

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКЛОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ РАССЕЯННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ФОКАЛЬНОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИЕМНОГО ОБЪЕКТИВА

© 2012 г. С. В. Асанов*, канд. техн. наук; М. С. Егоров**, А. Б. Игнатъев*, доктор техн. наук;
В. В. Морозов*, доктор техн. наук; Ю. А. Резунков**, доктор техн. наук;
В. П. Савельева**, В. В. Степанов**, канд. физ.-мат. наук

* ОАО ГСКБ “АЛМАЗ-АНТЕЙ”, Москва

** ОАО Научно-исследовательский институт оптико-электронного
приборостроения (НИИ ОЭП), г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

E-mail: yuri@sbor.net

Проведено исследование экспериментально зарегистрированных матричным фотоприемным устройством спеклованных изображений рассеянного лазерного пучка в фокальной плоскости приемного объектива в зависимости от энергии лазерного импульса, угла засветки объектива и спектрального состава излучения. Выявлены закономерности, связывающие статистические параметры изображений при различных условиях облучения. Показано, что только при малых углах засветки приемного объектива статистика спеклов является гауссовой.

Ключевые слова: оптико-электронные приборы, лазерное излучение, спеклованные изображения, цифровая обработка изображений.

Коды OCIS: 230.2090, 120.6150, 100.2000.

Поступила в редакцию: 27.10.2011.

1. Введение

Для высокоточной ориентации космических аппаратов и определения их положения относительно астрономических объектов используются оптико-электронные приборы (ОЭП) ориентации и навигации по звездам [1]. Поскольку космические ОЭП работают при очень низких уровнях засветки, важной характеристикой прибора является его помехозащищенность от воздействия различного вида световых помех как природного, так и искусственного происхождения от объектов, находящихся за пределами полей зрения данных приборов (внеполевая засветка) [2].

Защиту прибора от внеполевой засветки обеспечивают бленды. Оценка помехозащищенности ОЭП с установленной на нем блендой обычно выполняется расчетным путем на стадии проектирования прибора [1, 3]. Экспериментальные исследования единичны, в них в основном используют имитаторы природных источников засветки в видимом спектральном диапазоне [4].

Для ОЭП с матричными фотоприемниками, когда невозможно оценить эффективность работы бленды одним параметром (коэффициентом внеосевого ослабления), более предпочтительным представляется проведение экспериментальных исследований, в которых рассматривается изменение статистических свойств распределенной фоновой помехи в фокальной плоскости ОЭП при различных условиях его внеполевой засветки, включая различные спектральные диапазоны – от видимого до ближнего и среднего ИК диапазонов.

Использование лазеров с перестраиваемой длиной волны излучения в качестве источника засветки позволяет провести исследование статистических свойств внеполевой засветки в широком диапазоне пространственно-энергетических и спектральных характеристик излучения.

Лазерная помеха, регистрируемая матричным фотоприемным устройством (МФПУ) в фокальной плоскости приемного объектива при внеполевой засветке, имеет характерную спеклованную структуру. Размеры спеклов и их

интенсивность зависят как от характеристик лазерного излучения (длины волны, пространственной и временной когерентности), так и от пространственно-энергетических характеристик фотоприемного устройства [5]. Эти особенности внеполевой лазерной помехи влияют на статистические свойства светового поля в области регистрации сигналов МФПУ, а следовательно, и на теоретические модели формирования внеполевой засветки в фокальной области ОЭП.

2. Экспериментальная установка, постановка исследований

Работа была выполнена на экспериментальной базе [6] с использованием гибридного CO_2 -лазера и макета ОЭП. Оптическая схема эксперимента показана на рис. 1. В состав макета прибора входят: цилиндрическая бленда с входной апертурной диафрагмой и боковым вырезом для регистрации излучения, внеосевое параболическое зеркало для фокусировки излучения на МФПУ, а также МФПУ типа К-128 на основе антимонида индия (InSb), изготовленное в НПО "ОРИОН" (г. Москва) [7].

Режимы засветки МФПУ менялись за счет изменения энергии импульса излучения, угла засветки приемной бленды и спектрального состава излучения.

Спектральный состав излучения определялся схемой резонатора гибридного лазера. При этом генерация излучения осуществлялась либо на одной (P20), либо одновременно на двух (P20 и P18) линиях молекулы CO_2 . С выхода гибридного лазера излучение направлялось на нелинейный кристалл, изготовленный из AgGaSe_2 (селеногаллат серебра), в котором происходило преобразование длины волны излучения во вторую гармонику, т. е. из диапазона 9,55–10,6 мкм в диапазон 4,78–5,3 мкм, соответствующий спектральному диапазону чувствительности InSb-матрицы. После преобразования излучение направлялось в бленду под заданным углом засветки.

За счет использования дискретного набора светофильтров, устанавливаемых на пути лазерного пучка, энергия лазерного импульса подбиралась таким образом, что все уровни засветки соответствовали линейному диапазону чувствительности пикселей матрицы.

Исследования проводились при дискретном изменении угла засветки приемной бленды: 2° , 6° и 10° . Угол 2° соответствовал полному уходу керн лазерного пучка с МФПУ, угол 6° – рассеянию пучка на внутренней бленде МФПУ. При угле 10° лазерный пучок полностью уходил с параболического зеркала и источником засветки матрицы являлось только излучение, рассеянное на внутренней поверхности блен-

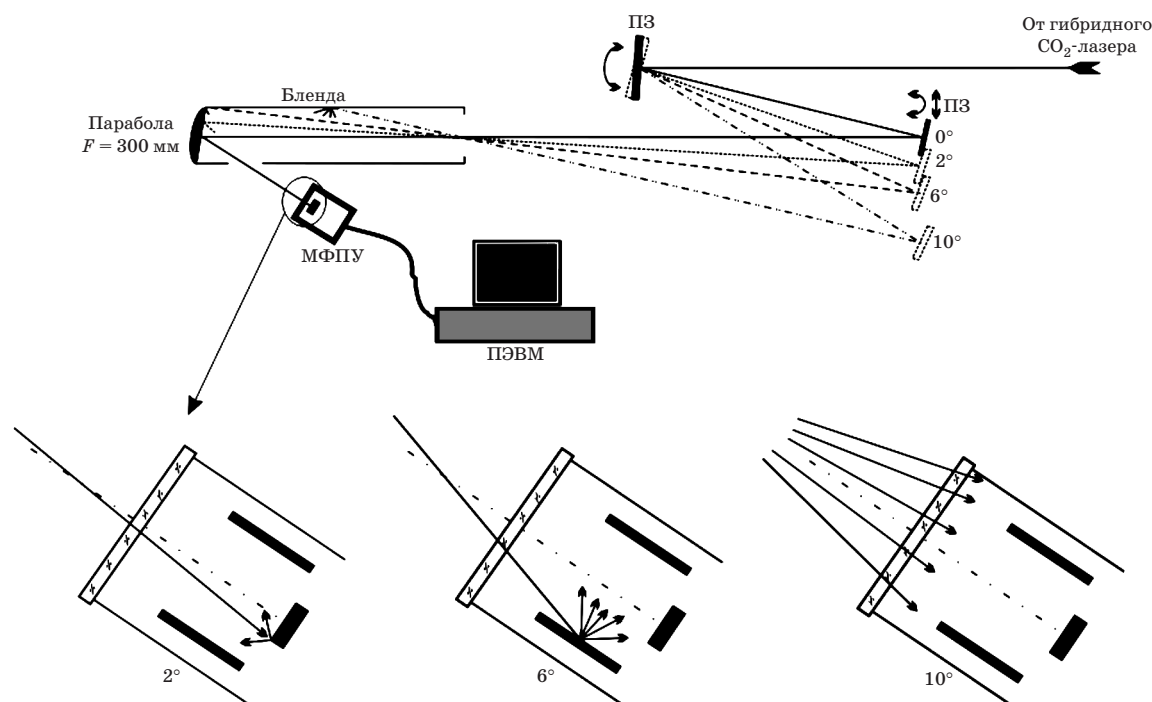


Рис. 1. Оптическая схема макета ОЭП. Показаны особенности засветки матриц при использованных углах ввода излучения (2° , 6° , 10°).

ды объектива. Интегральный коэффициент диффузного отражения лазерного излучения эмалью, которой была покрыта внутренняя поверхность бленды, в диапазоне длин волн 3–5,5 мкм составлял 0,007–0,01.

3. Методика обработки регистрируемых изображений

Обработка регистрируемых изображений рассеянного лазерного поля в области фокусировки проводилась с использованием традиционных статистических методов [8]. При обработке вычислялись следующие статистические характеристики спекл-структур:

– среднее значение напряжения, зарегистрированного пикселями,

$$\langle U \rangle = N^{-2} \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} U_{ij},$$

где $U_{i,j}$ – напряжение отдельного пикселя, N^2 – общее количество пикселей;

– среднеквадратическое отклонение (СКО) напряжения

$$\sigma = \sqrt{(N^2 - 1)^{-1} \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} (U_{i,j} - \langle U \rangle)^2};$$

– коэффициент вариации $K_{\text{var}} = \sigma / \langle U \rangle$, который характеризует степень выравненности изображения и в спекл-структурах называется контрастом;

– плотность распределения напряжения на пикселях $p(U)$;

– “энергия изображения” E_p .

Математически E_p есть усредненный по матрице квадрат напряжения на пикселе, умноженный на общее количество пикселей, т. е.

$$E_p = \sum_{i=0}^N \sum_{j=0}^N U_{i,j}^2.$$

Он имеет смысл энергии, зарегистрированной матрицей, а величина $E_p^{1/2} / N = (\sigma^2 + \langle U \rangle^2)^{1/2}$ имеет смысл эффективного значения среднего напряжения. Величина “энергии изображения” определяется как энергией излучения в лазерном импульсе, так и коэффициентом внеосевого ослабления излучения приемной оптической системой прибора. В дальнейшем будет показано, что “энергия изображения” является независимой мерой, характеризующей статистические свойства регистрируемой спекл-структуры рассеянного лазерного поля.

Предварительный анализ зарегистрированных в экспериментах изображений рассеянного лазерного поля (рис. 2) показал, что их отличительной особенностью является частично развитая структура спеклов, которая характеризуется наличием зеркального компонента в дифракционной картине, а также контрастом изображения, меньшим 1. Такие спекл-структуры обычно реализуются в случае рассеяния широких лазерных пучков на слабошероховатых поверхностях [9].

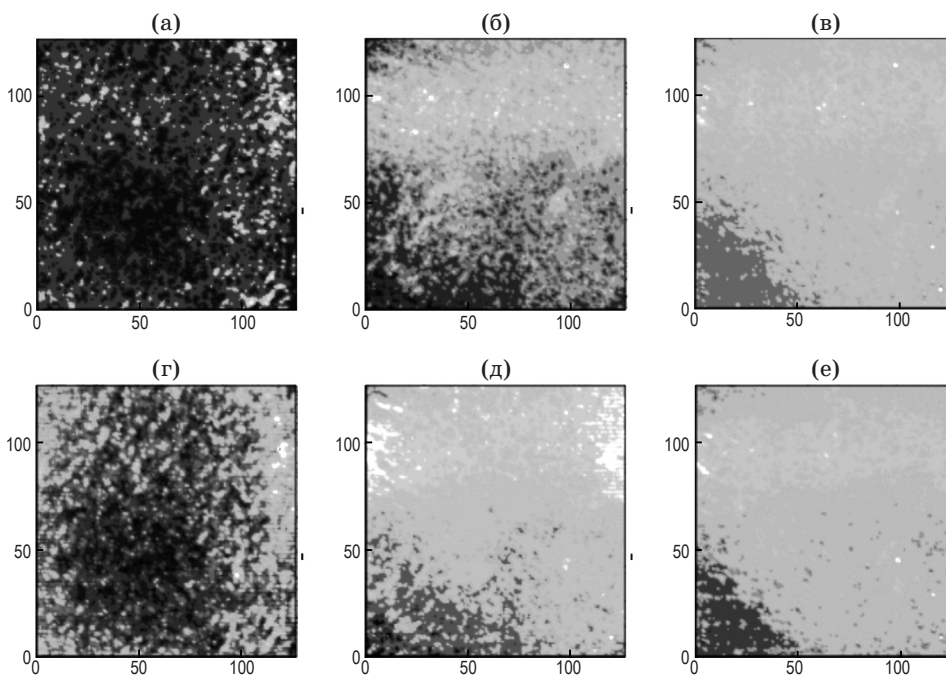


Рис. 2. Типичные спекл-структуры, зарегистрированные МФПУ в различных экспериментальных условиях. а, б, в – генерация на одной линии; г, д, е – генерация на двух линиях; а, г – угол ввода излучения 2°; б, д – 6°; в, е – 10°.

В общем случае структура оптического поля в плоскости матрицы определяется суперпозицией зеркального когерентного компонента и нескольких спеклованных полей, обусловленных рассеянием излучения на различных внутренних элементах оптической системы и матрицы. Конкретный вид поля зависит от соотношения интенсивностей соответствующих компонентов, начального спектрального состава излучения, а также от законов сложения полей. Необходимо учитывать также деполяризующее воздействие рассеивающей поверхности на прошедшую (или отраженную) волну, причем степень деполяризации зависит от угла засветки.

В условиях эксперимента изменение спектрального состава излучения соответствовало условию $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\nu/\nu \ll 1$, т. е. излучение можно было рассматривать как квазимонохроматическое. Эффекты селективного рассеяния и пропускания в этом случае будут малы, и изменением спектрального состава излучения (и временной когерентности) при прохождении оптической системы можно пренебречь. Поэтому считалось, что в экспериментах временная когерентность регистрируемого лазерного поля полностью определяется начальным спектральным составом излучения, а пространственная – меняется при изменении угла ввода излучения.

Результаты численного анализа статистических характеристик зарегистрированных спекл-структур

Статистическая обработка и анализ полученных экспериментальных данных выявили следующие закономерности, связывающие статистические параметры спекл-структуры регистрируемых изображений с характеристиками лазерного излучения.

В первую очередь следует отметить взаимосвязь среднего значения напряжения, накапливаемого на фоточувствительных элементах (ФЧЭ), и “энергии изображения”, которая для всех условий эксперимента с достоверностью 0,999 выражается формулой $\langle U \rangle = 7,3 \times 10^{-3} E_p^{0,5044}$ (см. рис. 3).

Результаты экспериментов показали также, что значения СКО напряжения спекл-структуры связаны с “энергией изображения” соотношением $\sigma = 2,8 \times 10^{-3} E_p^{0,4531}$ (рис. 4). Как видно из рисунка, отклонения значений СКО напряжения от линии тренда, обусловлен-

ные влиянием спектрального состава излучения, находятся в пределах погрешности измерений.

Плотность распределения напряжения [8] по ФЧЭ является одной из наиболее важных статистических характеристик рассматриваемых спекл-структур. В качестве теоретической плотности распределения p напряжения в данной работе рассматривались гамма-распределения различного порядка M :

$$p(U, P=1) = \left(\frac{M}{\langle U \rangle} \right)^M \frac{U^{M-1}}{\Gamma(M)} \exp \left(-M \frac{U}{\langle U \rangle} \right), \quad (1)$$

$$p(U, P=0) = \left(\frac{2M}{\langle U \rangle} \right)^{2M} \frac{U^{2M-1}}{\Gamma(2M)} \exp \left(-2M \frac{U}{\langle U \rangle} \right), \quad (2)$$

где P – степень поляризации излучения.

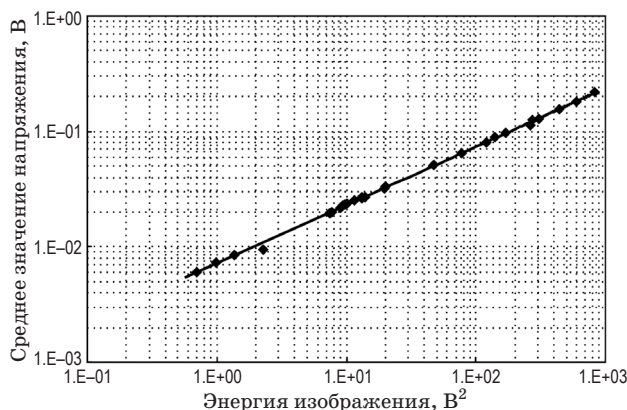


Рис. 3. Взаимосвязь среднего значения напряжения и “энергии изображения”. Данные для лазерного излучения при генерации на одной и двух линиях. Точки – эксперимент, сплошная линия – линия тренда.

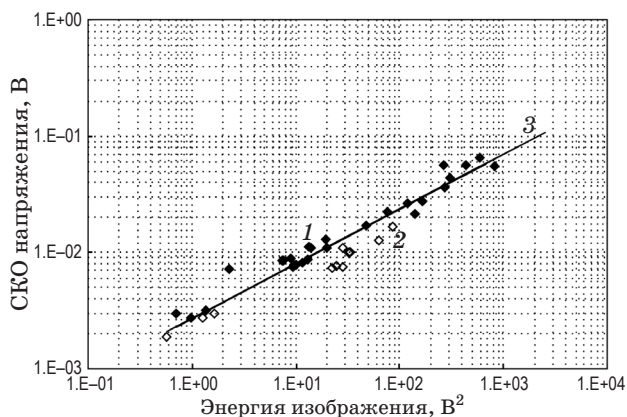


Рис. 4. Взаимосвязь значения СКО напряжения и “энергии изображения”. 1 – данные для одной линии генерации; 2 – данные для двух линий генерации, 3 – линия тренда.

Выбор гамма-распределений обусловлен тем, что именно такой тип распределений реализуется в фокальной плоскости однократно рассеянного полностью поляризованного (1) или полностью деполаризованного (2) излучения, подчиняющегося гауссовой статистике, если по условиям фокусировки размер пиксела не превышает размера спекла [9–12].

Здесь параметр M интерпретируется как число ячеек когерентности оптического поля, влияющих на результаты измерений [8]. При регистрации спеклованного светового поля регистрируется напряжение ФЧЭ, пропорциональное интегральной интенсивности поля за время $T = \min(\tau_i, T_n)$, где τ_i – длительность импульса, T_n – время накопления сигнала. Если время T превышает время когерентности лазерного излучения τ_c , то за это время реализуется $M_t = T/\tau_c$ независимых спекл-структур, по которым происходит усреднение.

Аналогичным образом происходит усреднение по независимым реализациям поля, обусловленным наличием M_s независимых ячеек когерентности на рассеивающей поверхности. Излучение в пределах одной ячейки является полностью когерентным. Излучение из различных ячеек полностью некогерентно. Таким образом, параметр $M = M_t M_s$.

При $M = 1$ (полностью когерентное излучение) плотность распределения зарегистрированного напряжения описывается экспоненциальной функцией. Это распределение справедливо только для одночастотного, полностью поляризованного излучения, детектируемого с помощью точечных приемников. С ростом M , по мере того, как излучение становится менее когерентным, плотность распределения зарегистрированного напряжения приближается к гауссовому распределению.

Аппроксимация экспериментальных распределений плотности напряжения гамма-распределениями (рис. 5) проводилась по формулам (1), (2) методом наименьших квадратов (минимизация среднеквадратической разницы между значениями распределений при изменении параметра M , рассматриваемого здесь как параметр, обеспечивающий максимальную точность приближения к экспериментальной плотности распределения). В данном случае параметр M учитывает, кроме конечности области и времени детектирования, также поляризацию излучения.

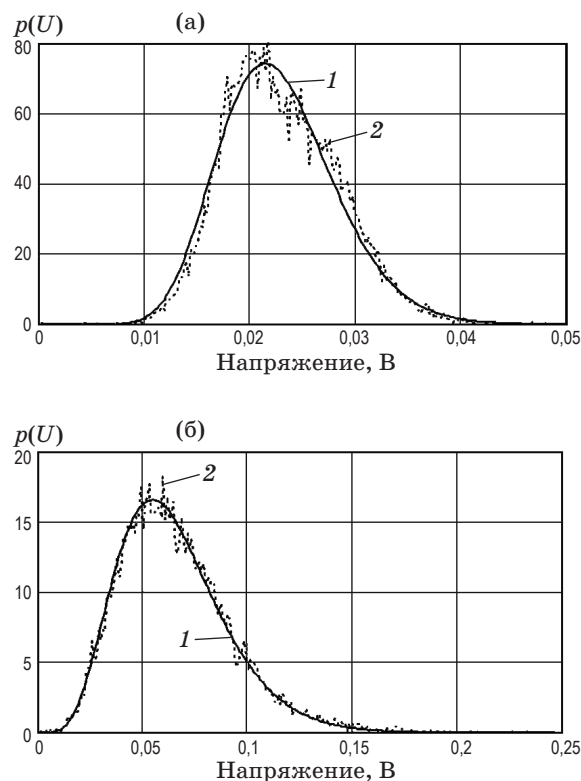


Рис. 5. Примеры экспериментального и теоретического распределений плотности вероятности напряжения на пикселах матрицы для различных спеклованных изображений, приведенных на рис. 2. а – при угле ввода излучения 6° , б – при угле 2° ; 1 – расчет, 2 – эксперимент.

Значения параметра M , полученные при $P = 1$ и $P = 0$, дают границы диапазона возможных его значений для частично поляризованного спеклованного изображения при данных условиях засветки.

Необходимо отметить также, что изменение спектрального состава излучения при переходе с генерации на одной линии на генерацию на двух линиях вызывает увеличение значения параметра M только в 1,5 раза, в то время как при возрастании угла засветки с 2° до 10° происходит увеличение параметра M более чем на порядок.

Кроме того, если частично поляризованное поле подчиняется гауссовой статистике, то для зарегистрированных дисперсии и среднего значения напряжения справедливо следующее соотношение: $\sigma^2 = (1 + P^2)\langle U \rangle^2 / 2M$, где P – степень поляризации [8]. Отсюда следует, что коэффициент вариации для данного типа изобра-

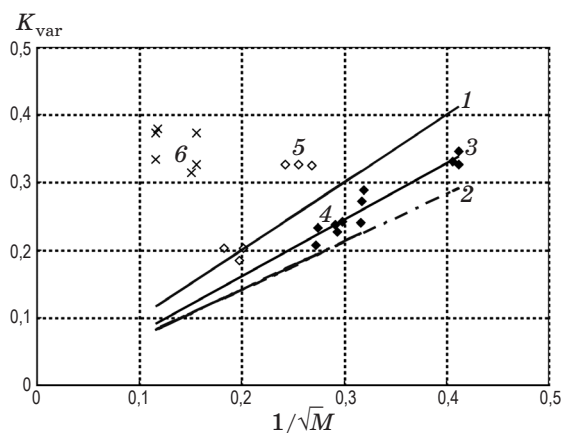


Рис. 6. Зависимость коэффициента вариации от параметра $1/\sqrt{M}$. 1 и 2 – предельные значения коэффициента вариации, соответствующие степеням поляризации 1 и 0 соответственно; 3 – тренд для угла засветки 2° ; 4, 5, 6 – экспериментальные данные, соответствующие углам засветки 2° , 6° и 10° .

жений зависит только от степени поляризации и параметра M , т. е.

$$K_{\text{var}} = \sqrt{\frac{1+P^2}{2}} \frac{1}{\sqrt{M}}, \quad (3)$$

а коэффициент пропорциональности зависимости $K_{\text{var}}(1/M^{1/2})$ определяется только степенью поляризации излучения. Таким образом, если поле является частично поляризованным и подчиняется гауссовой статистике, то экспериментальные значения K_{var} должны располагаться между двумя граничными прямыми, определяемыми по формуле (3) для $P = 0$ и $P = 1$.

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости коэффициентов вариации от параметра $1/M^{1/2}$ при углах засветки оптической системы 2° , 6° и 10° в сравнении с теоретическими зависимостями для частично поляризованного поля при $P = 1$ и $P = 0$.

Из рисунка видно, что только для угла ввода излучения 2° значения коэффициентов вариации соответствуют соотношениям для гауссового поля. Степень поляризации регистрируемого лазерного поля можно оценить по уравнению линейного тренда

$$P = \sqrt{2k^2 - 1} = 0,58,$$

где k – коэффициент линии тренда (рис. 6).

Все спекл-структуры, соответствующие углу засветки 10° , находятся вне интервала гауссова поля. Для угла засветки в 6° вклад гауссова излучения в результирующее поле хотя и заметен, но не является определяющим.

4. Заключение

Проведенные исследования показали, что спеклованные изображения лазерной помехи, регистрируемые в фокальной плоскости оптической системы при внеполевой засветке, имеют ряд особенностей. В первую очередь следует отметить, что гамма-распределение является хорошей аппроксимацией плотности распределения сигнала по фоточувствительным элементам МФПУ лишь при ограниченном значении углов засветки. Для условий данного эксперимента этот угол составил 2° , что соответствует уходу ядра лазерного пучка с МФПУ. В этом случае в результирующее поле на поверхности матрицы дают вклад зеркальная составляющая поля, а также однократно рассеянное на параболическом зеркале и двукратно рассеянное на внутренних поверхностях матрицы излучение. Справедливость гамма-распределения говорит о том, что вкладом зеркальной составляющей и вторичного рассеяния можно пренебречь, а определяющей является составляющая поля, рассеянная на параболическом зеркале.

Изменение угла засветки с 2° до 10° вызывает значительное увеличение параметра M регистрируемого светового поля. Плотности распределения напряжения существенно отличаются от гамма-распределения, и результирующее поле не является гауссовым.

Для описания таких изображений необходимо использовать распределения, описывающие суперпозиции оптических полей, которые включают зеркальный компонент [9, 13] и поля вторично рассеянных спеклов (спекл-модулированные спеклы) при произвольной степени поляризации [14].

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Пец Л.А., Федосеев В.И. Методы приближенных оценок защищенности приборов звездной ориентации и навигации космических аппаратов от внеполевых источников световых помех // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 8. С. 9–21.

2. The International Satellite Laser Ranging in the Web-site: <http://islr.gsfc.nasa.gov>.
 3. Гончаренко Е.Н., Осипова Л.П., Голубева А.А., Губанова О.Н. Конструирование и расчет светозащитных бленд // Опт.-мех. пром-сть. 1987. № 3. С. 13–16.
 4. Салин В.И. Методика оценки степени защиты оптико-электронных приборов от внеполевых источников излучения // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 4. С. 33–37.
 5. Козин Г.И., Кузнецов А.П. Пространственная когерентность и интенсивность отраженного лазерного излучения // Квант. электрон. 1998. Т. 25. № 12. С. 1079–1083.
 6. Агейчик А.А., Алексеев В.Н., Венглюк В.И., Громовенко В.М., Егоров М.С., Королев В.И., Малинин А.Н., Остапенко С.В., Резунков Ю.А., Сафронов А.Л., Соколова Г.А., Степанов В.В. Пикосекундная ИК лазерная система с перестраиваемой длиной волны излучения на основе гибридного CO₂-лазера // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 9. С. 5–13.
 7. Бурлаков И.Д., Голубков А.В., Дирочка А.И., Касаткин И.Л., Лопухин А.А., Пасеков В.Ф., Пономаренко В.П., Чишко В.Ф. Матричные фотоприемники из антимонида индия для гибридных матричных фотоприемных устройств // Прикладная физика. 2005. № 2. С. 16–20.
 8. Гудмен Дж. Статистическая оптика. Пер. с англ. / Под ред. Скродцкого Г.В. М.: Мир, 1988. 528 с.
 9. Dainty J.C. The Statistics of Speckle Patterns // Progress in Optics / Ed. by Wolf E. North-Holland. 1976. V. XIV. P. 1–46.
 10. Франсон М. Оптика спеклов. Пер. с франц. / Под ред. Островского Ю.И. М.: Мир, 1980. 172 с.
 11. Goodman J.W. Statistical Properties of Laser Speckles Patterns // Laser Speckle and Related Phenomena. Topics in Applied Physics / Ed. by Dainty J.C. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokio. 1975. V. 9. P. 1–75.
 12. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Камшилин А.А., Ромашко Р.В. Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. 284 с.
 13. Yaitskova N. Statistics of undeveloped speckles in partially polarized light // 1 st OA4ELT conference, 09006, 2010, published by EDP Sciences at <http://ao4elt.edpsciences.org>.
 14. O'Donnell K.A. Speckle statistics of doubly scattered light // J. Opt. Soc. Am. 1982. V. 72. № 11. P. 1459–1463.
-