

# Оценка габаритных угловых размеров объектов и реконструкция их контуров по параметрам корреляционной функции излучения 4-го порядка

Е.В.Бурый, А.А.Косыгин

*Показано, что при недостаточном разрешении оптических средств наблюдения можно оценить габаритные угловые размеры лоцируемого объекта и реконструировать его контур, используя оценки параметров корреляционной функции (КФ) 4-го порядка поля рассеянного когерентного излучения. Экспериментально подтверждены состоятельность оценок отсчетов КФ, получаемых методом дискретной пространственной свертки отсчетов поля интенсивностей, возможность получения оценок отсчетов сечений КФ методом одномерной свертки отсчетов интенсивностей и реализуемость предложенного метода реконструкции контура объекта.*

**Ключевые слова:** корреляция интенсивностей, реконструкция объектов, оптическая локация.

## 1. Введение

В ряде задач оптической локации требуется получать информацию о поперечных размерах и форме контура лоцируемого объекта в том случае, когда угловое разрешение приемной оптической системы недостаточно для формирования его изображения. Известно, что параметры корреляционной функции (КФ) регистрируемого излучения связаны с пространственным распределением интенсивности когерентного излучения, рассеянного поверхностью  $\Omega$  объекта. Поэтому, анализируя параметры КФ, можно оценить угловой размер осесимметричного объекта [1]. В [2, 3] показано, что отсчеты КФ 4-го порядка  $\hat{I}^{(2,2)}(\delta\mathbf{r}, \tau)$  могут быть получены методом пространственной свертки поля интенсивностей:

$$\hat{I}_S^{(2,2)}(\delta\mathbf{r}, \tau) = \frac{1}{S} \int_S I(\mathbf{r}, t) I(\mathbf{r} + \delta\mathbf{r}, t + \tau) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где  $S$  – выбранная область наблюдения в плоскости, которая параллельна поверхности плоского объекта и находится на расстоянии  $R$  от него;  $(\mathbf{r}, \delta\mathbf{r}) \in S$ ;  $t$  – текущее время;  $\tau = \delta r/c$ ;  $c$  – скорость света в среде. По сравнению с классическим методом корреляции интенсивностей Хенбери Брауна и Твисса [4] этот метод малочувствителен к нестационарности поля и позволяет получать состоятельные оценки  $\hat{I}^{(2,2)}(\delta\mathbf{r}, \tau)$  при малом числе циклов локации объекта. Хотя строгого математического доказательства применимости (1) в случае локации объекта с произвольной формой поверхности до настоящего времени не получено, в результате численного моделирования установлено, что по найденным в соответствии с (1) координатам первого локального минимума  $\hat{I}^{(2,2)}(\delta\mathbf{r}, \tau)$

можно определить габаритные угловые размеры объекта и затем реконструировать его контур.

## 2. Оценка параметров КФ 4-го порядка излучения, рассеянного плоским объектом произвольной формы

Рассмотрим плоский объект, определенный в прямоугольной системе координат (СК)  $(\Xi, H)$ . Введем левую декартову СК наблюдения  $(X, Y, Z)$ , ось  $Z$  которой задает направление вектора наблюдения  $\mathbf{v}$  и перпендикулярна плоскости  $\Xi H$ , находящейся на расстоянии  $R$  от плоскости  $XY$ , а  $\mathbf{n}_X \parallel \mathbf{n}_\Xi$ . Из определения КФ [1] следует, что

$$\Gamma^{(2,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \dot{J}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \dot{J}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2),$$

где  $\dot{J}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  – функция взаимной интенсивности, определенная в точках с координатами  $(x_1, y_1) = \mathbf{r}_1$  и  $(x_2, y_2) = \mathbf{r}_2$  области наблюдения  $S$ , принадлежащей плоскости  $XY$ . В соответствии с теоремой Ван Циттерта – Цернике

$$\dot{J}(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{\zeta \exp(-i\psi)}{(\lambda R)^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda R} (\Delta x \xi + \Delta y \eta) \right] d\xi d\eta, \quad (2)$$

где  $\zeta = \lambda^2/\pi$ ;  $\lambda$  – длина волны излучения;  $\psi = \pi(\lambda R)^{-1} \times [(x_2^2 + y_2^2) - (x_1^2 + y_1^2)]$  – фазовый множитель;  $I(\xi, \eta)$  – интенсивность рассеянного излучения в окрестности объекта;  $\Delta x = x_2 - x_1$ ;  $\Delta y = y_2 - y_1$ . Будем считать, что плоский объект представлен совокупностью  $N_\xi \times N_\eta$  квадратных рассеивателей, соприкасающихся смежными сторонами размером  $a$ , положение центров которых в СК  $(\Xi, H)$  задается координатами  $(\xi_0 + a(k + 0.5), \eta_0 + a(l + 0.5))$ , причем  $1 < k < N_\xi$ ,  $1 < l < N_\eta$ . Интенсивность рассеянного когерентного излучения  $I_{kl}$  в окрестности каждой точки поверхности рассеивателя считается постоянной, а характер рассеяния излучения – диффузным. Тогда

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

Поступила в редакцию 20 апреля 2004 г.

$$I(\xi, \eta) = \sum_{k=1}^{N_\xi} \sum_{l=1}^{N_\eta} I_{kl} \text{rect}[\xi - \xi_0 - a(k + 0.5), \eta - \eta_0 - a(l + 0.5), a], \quad (3)$$

где

$$\text{rect}(\xi, \eta, a) = \begin{cases} 1, & \xi \in [-0.5a, 0.5a], \quad \eta \in [-0.5a, 0.5a], \\ 0, & \xi \notin [-0.5a, 0.5a], \quad \eta \notin [-0.5a, 0.5a]. \end{cases}$$

Учет сферичности фронта световой волны в (2) приводит к выражению

$$\begin{aligned} \hat{J}(x_1, y_1; x_2, y_2) = & \frac{\xi}{(\lambda R)^2} \{ [\cos(\psi) a_J(x_1, y_1; x_2, y_2) \\ & + \sin(\psi) b_J(x_1, y_1; x_2, y_2)] + i [\cos(\psi) b_J(x_1, y_1; x_2, y_2) \\ & - \sin(\psi) a_J(x_1, y_1; x_2, y_2)] \}, \end{aligned}$$

где

$$a_J(x_1, y_1; x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \cos[2\mu(\Delta x \xi + \Delta y \eta)] d\xi d\eta;$$

$$b_J(x_1, y_1; x_2, y_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\xi, \eta) \sin[2\mu(\Delta x \xi + \Delta y \eta)] d\xi d\eta;$$

$\mu = \pi/\lambda R$ . Используя (3) и проводя интегрирование, имеем

$$\begin{aligned} a_J(x_1, y_1; x_2, y_2) = & a^2 \frac{\sin(\mu a \Delta x)}{\mu a \Delta x} \frac{\sin(\mu a \Delta y)}{\mu a \Delta y} \\ & \times \sum_{k=1}^{N_\xi} \sum_{l=1}^{N_\eta} I_{kl} \cos\{\mu a [(2k + 1)\Delta x + (2l + 1)\Delta y]\}. \end{aligned}$$

Аналогично определяется функция  $b_J(x_1, y_1; x_2, y_2)$ . Приняв  $x_2 = 0$  и  $y_2 = 0$ , получим

$$\hat{\Gamma}^{(2,2)}(x, y, 0) = \frac{\xi}{(\lambda R)^2} [a_J^2(x, y; 0, 0) + b_J^2(x, y; 0, 0)]. \quad (4)$$

В результате попарного сравнения аналитически рассчитанных КФ  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(x, y, 0)$  и найденных в соответствии с (4) КФ полей излучений, диффузно рассеянных плоскими объектами с эллиптическими контурами, установлено, что отклонения соответствующих отсчетов  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(x, y, 0)$  от истинных значений  $\Gamma^{(2,2)}(x, y, 0)$  не превышают 1%. Эти результаты получены при  $N_\xi = N_\eta = 300$  и максимальном линейном размере каждого объекта, равном  $1/3$  величины  $aN_\xi$ . Можно предположить, что при указанных соотношениях между  $a$ ,  $N_\xi$  и  $N_\eta$  формула (4) применима для расчета КФ излучения, рассеянного плоским объектом с произвольной формой поверхности. Справедливость этого предположения обосновывается совпадением результатов расчета  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(x, y, 0)$  и оценок отсчетов КФ, полученных методом пространственной свертки [2].

Ввиду сложности моделирования пространственных реализаций отсчетов поля интенсивностей квадратурным методом отсчеты КФ 4-го порядка определялись методом пространственной свертки экспериментально зарегистрированных реализаций отсчетов интенсивностей  $I(i\Delta\tilde{x}, j\Delta\tilde{y})$ :

$$\begin{aligned} \hat{\Gamma}^{(2,2)}(m\Delta\tilde{x}, n\Delta\tilde{y}, 0) = & \frac{1}{N_x} \frac{1}{N_y} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} I(i\Delta\tilde{x}, j\Delta\tilde{y}) \\ & \times I[(i + m)\Delta\tilde{x}, (j + n)\Delta\tilde{y}], \end{aligned} \quad (5)$$

где  $(m\Delta\tilde{x}, n\Delta\tilde{y})$  – координаты отсчетов КФ;  $m = 0, 1, \dots, L_x - N_x$ ;  $n = 0, 1, \dots, L_y - N_y$ ;  $L_x$  и  $L_y$  – числа фотодетекторов (ФД), размещенных в узлах прямоугольной сетки;  $\Delta\tilde{x}$  и  $\Delta\tilde{y}$  – соответствующие расстояния между соседними ФД в направлениях СК наблюдения  $\mathbf{n}_X$  и  $\mathbf{n}_Y$ ;  $N_x \times N_y$  – число отсчетов двумерной коррелируемой выборки.

Излучение, формируемое описанной в [2] физической моделью диффузно рассеивающего объекта, регистрировалось ПЗС-матрицей видеокамеры Mintron-OS65D с общим числом фоточувствительных элементов  $795 \times 596$ . Установлено, что дисперсия математических ожиданий отсчетов КФ  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(m\Delta\tilde{x}, n\Delta\tilde{y}, 0)$ , полученных по 500 независимым реализациям полей излучения, составляет менее 1% при  $N_x = L_x/3$  и  $N_y = L_y/3$  и слабо зависит от формы контура объекта. Этот факт свидетельствует о корректности выбранных условий наблюдения модели объекта и регистрации излучения.

Проведенные исследования показали, что оценки отсчетов КФ 4-го порядка, полученные в результате численного моделирования и экспериментальных исследований, хорошо согласуются: разность значений соответствующих отсчетов КФ не превышает 5% их среднеарифметической величины (рис.1). Отсюда следует вывод о том, что оценки отсчетов КФ 4-го порядка поля излучения, рассеянного плоским несимметричным объектом, могут быть получены методом дискретной пространственной свертки отсчетов поля интенсивностей.

Применение метода одномерной дискретной свертки отсчетов поля интенсивностей позволяет оценивать величины отсчетов сечения КФ  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(m\Delta\tilde{x}, n\Delta\tilde{y}, 0)$  плоскостью  $\Psi$ , содержащей ось  $Z$  и образующей угол  $\varphi$  с плоскостью  $XZ$ , если ФД расположены на линии пересечения плоскостей  $\Psi$  и  $XY$ :

$$\hat{\Gamma}^{(2,2)}(k\Delta x, 0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i I_{i+k}, \quad (6)$$

где  $\Delta x$  – расстояние между соседними ФД;  $k = 0, 1, \dots, L - N$ ;  $L$  – число ФД;  $N$  – число отсчетов коррелируемой выборки. Разность величин соответствующих отсчетов произвольно взятых сечений  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(m\Delta\tilde{x}, n\Delta\tilde{y}, 0)$  и  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(k\Delta x, 0)$  (рис.1,  $u$ ) не превышает 1% их среднего значения для несимметричных объектов (рис.2). Таким образом, регистрация излучения линейкой ФД при ее вращении в плоскости, перпендикулярной оси  $Z$  СК наблюдения, обеспечивает получение состоятельных оценок  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(m\Delta\tilde{x}, n\Delta\tilde{y}, 0)$  и позволяет существенно упростить техническую реализацию локационной системы.

### 3. Реконструкция контура объекта по совокупности оценок его габаритных угловых размеров

Метод определения углового размера объекта по параметрам КФ 4-го порядка поля рассеянного излучения может быть применен для реконструкции контура  $L_i$  проекции  $S_i$  поверхности  $\Omega$  лоцируемого объекта на плоскость  $\Xi H$ , перпендикулярную вектору наблюдения  $\mathbf{v}$  [5]. В основе реконструкции лежит возможность измерения

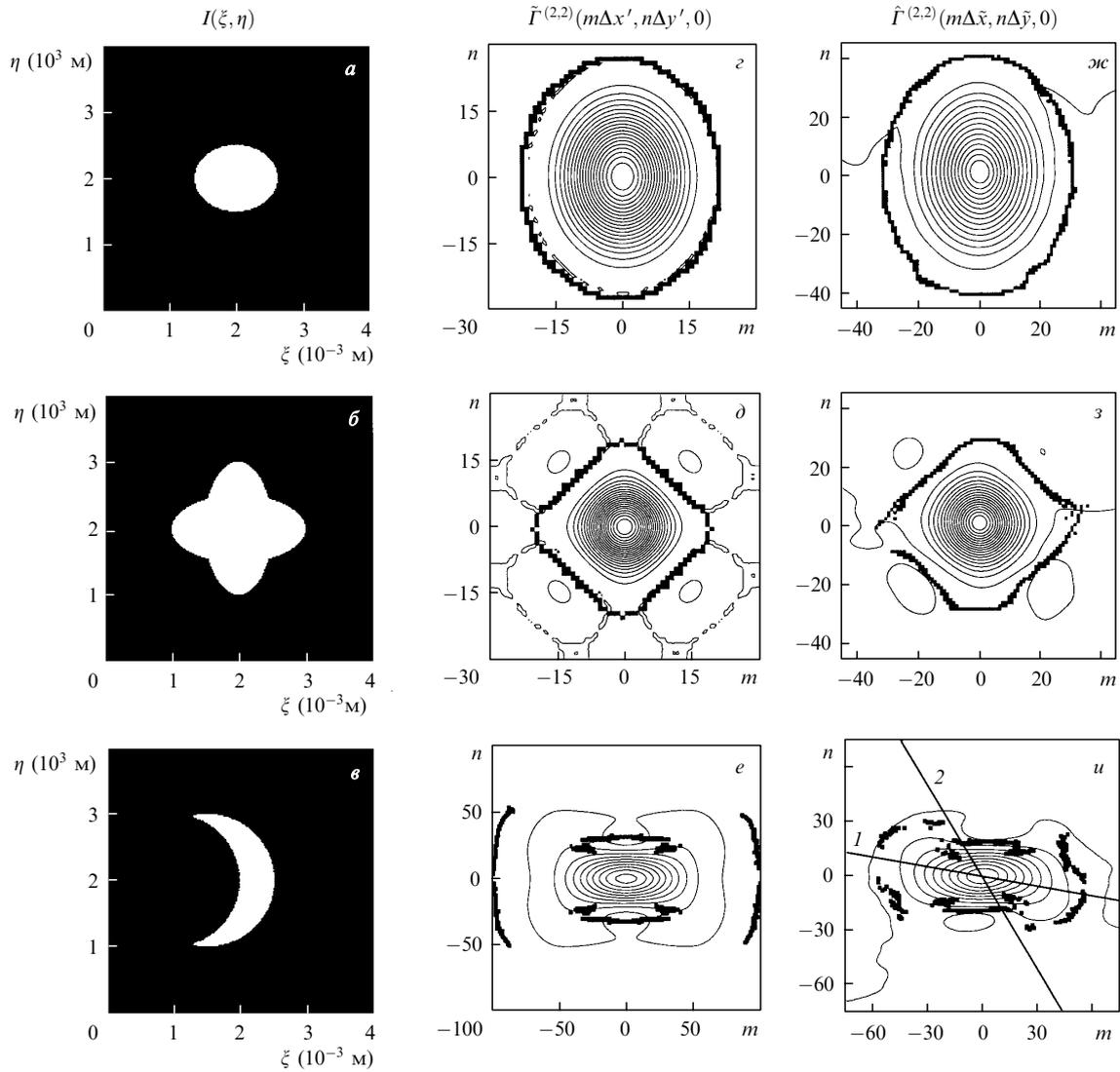


Рис.1. Контурные физические модели объектов (а, б, в), результаты моделирования  $\tilde{\Gamma}^{(2,2)}(m\Delta x', n\Delta y', 0)$  (z, д, е) и оценки  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(m\Delta \tilde{x}, n\Delta \tilde{y}, 0)$  (жс, з, и), полученные в соответствии с (5) по экспериментально зарегистрированным реализациям отсчетов полей интенсивностей; жирными линиями обозначены положения первых локальных минимумов КФ.

угловых размеров  $\hat{\gamma}(\varphi)$  различных сечений контура  $L_l$  (рис.3). Образ  $\hat{S}_l$  проекции  $S_l$  может быть построен в результате поиска пересечения  $N_\varphi$  полос шириной  $b\hat{\gamma}(\varphi_i)$ ,  $i = 1, \dots, N_\varphi$  ( $b$  – масштабный коэффициент) с осями

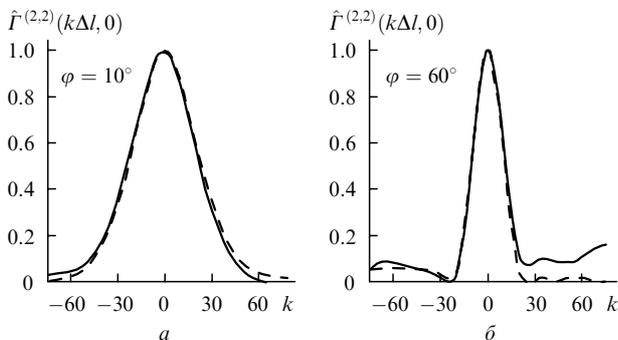


Рис.2. Соответствие отсчетов КФ, полученных методом одномерной пространственной свертки (сплошные кривые), и отсчетов сечений КФ, полученных методом дискретной пространственной свертки (штриховые кривые) в случаях, когда секущая плоскость образует с осью  $X'$  угол  $\varphi = 10^\circ$  (а) и  $60^\circ$  (б); соответствующие проекции сечений КФ отмечены линиями 1 и 2 на рис.1,и.

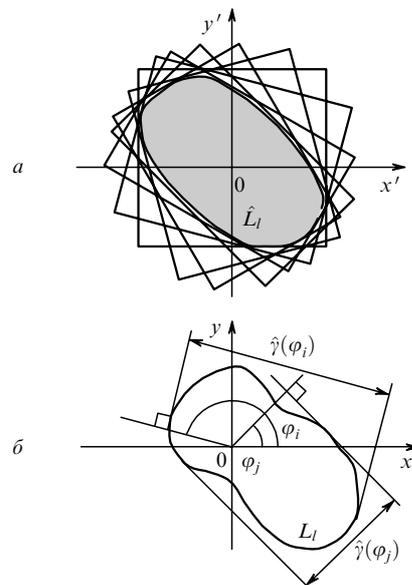


Рис.3. Реконструкция контура объекта (а) по параметрам КФ 4-го порядка (б).

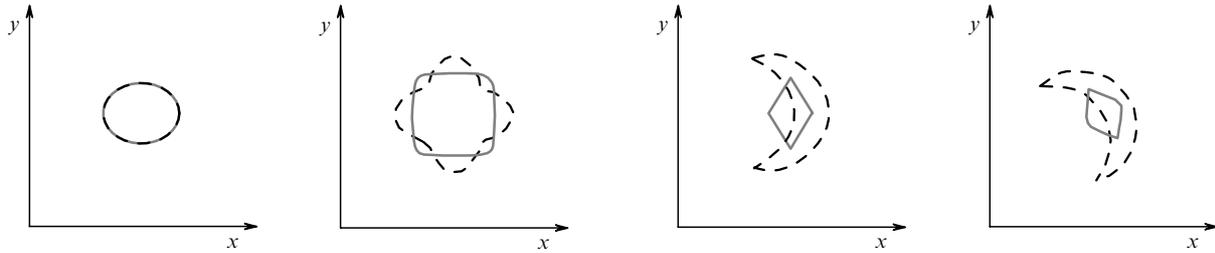


Рис.4. Результаты реконструкции (сплошные линии) контуров плоских объектов (штриховые линии).

линиями  $y' = y'_{0i} + \tan \varphi_i(x' - x'_{0i})$  на модельной плоскости  $X'Y'$ . Пересечение двух полос, для которых при  $|\varphi_k - \varphi_j| \rightarrow \pi/2$  выполняется условие

$$\hat{\gamma}(\varphi_k) \geq \hat{\gamma}(\varphi_j) \geq \max[\hat{\gamma}(\varphi_1), \dots, \hat{\gamma}(\varphi_{k-1}), \hat{\gamma}(\varphi_{k+1}), \dots, \hat{\gamma}(\varphi_{j-1}), \hat{\gamma}(\varphi_{j+1}), \dots, \hat{\gamma}(\varphi_{N_\varphi})],$$

определяет область возможного решения  $\tilde{S}_j$ . Параметры  $x'_{0i}$  и  $y'_{0i}$ , в общем случае отличные от нуля, могут быть найдены вариационным методом [6] для остальных  $N_\varphi - 2$  полос при удовлетворении условия принадлежности всех точек пересечений границ полос области  $\tilde{S}_j$ . Результатом поиска решения будет определение образа контура  $\hat{L}_l$  – некоторого выпуклого многогранника, принципиально имеющего хотя бы одну ось симметрии, угловые размеры которого с точностью до постоянного множителя совпадут с габаритными угловыми размерами лоцируемого объекта.

Установлено, что реконструированный по линии первого минимума КФ  $\Gamma^{(2,2)}(x, y, 0)$  контур  $\hat{L}_l$  аппроксимирует  $L_l$  с малой погрешностью, когда  $L_l$  представляет собой окружность или эллипс. В остальных случаях при определении формы  $\hat{L}_l$  и его ориентации относительно СК  $XU$  возникают ошибки (рис. 4). Отсюда следует, что в тех случаях, когда  $S_l$  не обладает свойством осевой симметрии, сопоставление реконструированного контура  $\hat{L}_l$  с множеством контуров  $\{L'_l\}$ , рассчитанных для некоторой совокупности моделей  $\{S_l\}$  объектов, позволит определить подмножество  $\{S_l\}_R$  моделей (и соответственно подмножество контуров  $\{L'_l\}_R$ ), КФ полей излучения которых можно считать соответствующими найденной функции  $\hat{\Gamma}^{(2,2)}(x, y, 0)$ . Если априорные сведения о форме поверхности объекта отсутствуют, при проведении по-

следовательных во времени циклов локации можно оценить изменение ориентации объекта относительно СК наблюдения по изменению ориентации  $\hat{L}_l$ .

#### 4. Заключение

Регистрируя одной или несколькими линейками ФД отсчеты поля интенсивностей когерентного излучения, рассеянного лоцируемым объектом с эллиптическим контуром, можно с малой погрешностью определить координаты отсчетов линии первого минимума КФ 4-го порядка и реконструировать контур этого объекта. Ошибки реконструкции контура лоцируемого объекта с произвольной формой поверхности могут быть значительными, однако получаемая информация позволяет идентифицировать объект при наличии априорных сведений о геометрии его поверхности или оценивать динамику изменения положения объекта относительно лазерной локационной системы. Уточнить ориентацию лоцируемого объекта и форму его контура можно, проводя анализ параметров КФ 6-го порядка поля излучения, которая содержит информацию о фазе рассеянного излучения в различных точках пространства.

1. Гудмен Дж. *Статистическая оптика* (М.: Мир, 1988).
2. Бурый Е.В., Митрофанов А.Л. *Квантовая электроника*, **23** (5), 460 (1996).
3. Бурый Е.В., Митрофанов А.Л. *Квантовая электроника*, **24** (1), 82 (1997).
4. Twiss R.Q. *Optica Acta*, **16** (4), 423 (1969).
5. Бурый Е.В., Рождествен В.Н. *Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. Сер. Приборостроение (специальный выпуск)*, 62 (1998).
6. *Математика и САПР* (под ред. Н.Г. Волкова). Шенен П., Коснар М., Гардан И. и др. *Основные методы. Теория полюсов* (М.: Мир, 1988, кн. 1).

#### ПОПРАВКА

**В.К.Робонз, И.А.Федоров, Ю.П.Максимов, М.А.Ротинян, Н.Е.Третьяков, А.Л.Эцина.** Характеристики непрерывного химического HF-лазера, работающего с использованием нового способа получения окислительного газа («Квантовая электроника», 2004, т. 34, № 9, с. 795–800).

В статье по вине редакции допущены следующие опечатки:

1. На с.796 (левая колонка, первая строка) вместо «... температура активной среды  $T$ , превышение которой на 600–650 К подавляет ...» следует читать «... температура активной среды  $T$ , увеличение которой свыше 600–650 К подавляет ...».

2. На с.797 (левая колонка, шестая строка снизу) вместо «...  $\psi_1 = 13$  и  $(\psi_1)_0 = 13$  – степени первичного разбавления ...» следует читать «...  $\psi_1$  и  $(\psi_1)_0 = 13$  – степени первичного разбавления ...».

3. На с. 800 в ссылке [12] списка литературы вместо «... *Квантовая электроника*, **24**, 880 (1996)» следует читать «... *Квантовая электроника*, **23**, 409 (1996)».