

Оценка габаритных угловых размеров объектов в условиях регистрации поля излучения малой интенсивности

Е.В.Бурый, А.А.Косыгин

В результате моделирования оценок отсчетов корреляционной функции (КФ) поля рассеянного лазерного излучения малой интенсивности показано, что регистрация отсчетов интенсивности в различных точках пространства и последующее определение параметров КФ рассеянного излучения позволяют с высокой точностью оценивать угловые размеры лоцируемых объектов в условиях, когда среднее число регистрируемых в пределах интервала наблюдения фотоотсчетов не превышает 0.1–1.0. При этом импульсная лазерная локационная система может обеспечить распознавание объектов на расстоянии нескольких тысяч километров.

Ключевые слова: излучение, сверхмалая интенсивность, фотоэлектронны, корреляционная функция, объект, угловой размер, распознавание.

1. Введение

В работах [1, 2] показано, что регистрация отсчетов интенсивности в различных точках пространства и последующее вычисление параметров корреляционной функции (КФ) излучения позволяют с высокой точностью оценивать угловые размеры лоцируемых объектов. Эти результаты получены для случая, когда интенсивность регистрируемого излучения велика и временные реализации фототока на выходе отдельных фотодетекторов можно определить без учета квантового характера регистрации излучения. При импульсной лазерной локации удаленных объектов интенсивность поля рассеянного излучения в окрестности наблюдения оказывается малой и квантовые эффекты регистрации излучения становятся выраженными, что в итоге приводит к росту дисперсии рассчитываемых оценок параметров КФ.

Экспериментальные исследования событий регистрации излучения с малой интенсивностью в различных областях пространства весьма дорогостоящи, поэтому для оценки погрешностей измерений угловых размеров удаленных лоцируемых объектов целесообразно использовать результаты моделирования реализаций фототоков отдельных фотодетекторов. Анализ полученных оценок позволяет рассчитать максимальную дальность действия лазерной локационной системы (ЛЛС), при которой обеспечивается уверенное распознавание объектов по совокупности их угловых размеров одним из известных методов – например, изложенным в [3].

2. Моделирование КФ регистрируемых отсчетов поля рассеянного излучения малой интенсивности

Как и в [1], примем, что рассеянное объектом поле излучения малой интенсивности регистрируется линейкой

Е.В.Бурый, А.А.Косыгин. НИИ радиоэлектроники и лазерной техники Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, Россия, 107005 Москва, ул. 2-я Бауманская, 5; e-mail: buryi@bmstu.ru; www.llis.bmstu.ru

Поступила в редакцию 25 июня 2007 г.

L фотодетекторов – фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), расположенных с интервалом Δx вдоль оси $O_B X_B$ системы координат наблюдения $X_B O_B Y_B$, положение которой определено в системе координат $X_A O_A Y_A$, связанной с передатчиком ЛЛС (рис.1). Будем считать, что каждое ФЭУ снабжено приемной оптической системой с площадью апертуры S_B .

Основываясь на результатах работы [4], в которой изложены принципы моделирования сигналов на выходе ФЭУ при регистрации излучения малой интенсивности, определим фототок на выходе j -го ФЭУ ($j = 1, \dots, L$), входящего в состав регистрирующей линейки:

$$i_j(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi_j(\tau) h_j(t - t_{j,d} - \tau) d\tau, \quad (1)$$

где $\xi_j = \sum_{n=1}^{N_j} \chi_{j,n} \delta(t - t_{j,n})$ – модельная реализация случайного потока первичных фотоэлектронов, формирующихся в моменты времени $t_{j,n}$, в которой учтены амплитуды одноэлектронных импульсов (ОИ) на выходе этого

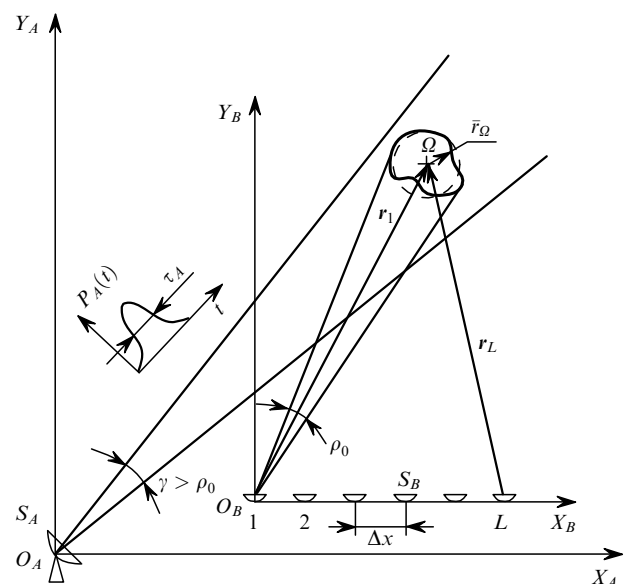


Рис.1. Схема импульсной локации объекта при регистрации КФ поля рассеянного излучения.

ФЭУ, являющиеся случайными величинами вследствие флуктуаций коэффициента умножения ФЭУ; N_j – число событий формирования первичных фотоэлектронов в пределах интервала наблюдения T_v ; $h_j(t - t_{j,d})$ – функция импульсного отклика диодной системы и выходной цепи j -го ФЭУ на единичное событие – формирование первичного фотоэлектрона; $t_{j,d}$ – временной интервал между моментом времени t формирования первичного фотоэлектрона и моментом времени, соответствующим максимуму ОИ. Можно предположить, что для однотипных ФЭУ плотности распределений амплитуд ОИ равны ($p_j(\chi) \simeq p(\chi)$) и, кроме того, $h_j(t) \simeq h(t)$, $t_{j,d} \simeq t_d$.

Если среднее число событий формирования первичных фотоэлектронов в пределах интервала наблюдения T_v постоянно, то процесс их формирования можно считать пуассоновским. Тогда для j -го ФЭУ интервал времени $\Delta\tau_j$ между двумя последовательными событиями такого процесса имеет показательное распределение с параметром μ_j , который зависит от интенсивности излучения I_j в окрестности приемной оптической системы этого ФЭУ: $\mu_j = \eta I_j S_B / (hv)$, где hv – энергия кванта, η – квантовая эффективность фотокатода ФЭУ.

Тогда, основываясь на (1), получаем

$$i_j(t) = \sum_{n=1}^{N_j} \chi_n h(t - t_d - \tau_{j,n}), \quad (2)$$

где $\tau_{j,n} = \sum_{k=1}^n \Delta\tau_{j,k}$ – временное положение n -го ОИ, а N_j таково, что $\sum_{k=1}^{N_j} \Delta\tau_{j,k} < T_v < \sum_{k=1}^{N_j+1} \Delta\tau_{j,k}$.

Таким образом, при $\tau_e < T_v$, где τ_e – длительность ОИ, величина $i_j(t)$ в пределах интервала наблюдения T_v может существенно изменяться. В случае локации плоского объекта при выполнении условия $\tau_e < \tau_A$, где τ_A – длительность зондирующего импульса лазерного излучения, величину T_v целесообразно выбрать равной τ_A , а отсчеты КФ 4-го порядка в точке пространства с координатами $(k\Delta x, 0)$ при $k = 0, \dots, k_{\max}$, $k_{\max} < L - N$ нужно рассчитывать следующим образом:

$$\hat{G}^{(2,2)}(k\Delta x, 0; \tau) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{i}_j \bar{i}_{j+k}, \quad (3)$$

где N – размер коррелируемой выборки отсчетов фотоэлектронов ФЭУ, причем

$$\bar{i}_j = \frac{1}{T_v} \int_0^{T_v} i_j(t) dt \quad (4)$$

и не зависит от t_d .

Для определения интенсивности излучения I в окрестности приемной оптической системы каждого ФЭУ целесообразно использовать квадратурный метод моделирования, поскольку определение $\hat{G}^{(2,2)}(k\Delta x, 0; \tau)$ по формуле (3) подразумевает выполнение условия $S_B \ll S_{\text{coh}}$, где S_{coh} – площадь когерентности регистрируемого излучения с длиной волны λ . Разбиение интервала наблюдения T_v в (4) на N_v равных подынтервалов, в пределах каждого из которых величину $i_j(t)$ можно считать постоянной, позволяет перейти к нахождению \bar{i}_j как среднеарифметической величины последовательности интервальных оценок (2) вида $\langle i_j(t) \rangle_t^{t+T_v/N_v}$.

Таким образом, для построения оценок отсчетов КФ 4-го порядка поля рассеянного излучения малой интенсивности необходимо:

1. Выполнить моделирование реализации отсчетов интенсивностей I_j ($j = 1, \dots, L$).

2. Выполнить моделирование моментов времени формирования ОИ для каждого ФЭУ и рассчитать соответствующие им реализации фототоков $i_j(t)$ с учетом известной плотности распределения амплитуды ОИ.

3. Определив средние на интервале наблюдения T_v значения \bar{i}_j для каждого ФЭУ, рассчитать КФ поля рассеянного излучения $\hat{G}^{(2,2)}(m\Delta x, 0; \tau)$.

Используя результаты работ [1, 2], найдем изменение погрешности оценки углового размера $\hat{\rho}_0 = 1.22\lambda / (k_0\Delta x)$ лоцируемого осесимметричного объекта – плоского диффузно рассеивающего диска – в случае регистрации рассеянного им поля излучения малой интенсивности. Для этого выберем такие же, как и в [1], условия наблюдения объекта, когда положение первого минимума КФ соответствует $k_0 = 20$ и $k_{\max} = 50$, а $L = 900$, $N = 700$. Будем считать, что интенсивность регистрируемого излучения такова, что среднее число \bar{n} фотоэлектронов, эмиттированных с поверхности фотокатода ФЭУ в пределах интервала T_v , не превышает 100, поскольку при больших \bar{n} распределение $P(\bar{n}, T_v)$ хорошо аппроксимируется распределением Гаусса [5].

Плотность распределения амплитуд ОИ $\rho(\chi)$, необходимая для адекватного моделирования $i_j(t)$, была получена экспериментально путем регистрации 10^4 реализаций ОИ на выходе скоростного ($\tau_e = 0.78 \times 10^{-9}$ с) ФЭУ R7000U (Hamamatsu) в условиях воздействия на его фотокатод излучения малой интенсивности, формируемого импульсным источником света (рис. 2).

Будем считать $T_v = 10^{-8}$ с, что соответствует большинству реальных локационных ситуаций. Тогда, определив полосу сигнала $i_j(t)$ при известной величине τ_e , выберем $N_v = 1000$, основываясь на теореме Котельникова. При расчете КФ можно положить $\tau = 0$, поскольку принятые условия наблюдения таковы, что $|r_1 - r_L| \ll c\tau_A$ (см. рис.1).

Результаты численного моделирования реализаций \bar{i}_j ($j = 1, \dots, L$) при различных \bar{n} и соответствующие этим реализациям КФ 4-го порядка представлены на рис.3. При малых \bar{n} КФ характеризуется наличием пика в окрестности $k = 0$, что обусловлено декорреляцией отсчетов \bar{i}_j . В силу этого обстоятельства в тех случаях, когда фототоки представляют собой сильно разреженные потоки отдельных ОИ, корреляцию средних интенсивностей установить не удастся. С ростом величины \bar{n} статистические характеристики \bar{i}_j в большей степени отражают статистические характеристики регистрируемого поля излучения. Поэтому, несмотря на то что при $\bar{n} = 10$ в окрестности $k = 0$ по-прежнему наблюдается пик корре-

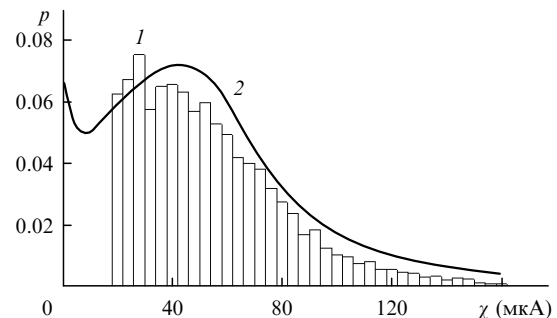


Рис.2. Экспериментально полученная гистограмма амплитуд ОИ на выходе скоростного ФЭУ R7000U (Hamamatsu) (1) и типичное [5] амплитудное распределение выходных импульсов ФЭУ (2).

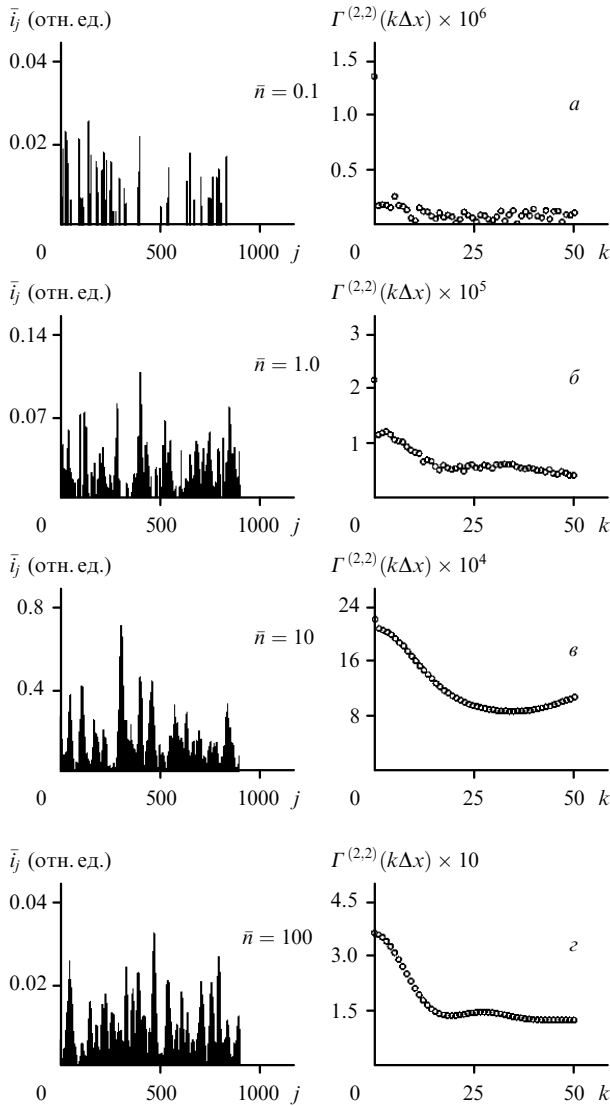


Рис.3. Результаты численного моделирования реализаций отсчетов \bar{i}_j на выходах ФЭУ и соответствующие им КФ $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(k\Delta x, 0; \tau)$ при разных \bar{n} .

ляционной функции (рис.3,в), ее вид в целом соответствует расчетной КФ.

Погрешности оценок угловых размеров лоцируемого объекта, получаемых при различных \bar{n} , следует определять по модельным гистограммам найденных оценок k_0 (рис.4). Установлено, что при объеме выборки оценок k_0 , превышающем 900, отклонения отсчетов главного лепестка гистограммы от истинного значения составляют менее 0.5%. При $\bar{n} = 100$ модельная гистограмма хорошо согласуется с гистограммой, построенной на основании экспериментальных данных [1] (рис.4,е), что подтверждает адекватность примененной модели.

Состоятельную оценку k_0 удается получить, если $\bar{n} \geq 0.4$. Дальнейшее увеличение \bar{n} приводит к уменьшению локального максимума гистограммы $W(k_0)$ в области малых значений k_0 и, как следствие, к уменьшению вероятности грубых промахов при определении k_0 (рис.4). При больших значениях \bar{n} квантовые эффекты регистрации излучения выражены слабо и не оказывают существенного влияния на погрешность получаемых оценок k_0 (рис.5).

Следует отметить, что на погрешность оценки k_0 практически не влияют темновой ток ФЭУ и фоновое излу-

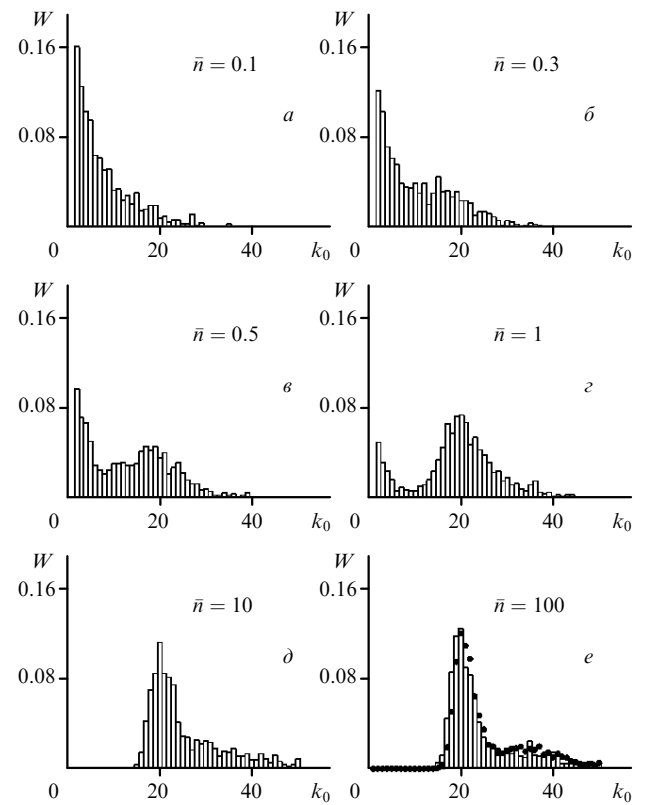


Рис.4. Модельные гистограммы оценок положений первого локального минимума КФ 4-го порядка, полученные при разных \bar{n} . Точками отмечены результаты, экспериментально полученные в [1].

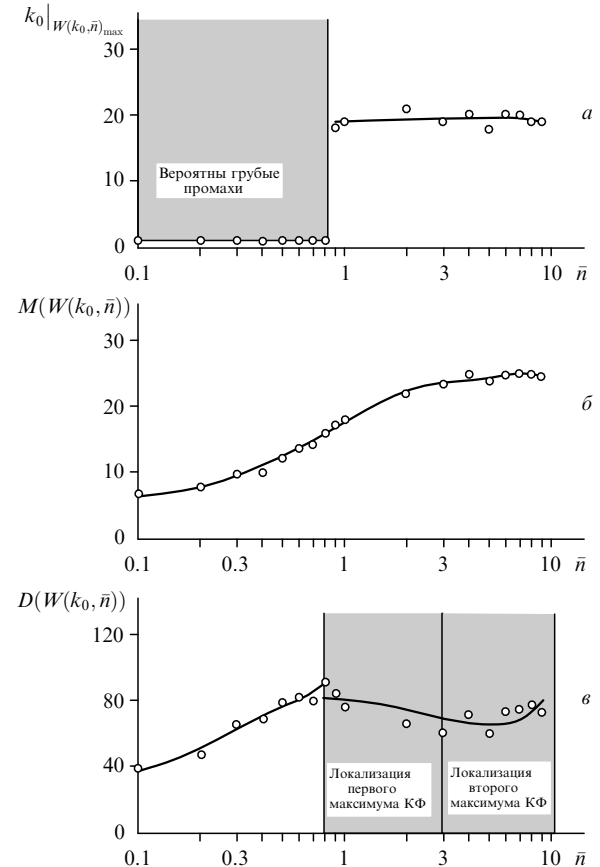


Рис.5. Зависимости положения максимума модельной гистограммы оценок k_0 (а), математического ожидания (б) и дисперсии (в) этих оценок от величины \bar{n} .

чение – как правило, среднее число шумовых фотоэлектронов $\bar{n}_{\text{noise}} \approx 10^{-2}$ [4].

3. Возможности уменьшения погрешности оценок габаритных угловых размеров удаленных лоцируемых объектов

Погрешности оценок габаритных угловых размеров удаленных лоцируемых объектов при малых \bar{n} оказываются значительными, что препятствует уверенному распознаванию этих объектов. Существенное отличие распределения $W(k)$ от «классических» распределений не позволяет использовать известные методы прогнозирования уменьшения погрешности оценки k_0 при использовании различных процедур статистической обработки результатов измерений. Поэтому для выбора квазиоптимальной процедуры обработки результатов нескольких независимых измерений необходимо определить характеристики получаемых обобщающих оценок \hat{k}_0 .

Анализ свойств оценок k_0 показал, что \hat{k}_0 могут быть построены следующим образом:

1. Усреднением K независимых оценок k_0 : $\hat{k}_0 = \sum_{i=1}^K k_{0i} / K$.

2. Усреднением K независимых реализаций КФ с последующим определением положения первого нуля полученной функции

$$\Gamma_K^{(2,2)}(k\Delta x) = \sum_{i=1}^K \Gamma_i^{(2,2)}(k\Delta x) / K. \quad (5)$$

3. Путем формирования оценки \hat{k}_0 как наиболее вероятного значения по числу K независимых оценок k_0 .

Установлено, что применение первого метода приводит к выраженному смещению \hat{k}_0 , обусловленному несимметричностью функции $W(k_0)$.

Применение второго метода приводит к уменьшению погрешности искомой оценки для любых \bar{n} (рис.6). Заметим, что этот метод позволяет получать несмещенную оценку \hat{k}_0 и при сверхмалой интенсивности регистрируе-

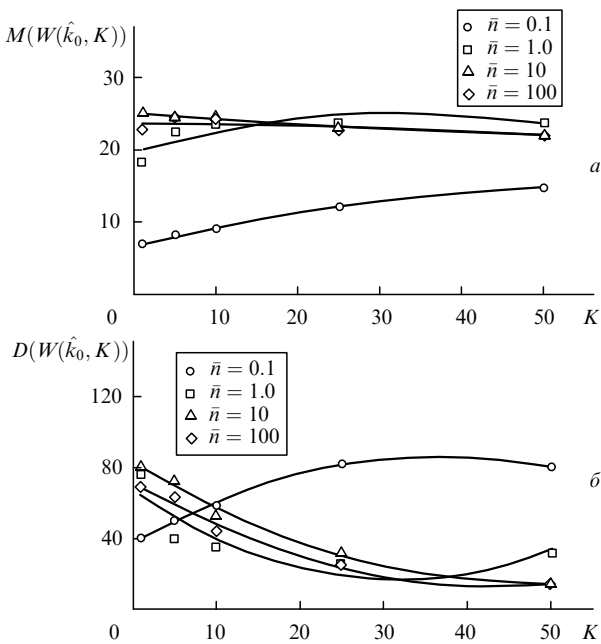


Рис.6. Зависимости математического ожидания (а) и дисперсии (б) оценок \hat{k}_0 , получаемых при анализе усредненных реализаций КФ, от числа циклов локации K при разных \bar{n} .

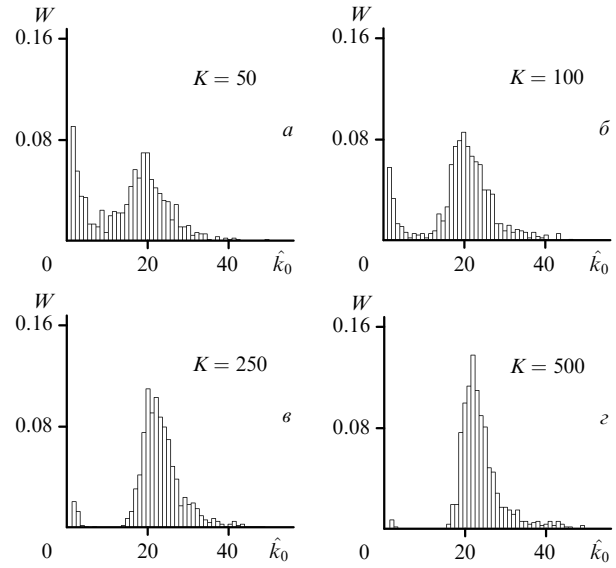


Рис.7. Гистограммы оценок \hat{k}_0 , полученные при усреднении K реализаций КФ поля излучения сверхмалой интенсивности ($\bar{n} = 0.1$).

мого излучения (при $\bar{n} \leq 0.1$), используя результаты большого числа циклов локации. Так, для $\bar{n} = 0.1$ необходимо обеспечить $K > 100$ (рис.7).

Формирование \hat{k}_0 как оценки вида

$$\hat{k}_0 = \frac{\sum_{i=p-m}^{p+m} k_i \hat{W}(k_i, M)}{\sum_{i=p-m}^{p+m} \hat{W}(k_i, M)}, \quad (6)$$

где p – номер отсчета наиболее вероятного значения k_0 в серии из M измерений, а $\hat{W}(k_i, M)$ – оценка плотности вероятности этих отсчетов, позволяет существенно уменьшить погрешность оценки углового размера лоцируемого объекта. В [2] показано, что при $m = 1$ оценка искомого параметра является несмещенной. Гистограммы

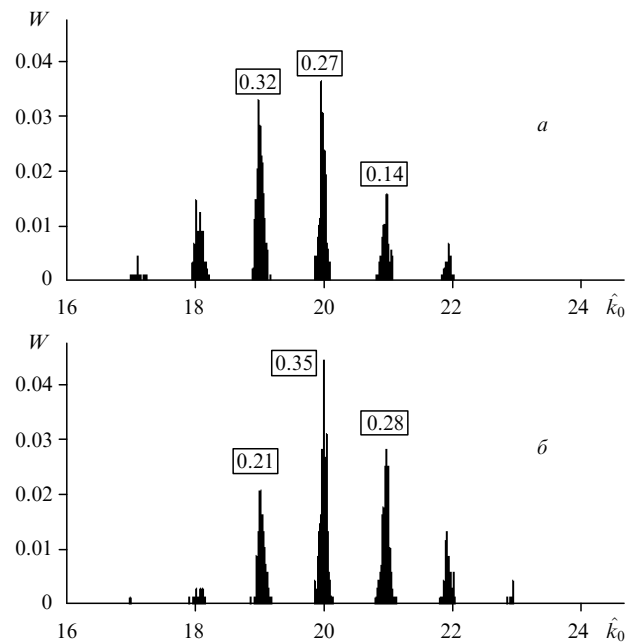


Рис.8. Гистограммы оценок \hat{k}_0 вида (6) и вероятности их получения (приведены на рисунке) при $\bar{n} = 1$, $M = 900$, $K = 1$ (а) и $\bar{n} = 0.1$, $M = 900$, $K = 100$ (б).

таких оценок при малых \bar{n} представлены на рис.8. Видно, что в этом случае целесообразно осуществлять проверку истинности получаемой оценки в пределах интервала $[p - m, p + m]$ с использованием принципов мажоритарной логики.

Применение рассматриваемого метода при сверхмалой интенсивности регистрируемого излучения оказывается невозможным из-за сильно выраженной несимметричности функции $W(k_0)$. Однако если в (6) использовать оценки, полученные при усреднении КФ (5), то состоятельная оценка \hat{k}_0 может быть найдена и при $\bar{n} \ll 1$ (рис.8,б).

Полученные результаты позволяют оценить максимальное расстояние R_{\max} до диффузно рассеивающего объекта, на котором возможно его распознавание. Так, для объекта со средним радиусом $\bar{r}_\Omega = 1$ м, облучаемого импульсами лазерного излучения с энергией 1 Дж, $\tau_A = 10^{-8}$ с и $\gamma = 10''$, при регистрации рассеянного излучения линейкой из $L = 900$ ФЭУ, каждый из которых характеризуется квантовой эффективностью $\eta = 0.1$ и снабжен приемной оптической системой диаметром 0.1 м, имеем $\bar{n} \approx 2 \times 10^{24} R^{-4}$. Считая, что погрешность оценки $\Delta \bar{r}_\Omega$ не превышает $\pm 0.2 \bar{r}_\Omega$, для построения \hat{k}_0 используется метод (5) и условия локации определяют ограничение $K < 2000$, получаем минимально необходимую величину $n = 0.1$ при $K = 1500$ и, следовательно, $R_{\max} \approx 2000$ км.

4. Заключение

Показано, что состоятельная оценка углового размера лоцируемого объекта может быть получена в одном цикле локации при $\bar{n} > 0.5$. Совместная обработка таких независимых оценок, полученных в нескольких циклах локации, позволяет получать несмещенные оценки искомого параметра с приемлемой погрешностью и при сверхмалой интенсивности регистрируемого излучения, когда $\bar{n} < 0.1$. Определение углового размера лоцируемого объекта как наиболее вероятного в серии полученных оценок позволяет существенно уменьшить погрешность конечного результата.

Таким образом, в условиях малой и сверхмалой интенсивности регистрируемого излучения реализуемы высокоточные измерения угловых размеров лоцируемых объектов и их распознавание.

1. Бурый Е.В., Митрофанов А.Л. *Квантовая электроника*, **23**, 460 (1996).
2. Бурый Е.В., Митрофанов А.Л. *Квантовая электроника*, **24**, 82 (1997).
3. Бурый Е.В., Косыгин А.А. *Квантовая электроника*, **34**, 979 (2004).
4. Бурый Е.В., Смирнова Ю.Л. *Квантовая электроника*, **34**, 1147 (2004).
5. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970, с. 856).