит из одинаковых щелей  $\delta \times \beta$ , расположенных с периодом, равным удвоенной ширине одиночной щели  $2\delta$  (рис. 1).

Определим границы области применения двух моделей случайного поля — изотропного и локально-изотропного, заданных соотношениями (2) и (3).

Представим случайную функцию неравномерностей яркостного поля на выходе фотоприемника ОЭС в виде

$$J_{\Sigma}(t) = \sum_{(-n-1)/2}^{(-n+1)/2} J_{\xi}\left(t - 2n \frac{\delta}{v}\right), \quad (4)$$

где  $J_{\xi}(t)$  — случайный процесс для прохождения одной щелью случайного поля со спектральной плотностью, определяемой выражением

$$G(\omega) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_c(\omega_x, \omega_y) |K_0(\omega_x, \omega_y)|^2 |K_a(\omega_x, \omega_y)|^2 \times \\ \times |K_{дв}(\omega_x v, \omega)|^2 d\omega_x d\omega_y. \quad (5)$$

Здесь  $K_0(\omega_x, \omega_y)$ ,  $K_a(\omega_x, \omega_y)$ ,  $K_{дв}(\omega_x v, \omega)$  — пространственно-частотные характеристики оптики, анализатора одной щели и функции движения анализируемого случайного поля соответственно, определяемые аналогично приведенным в работе [6];  $G_c(\omega_x, \omega_y)$  — спектральная плотность случайного поля, представленного моделями (2) и (3).

Суммарную спектральную плотность сигнала при последовательном прохождении через  $n$  щелей поля зрения можно записать в виде

$$G_{\Sigma}(\omega) = G_{м.ли}(\omega) |K_n(\omega \delta / v)|^2, \quad (6)$$

где

$$G_{и}(\omega) = \sigma_c^2 \alpha_c H_0^2 \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{4v} \exp\left\{-\frac{\omega^2 r_0^2}{2v^2}\right\} \frac{\sin^2 \frac{\delta \omega}{2v}}{\left(\frac{\delta \omega}{2v}\right)^2} \left\{ \exp\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2}\right) \times \right. \\ \left. \times \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8} \right\} \left[ K_1\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) - K_0\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \right] \quad (7)$$

— спектральная плотность случайного процесса для изотропной модели;

$$G_{ли}(\omega) = \sigma_c^2 \alpha_c H_0^2 \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{4v} \exp\left\{-\frac{\omega^2 r_0^2}{2v^2}\right\} \frac{\sin^2 \frac{\delta \omega}{2v}}{\left(\frac{\delta \omega}{2v}\right)^2} \times \\ \times \left\{ \exp\left(\frac{\omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \left[ K_1\left(\frac{\omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) - K_0\left(\frac{\omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \right] \right\} \quad (8)$$

— спектральная плотность случайного процесса для локально-изотропной модели;  $H_0 = S_0 \eta_0 \delta \beta \gamma$  ( $S_0$  — площадь входного зрачка оптики;  $\eta_0$  — коэффициент пропускания оптики;  $\gamma$  — интегральная токовая (вольтовая) чувствительность фотоприемника);  $r_0$  — эффективный радиус пятна рассеяния оптики;  $\alpha_c = 1/r_c$ ;  $K_1(z)$  и  $K_0(z)$  — функции Макдональда первого и нулевого порядка соответственно;

$$\left| K_n\left(\omega \frac{\delta}{v}\right) \right| = \left| \frac{\sin n\omega \frac{\delta}{v}}{\sin \omega \frac{\delta}{v}} \right|$$

— оператор сдвига и суммирования, характеризующий периодичность щелей анализатора.

Воспользовавшись приближенным равенством

$$\exp\left\{\frac{\omega^2 r_0^2}{4v^2}\right\} \frac{\sin \frac{\delta\omega}{2v}}{\frac{\delta\omega}{2v}} \approx \frac{\pi^2 \sin \omega \frac{\delta}{v}}{\omega \frac{\delta}{v} \left(\pi^2 - \omega^2 \frac{\delta^2}{v^2}\right)},$$

которое выполняется с точностью не хуже 3% при  $r_0 = \delta/\pi$ , и равенством

$$\left| \frac{\pi^2 \sin \omega \frac{\delta}{v}}{\omega \frac{\delta}{v} \left(\pi^2 - \omega^2 \frac{\delta^2}{v^2}\right)} \frac{\sin n\omega \frac{\delta}{v}}{\sin \omega \frac{\delta}{v}} \right|^2 = \pi^2 \left[ \frac{\sin n\omega \frac{\delta}{v}}{n\omega \frac{\delta}{v}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \frac{\sin n\left(\omega \frac{\delta}{v} - \pi\right)}{n\left(\omega \frac{\delta}{v} - \pi\right)} + \frac{1}{2} \frac{\sin n\left(\omega \frac{\delta}{v} + \pi\right)}{n\left(\omega \frac{\delta}{v} + \pi\right)} \right]^2 = \left| K_{1n}\left(\omega \frac{\delta}{v}\right) \right|^2,$$

выражение (6) можно представить в виде:

а) для изотропной модели

$$G_{и\Sigma}(\omega) = \sigma_c^2 \alpha_c H_0^2 \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{4v} \left\{ \exp\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[ K_1\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) - K_0\left(\frac{\omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \right] \right\} \left| K_{1n}\left(\omega \frac{\delta}{v}\right) \right|^2; \quad (9)$$

б) для локально-изотропной модели

$$G_{ли\Gamma}(\omega) = \sigma_c^2 \alpha_c H_0^2 \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{4v} \left\{ \exp\left(\frac{\omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \times \right. \\ \left. \times \left[ K_1\left(\frac{\omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) - K_0\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \right] \right\} \left| K_{1n}\left(\omega \frac{\delta}{v}\right) \right|^2. \quad (10)$$

Отношение сигнал-шум на выходе фильтра первой гармоники сигнала, настроенного на частоту  $\omega_0 = (\pi v)/\delta$ , определяются выражениями:

а) для изотропной модели

$$q_{и}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} G_{и\Gamma}(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} G_0(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}; \quad (11)$$

б) для локально-изотропной модели

$$q_{ли}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} G_{ли\Gamma}(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} G_0(\omega) |K(j\omega)|^2 d\omega}, \quad (12)$$

где  $K(j\omega) = \exp[-(\pi/2)(\omega - \omega_0)/\Delta\omega^2 - jt_0(\omega - \omega_0)]$  — передаточная характеристика усилителя первой гармоники [7]. Здесь  $G_0(\omega) = (B_c n H_0 + J_T) 2ek$  — спектральная плотность мощности аддитивной смеси дробовых шумов, определяемых средней яркостью  $(B_c)$  случайного поля, и темновых шумов фотоприемника;  $J_T$  — величина среднего фототока (темновые шумы);  $e$  — заряд электрона;  $k$  — коэффициент избыточного шума.

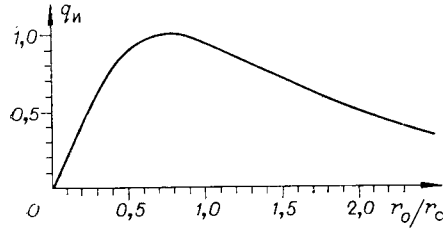


Рис. 2.

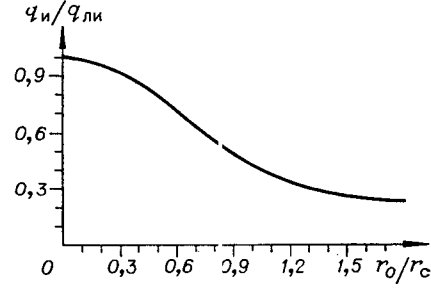


Рис. 3.

Вычислим выражения (11) и (12) с учетом того, что в области частоты  $\omega_0 = (\pi v)/\delta$  функция

$$\exp\left\{\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right\} \left[ K_1\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) - K_0\left(\frac{\alpha_c^2 v^2 + \omega^2}{v^2} \frac{2r_0^2 + 0,5\beta^2}{8}\right) \right]$$

медленно изменяется по сравнению с  $|K_{1n}(\omega\delta/v)|^2$  при  $n \geq 10$ :

а) для изотропной модели

$$q_n = q_0 \frac{r_0}{r_c} \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \exp\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right] \left\{ K_1\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right] - K_0\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right] \right\} \left\{ \Phi\left(\sqrt{\frac{1}{\pi}} n \alpha_x\right) - \frac{1}{\sqrt{\pi} n \alpha_x} \left[1 - \exp\left(-\frac{n^2 \alpha_x^2}{\pi}\right)\right] \right\} \frac{1}{\left(1 + \frac{J_T}{B_c n H_0}\right)}, \quad (13)$$

где

$$d = 2r_0; \quad q_0 = \sigma_{\text{ВЫХ}}^2 / \sigma_{\text{Ш}}^2; \quad \sigma_{\text{ВЫХ}}^2 = \sigma_c^2 H_0^2; \quad \sigma_{\text{Ш}}^2 = 2eB_c H_c \Delta \omega; \quad n \alpha_x = n \Delta \omega \delta / v;$$

б) для локально-изотропной модели

$$q_{\text{ЛИ}} = q_0 \frac{r_0}{r_c} \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \exp\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right] \left\{ K_1\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right] - K_0\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right] \right\} \left\{ \Phi\left(\sqrt{\frac{1}{\pi}} n \alpha_x\right) - \frac{1}{\sqrt{\pi} n \alpha_x} \left[1 - \exp\left(-\frac{n^2 \alpha_x^2}{\pi}\right)\right] \right\} \frac{1}{\left(1 + \frac{J_T}{B_c n H_0}\right)}. \quad (14)$$

График функции (13) представлен на рис. 2 при  $B_c n H_0 \gg I_T$ . Отношение функций (13) и (14)

$$\frac{q_n}{q_{\text{ЛИ}}}\left(\frac{r_0}{r_c}\right) = \frac{K_1\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right] - K_0\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_0^2}{r_c^2}\right)\right]}{K_1\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4}\right] - K_0\left[\left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right) \frac{1}{4}\right]} \times \\ \times \exp\left[\frac{1}{4} \frac{r_0^2}{r_c^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{d^2}\right)\right] \quad (15)$$

при  $\beta/d = \pi$  графически представлено на рис. 3.

## ВЫВОДЫ

1. Для получения необходимого отношения сигнал-шум на выходе рассматриваемого класса ОЭС разрешающая способность оптической системы должна выбираться соизмеримой со средним размером случайных образований анализируемого случайного поля. Повышение разрешающей способности оптики, так же как и ее дефицит, ведет к уменьшению отношения сигнал-шум. Кроме того, ОЭС более критична к улучшению разрешающей способности оптической схемы (см. рис.2).
2. При выборе модели поля необходимо учитывать, что если размер фоновых образований соизмерим с разрешающей способностью оптической системы, то представление поля локально-изотропной моделью соответствует значительно большему отношению сигнал-шум на выходе ОЭС (см. рис. 3).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Левшин В. Л. Характеристики пространственной фильтрации некоторых видов оптико-электронных сканирующих устройств пеленгации.— «Техническая кибернетика», 1967, № 3, с. 144—156.
2. Агоуап. The technique of the spatial filtering.— «Proc. IRE», 1959, vol. 47, № 9, p. 1561—1568.
3. Шестов Н. С. Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех. М., «Сов. радио», 1967.
4. Малкевич М. С., Малков И. П., Пахомова Л. А., Розенберг Г. В., Фарапонова Т. П. Определение статистических характеристик радиационных полей над облаками.— «Космические исследования», 1964, т. 2, вып. 2, с. 257—265.
5. Ator J. T. Image velocity sensing with parallel-slit reticles.— «JOSA», 1963, vol. 53, № 12, p. 1416—1422.
6. Мухамедьяров Р. Д., Комаров Г. А. О двух моделях представления яркостных случайных полей.— «Радиотехника и электроника», 1973, т. XVIII, № 5, с. 1068—1072.
7. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. М., «Сов. радио», 1966.

*Поступила в редакцию 12 июня 1974 г.*

УДК 62-506.9

**А. П. ДОРОШЕНКО, А. С. ЧЕРЕПАХА**  
(Харьков)

## ОСОБЕННОСТИ КОРРЕЛЯЦИОННОГО АНАЛИЗА СИГНАЛОГРАММ, ЗАПИСАННЫХ МЕТОДОМ ШИРОКОЙ ТРАССЫ

Проблема надежной классификации одномерных сигналов актуальна при решении ряда современных технических задач (обработка акустических сигналов и радиосигналов, распознавание речи, диагностика сигналов медицинских приборов и др.).

Широкое распространение в задачах классификации получил корреляционный критерий сравнения, при котором сигналы классифицируются по оценкам наилучшего в каком-либо смысле приближения входного сигнала к одному из эталонных. Последнее время получают все большее распространение методы пространственной согласованной фильтра-