

В.Г. Астафуров

Статистика фотоотчетов оптических сигналов с логнормальным распределением интенсивности

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники*

Поступила в редакцию 16.05.2006 г.

С помощью метода численного моделирования проведено исследование статистических характеристик потоков одноэлектронных импульсов (ОИ) и фотоотчетов (ФО). Рассматривается логнормальное распределение интенсивности регистрируемого излучения. Описан алгоритм численного моделирования, которое осуществляется по схеме «интенсивность – фотодетектор – поток ОИ – поток ФО». Проводятся обсуждения и интерпретация результатов расчетов различных статистических характеристик потоков ОИ и ФО. Выявлено их существенное отличие при логнормальном и экспоненциальном распределениях интенсивности.

Исследование статистических характеристик фототока необходимо для решения широкого круга задач, связанных с построением статистической модели сигналов и помех при оптимизации оптических систем различного назначения, оценке эффективности этих систем, их моделировании, при обработке и интерпретации результатов измерений. Типичное приемное устройство, предназначенное для регистрации слабых световых потоков в видимом диапазоне, состоит из фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), дискриминатора-формирователя и собственно счетчика, на вход которого поступают стандартные импульсы. Поток эмитированных с катода фотоэлектронов (ФЭ) на выходе ФЭУ соответствует поток одноэлектронных импульсов (ОИ), а фототок представляет собой группы частично перекрывающихся ОИ. При этом часть импульсов с фотоэлектронного умножителя не регистрируется счетчиком из-за инерционности или «мертвого» времени (МВ) различных элементов приемного тракта. В результате формируется поток зарегистрированных ОИ или фотоотчетов (ФО).

Отличие статистических характеристик потоков ОИ и ФО нарастает с увеличением интенсивности регистрируемого излучения. Указанное обстоятельство наиболее существенно при приеме оптических сигналов с большим динамическим диапазоном, например при лазерном зондировании атмосферы и оптической локации. В этом случае необходимо вести их регистрацию и обработку при различных режимах детектирования и учитывать искажающее влияние МВ, являющееся одним из основных источников ошибок измерений. Определенные режимы регистрации оптических сигналов – счетно-фотонного, промежуточного и токового – можно найти в [1]. Рис. 1 иллюстрирует формирование потока фотоотчетов – регистрируются второй ОИ и группа из двух перекрывающихся ОИ на

уровне порога дискриминации, т.е. число ОИ $n = 4$, а число ФО $m = 2$. Первый ОИ не регистрируется, так как его амплитуда меньше уровня U_d .

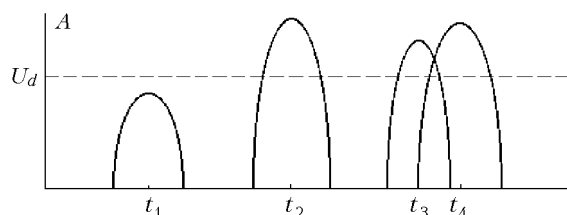


Рис. 1. Пример реализации последовательности ОИ: $n = 4$, $m = 2$

Здесь и далее ФЭУ со счетчиком рассматривается как регистрирующее устройство с МВ продлевающегося типа. Это означает, что ОИ регистрируется только в том случае, если в течение времени Δt , равного ширине ОИ на уровне порога дискриминации U_d , до него не было другого, хотя бы незарегистрированного ОИ. Классификацию различных типов МВ-счетчиков можно найти в [2].

Преобразование статистических характеристик потока ОИ счетчиками различных типов рассматривалось многими авторами (см., например, [2–4]). Для проведения такого рода исследований необходимо знать совместную плотность вероятности $f(t_1, t_2, \dots, t_n)$ моментов времени $\{t_i\}$ появления ФЭ или ОИ, которая для дважды стохастического пуассоновского потока определяется выражением [5]:

$$f(t_1, t_2, \dots, t_n) = \left\langle \prod_{i=1}^n \lambda(t_i) \exp\left[-\int_0^T \lambda(t) dt\right] \right\rangle_{\lambda}, \quad (1)$$

где $\langle \dots \rangle_{\lambda}$ означает усреднение по реализациям мощности оптического излучения

$$\lambda(t) = \eta \iint_{S^*} I(\mathbf{r}, t) d^2\mathbf{r}, \quad (2)$$

снимаемой с приемной апертуры S^* ($I(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r}, t)E^*(\mathbf{r}, t)$ — интенсивность поля оптического излучения в точке \mathbf{r} в момент времени t ; $E(\mathbf{r}, t)$ — напряженность поля; η — квантовая эффективность фотодетектора).

Дважды стохастический пуассоновский поток ОИ, порождаемый случайной мощностью регистрируемого излучения, в общем случае не является процессом восстановления, т.е. для него не выполняется условие

$$f(t_1, t_2, \dots, t_n) = f_1(\tau_1) \prod_{i=1}^n f_2(\tau_i), \quad (3)$$

что видно из сравнения выражений (1) и (3) (в (3) $\tau_i = t_i - t_{i-1}$ — интервалы времени между соседними ОИ). Поэтому непосредственное использование известных результатов для определения статистических характеристик потока ФО, порождаемого дважды стохастическим потоком ОИ, не представляется возможным. Исключение составляют потоки ОИ и ФО, порождаемые детектируемым излучением с радиусом временной корреляции τ_c , существенно превышающим время отбора T [6–8]. В [9–11] рассмотрены статистические характеристики потока ФО для излучения с экспоненциальным распределением интенсивности или гауссовским полем $E(\mathbf{r}, t)$ в плоскости приемной апертуры. При этом использовался метод численного моделирования тракта оптического приемника, работающего в режиме счета фотонов.

В реальных условиях распространения лазерного излучения в атмосфере случайное поле в месте приема может быть негауссовским вследствие нарушения предпосылок центральной квантовой теоремы [12], например из-за корреляций вкладов, обусловленных зависимостью положений рассеивателей при однократном рассеянии в турбулентности [13], актов рассеяния — при многократном рассеянии [14], фаз — при распространении пучка в условиях турбулентности [15, 16] или из-за малого числа аэрозолей в рассеивающем объеме [13]. В этих случаях результаты по статистике фотоэлектронов и ФО, полученные для гауссовского поля [17], будут несправедливы.

Наиболее широкую область применения в случаях негауссовского поля имеет логнормальная аппроксимация плотности вероятности интенсивности излучения [15, 16, 18, 19]:

$$f(I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma I}} \exp\left\{-\left[\ln \frac{I}{I_0} + \frac{1}{2}\sigma^2\right]^2 / 2\sigma^2\right\}, \quad (4)$$

где $\sigma^2 = \ln(D_I/I_0^2 + 1)$ — параметр распределения; I_0 — средняя интенсивность; D_I — ее дисперсия. В [15, 20] отмечается, что многочисленные измерения флуктуаций интенсивности света, распространяющегося

в турбулентной атмосфере, проведенные на реальных атмосферных трассах как в условиях слабых флуктуаций интенсивности, так и при насыщении, в большинстве случаев дают распределения, близкие к логарифмически нормальному закону. Некоторые отклонения от него наблюдаются в области глубоких замираний и больших выбросов интенсивности над средним уровнем. Приведенные в [20] результаты теоретического анализа флуктуаций интенсивности в области слабых флуктуаций также показывают, что ее плотность вероятности близка к логнормальному распределению.

Некоторые результаты исследования статистических характеристик фотоэлектронов и фотоотчетов для логнормального распределения интенсивности приведены в [21–25]. В [21] найдено распределение вероятностей числа фотоэлектронов $P(n, T)$ при условии $T \ll \tau_c$ (τ_c — время корреляции регистрируемого излучения), которое называется распределением Диаманта–Тейча. В [22] получены выражения для моментов распределения чисел ФЭ любого порядка при произвольном соотношении между временем отбора и радиусом временной корреляции поля. В [23–25] приведены результаты экспериментальных исследований статистических характеристик фотоэлектронов для лазерного излучения, прошедшего через турбулентную среду, и найдены оценки влияния эффектов мертвого времени на моменты распределения $P(n, T)$ в рамках простейшей модели.

В данной статье рассматриваются алгоритм численного моделирования и результаты расчетов различных статистических характеристик ОИ и ФО на заданном интервале времени T при логнормальном распределении интенсивности.

Алгоритм численного моделирования приемного тракта оптического приемника

Моделирование приемного тракта оптического приемника проводится по схеме «интенсивность — детектор — поток фотоэлектронов или ОИ — поток ФО» в следующей последовательности:

1) моделирование реализаций мощности оптического излучения

$$\lambda(t) = \eta \iint_{S^*} I(\mathbf{r}, t) d^2\mathbf{r};$$

2) моделирование моментов времени t_i и t_i^* появления ОИ и ФО соответственно;

3) определение чисел ОИ и ФО на интервале времени T ;

4) обработка результатов численного эксперимента.

Совместная плотность вероятности моментов времени t_1, t_2, \dots, t_n появления ФЭ или ОИ на выходе ФЭУ для данной реализации $\hat{\lambda}(t)$ имеет вид [5]:

$$f(t_1, t_2, \dots, t_n | \hat{\lambda}(t)) = \prod_{i=1}^n \hat{\lambda}(t_i) \exp\left(-\int_{t_{i-1}}^{t_i} \hat{\lambda}(t) dt\right), \quad (5)$$

т.е. t_1, t_2, \dots, t_n являются независимыми случайными величинами с условной плотностью вероятности

$$f(t_i | \hat{\lambda}(t)) = \hat{\lambda}(t_i) \exp\left(-\int_{t_{i-1}}^{t_i} \hat{\lambda}(t) dt\right), \quad i=1, 2, \dots, n, \quad (6)$$

которая является экспоненциальной.

Таким образом, для имитации моментов времени $\{t_i\}$, $i=\overline{1, n}$, необходимо предварительно выполнить моделирование поля интенсивности $I(\mathbf{r}, t)$ на поверхности приемной апертуры. Будем рассматривать асимптотику $S_a \ll s_c$, тогда $\lambda(t) \approx \eta S_a I(\mathbf{r}_0, t)$, где S_a – площадь приемной апертуры; \mathbf{r}_0 – радиус-вектор положения ее центра; s_c – площадь когерентности регистрируемого излучения. В этом случае среднее значение $\bar{\lambda}$ и корреляционная функция $B_\lambda(\tau)$ случайного процесса $\lambda(t)$ равны соответственно $\eta S_a I_0$ и $(\eta S_a)^2 D_I \rho_I(\tau)$. Здесь $D_I = I_0^2(e^{\sigma^2} - 1)$ – дисперсия интенсивности регистрируемого излучения; $\rho_I(t)$ – коэффициент временной корреляции интенсивности. Обобщить алгоритм на случай $S_a \gg s_c$ не составит труда, для чего можно использовать предложенный в [8, 10] подход. Логнормальный случайный процесс $\lambda(t)$ будем моделировать с постоянным шагом Δt на интервале времени T . В результате мы получим совокупность случайных величин

$$\{\lambda_i = \lambda((i-1)\Delta t)\}, \quad i = \overline{1, n+1}; \quad n = T / \Delta t,$$

которые можно рассматривать как координаты вектора $\boldsymbol{\eta} = \|\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_{n+1}\|^T$ с логнормальным распределением. Алгоритм моделирования таких векторов приведен в [26] и сводится к имитации нормально-распределенного вектора $\boldsymbol{\xi} = \|\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_{n+1}\|^T$ с корреляционной матрицей $\mathbf{B} = \|\rho_{ij}^{(g)}\|$, элементы которой

$$\rho_{ij}^{(g)} = \ln[1 + (e-1)\rho_{(ij)}]. \quad (7)$$

Здесь $\rho_{(ij)} = \rho_I[(i-j)\Delta t]$. Моделирование гауссовского вектора $\boldsymbol{\xi}$ связано с вычислением собственных чисел и собственных векторов корреляционной матрицы $\mathbf{B} = \|\rho_{ij}^{(g)}\|$. Для этого использовалась процедура сингулярного разложения матрицы [27]. Связь между η_i и ξ_i ($i = \overline{1, n+1}$) определяется выражением [26]:

$$\eta_i = \exp(\sigma \xi_i + \alpha),$$

где

$$\alpha = \ln(I_0) - \frac{\sigma^2}{2}. \quad (8)$$

Для проведения расчетов необходимо конкретизировать вид $\rho_I(\tau)$, аппроксимация которого рассмотрена в [20] для различных условий распространения лазерного излучения в турбулентной атмосфере. В частности, отмечается возможность использования в условиях сильных флуктуаций гауссовской аппроксимации коэффициента временной корреляции интенсивности $\rho_I(\tau) = \exp(-\tau^2/a^2)$ (a – параметр) с радиусом временной корреляции

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_I^2(\tau) d\tau = \sqrt{\frac{\pi}{2}} a. \quad (9)$$

Выбор этой аппроксимации не является принципиальным для проведения расчетов и позволяет выяснить зависимость характеристик потоков ОИ и ФО от различных характеристик случайного процесса $\lambda(t)$. При необходимости предложенный алгоритм можно использовать для проведения расчетов и для других форм $\rho_I(\tau)$.

Для каждой реализации $\hat{\lambda}(t)$ выполняется последовательное моделирование моментов времени $\{t_i\}$ с экспоненциальной плотностью вероятности (6) и моментов времени $\{t_i^*\}$ появления ФО. При этом не учитываются флуктуации величины МВ, т.е. рассматривается перекрытие ОИ с постоянной шириной Δt на уровне порога дискриминации, и их последующая регистрация счетчиком с МВ протлевающего типа.

Преимущество численного эксперимента состоит в том, что он дает возможность не только провести исследование статистических характеристик фототока при логнормальном распределении интенсивности, но и позволяет оценить их зависимость от статистики интенсивности регистрируемого излучения. В частности, интересно в рамках одного численного эксперимента провести сравнение результатов расчетов при логнормальной и экспоненциальной плотностях вероятности интенсивности. Второй случай соответствует гауссовскому полю регистрируемого излучения, для которого статистические характеристики потоков ОИ и ФО подробно рассмотрены ранее в [9–11].

При экспоненциальной плотности вероятности интенсивности

$$f(I) = \frac{1}{I_0} \exp(-I/I_0),$$

соответствующей гауссовской статистике поля, структура алгоритма моделирования не меняется. Моделирование случайного процесса $\lambda(t)$ в этом случае осуществляется преобразованием [26]:

$$\lambda(t) = v_1^2(t) + v_2^2(t), \quad (10)$$

где $v_1(t)$ и $v_2(t)$ – независимые гауссовские случайные процессы с нулевыми средними и равными корреляционными функциями

$$B_{v_1}(\tau) = B_{v_2}(\tau) = \frac{\bar{I} S_a \eta}{2} \sqrt{\rho_I(\tau)}. \quad (11)$$

Равенство дисперсий логнормального и гауссовского случайных процессов достигается при значении параметра $\sigma = \sqrt{\ln 2} \approx 0,833$.

Результаты расчетов и их обсуждение

На рис. 2–4 представлены результаты расчетов различных статистических характеристик потоков ОИ и ФО на интервале времени $T = 1$ при $S_a = 1$, $\eta = 1$, ширине ОИ на уровне порога дискриминации $\Delta\tau = 0,1$. В этом случае средняя интенсивность I_0 численно равна среднему числу ОИ \bar{n} . Заданные значения параметров позволяют упростить интерпретацию полученных результатов и никак не влияют на их общность. При расчетах задавалась величина относительного среднеквадратического отклонения интенсивности $\delta_I = \sqrt{D_I}/I_0$, которая связана с параметром логнормального распределения σ соотношением $\sigma^2 = \ln(\delta_I^2 + 1)$. В таблице приведены значения σ и отношения $\mu_3^{\ln}/\mu_3^{\text{ex}}$ третьих центральных моментов μ_3^{\ln} и μ_3^{ex} логнормального и экспоненциального распределений соответственно. При расчетах контролировалась величина относительной среднеквадратической ошибки вычислений, которая во всех случаях не превышала 0,1%.

Для сравнения на рис. 2–4 пунктиром показаны соответствующие зависимости для экспоненциального распределения интенсивности, которое соответствует гауссовскому полю напряженности. Следует обратить внимание на различный масштаб по оси абсцисс на рис. 4, а и 4, б. Поэтому для удобства сравнения графиков на рис. 4, а приведено распределение вероятностей $P(m)$ при $\delta_I = 1$.

Остановимся более подробно на интерпретации полученных результатов. Прежде всего, это влияние распределения флуктуаций интенсивности на статистические характеристики чисел ОИ и ФО. Проведем сравнение зависимостей \bar{m} и $D(m)$ на рис. 2, а, б при логнормальном ($\delta_I = 1$) и экспоненциальном распределениях интенсивности, имеющих равные значения среднего и дисперсии. Величина относительного изменения \bar{m} при переходе от одного распределения интенсивности к другому при $\bar{n} = 5$ составляет 0,06, а при $\bar{n} = 10$ равна 0,11. При этом относительное изменение дисперсии $D(m)$ составляет 0,13 и 0,14 соответственно. Эти отличия обусловлены тем, что у рассматриваемых распределений интенсивности отличаются третьи централь-

ные моменты μ_3 . Из таблицы видно, что при $\delta_I = 1$ величина отношения $\mu_3^{\ln}/\mu_3^{\text{ex}} = 2$. Причем оно не зависит от средней интенсивности I_0 .

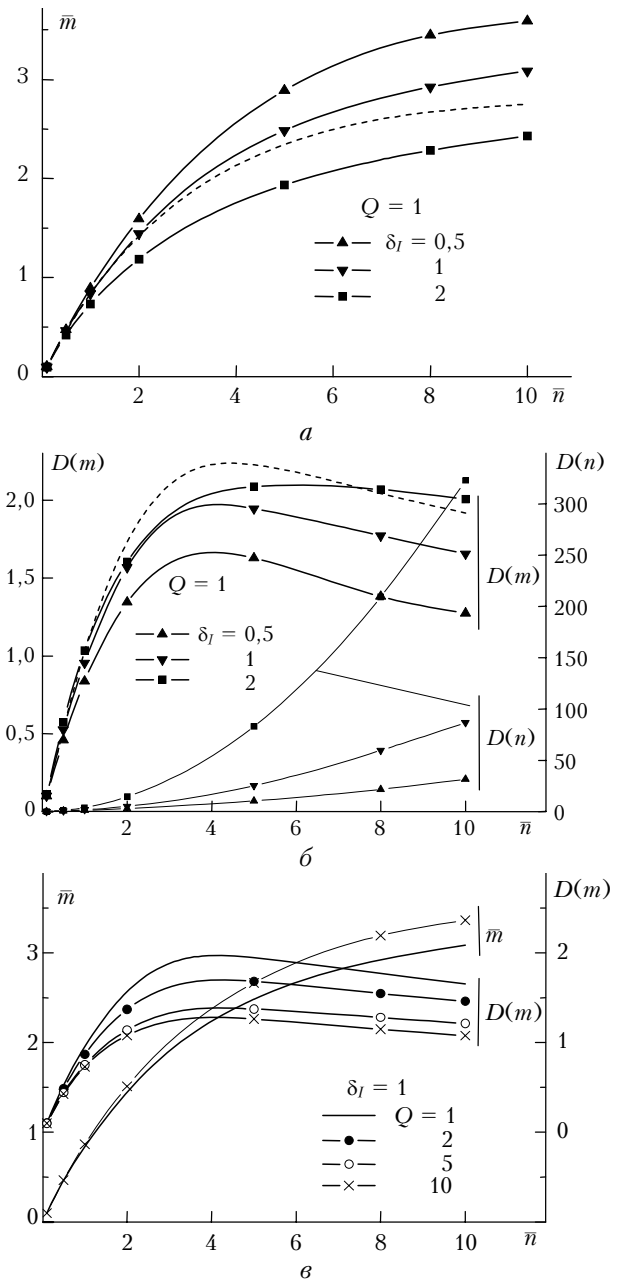


Рис. 2. Зависимости среднего \bar{m} (а, в), дисперсий $D(n)$ и $D(m)$ (б, в) чисел ОИ и ФО от \bar{n} при различных Q и δ_I . Пунктир — зависимости для экспоненциального распределения интенсивности, сплошные линии — логнормальное распределение

Значения параметра σ логнормального распределения и отношения $\mu_3^{\ln}/\mu_3^{\text{ex}}$ в зависимости от величины относительного среднеквадратического отклонения интенсивности δ_I

$\delta_I = \sqrt{D_I}/I_0$	0,5	0,8	1	1,2	1,5	2
σ	0,472	0,703	0,833	0,944	1,086	1,269
$\mu_3^{\ln}/\mu_3^{\text{ex}}$	0,102	0,745	2	4,603	13,289	55,983

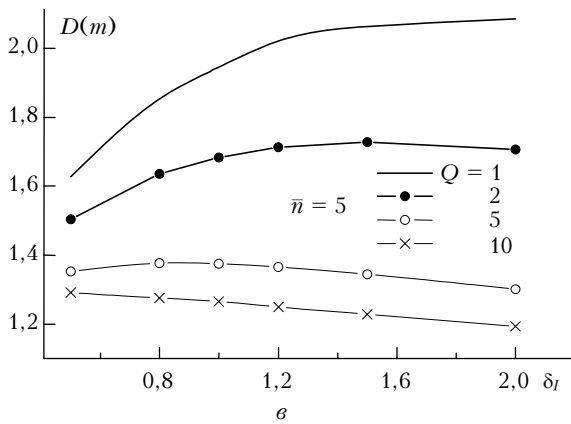
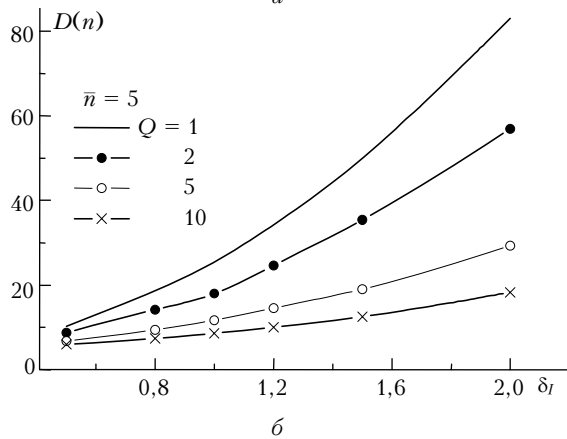
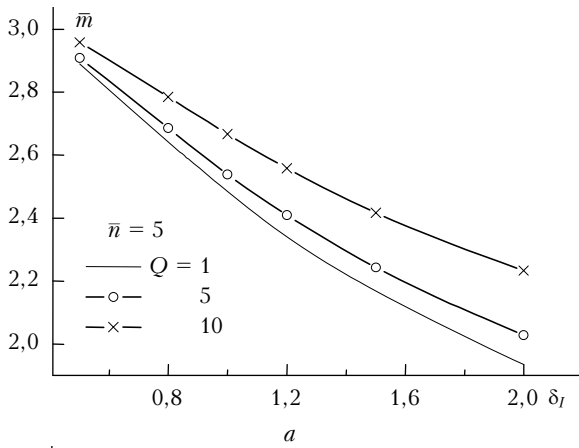


Рис. 3. Зависимости среднего \bar{m} (а), дисперсий $D(n)$ (б) и $D(m)$ (в) чисел ОИ и ФО от δ_I

Обсуждаемые отклонения между зависимостями среднего и дисперсии чисел ФО отражают вклад статистических характеристик флуктуаций интенсивности в соответствующие характеристики потоков фотоотчетов. При этом графики дисперсий $D(n)$ на рис. 2, б при разных статистиках интенсивностей в рассматриваемом случае совпадают друг с другом из-за равенства временных коэффициентов корреляции $\rho_I(\tau)$ и дисперсий D_I . При расчетах отличие указанных зависимостей находилось в пределах ошибки численного эксперимента. Это обстоятельство использовалось при тестировании алгоритма численного моделирования.

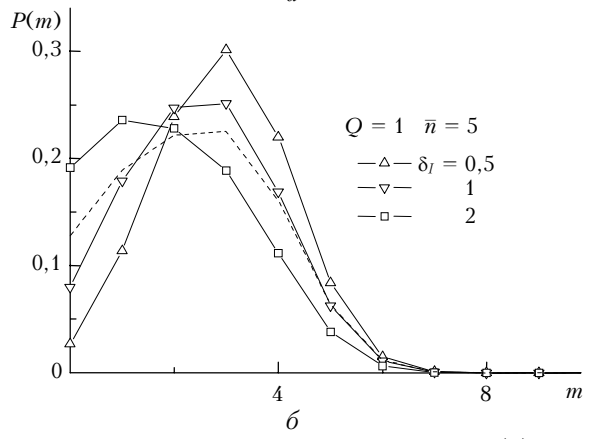
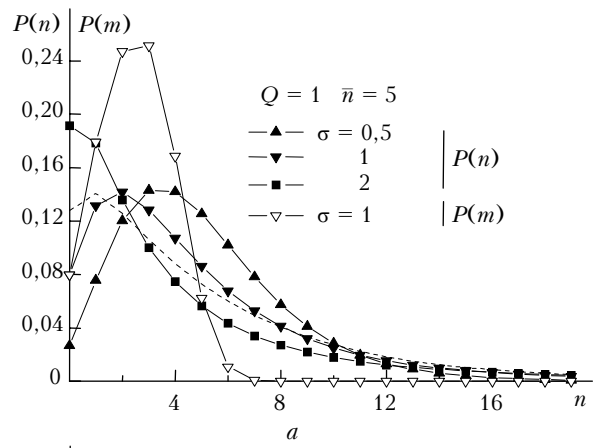


Рис. 4. Распределения вероятностей чисел ОИ $P(n)$ и ФО $P(m)$ при различных δ_I . Пунктир – зависимости для экспоненциального распределения интенсивности, сплошные линии – логнормальное распределение

На рис. 4 для сравнения показаны распределения вероятностей чисел ОИ и ФО для логнормального при $\delta_I = 1$ и экспоненциального (пунктир) распределений интенсивности. Несмотря на равенство дисперсий чисел ОИ в рассматриваемом случае, распределения вероятностей $P(n)$ отличаются друг от друга (см. рис. 4, а), что отражает их зависимость от характера флуктуаций интенсивности.

Сравнение дисперсий чисел ОИ и ФО на рис. 2, б и 3, б, в позволяет сделать вывод о том, что эффект «мертвого» времени приводит к уменьшению флуктуаций числа ОИ, т.е. действует как сглаживающий фильтр. В результате чего $D(n) > D(m)$ и это отличие увеличивается с ростом интенсивности регистрируемого излучения.

Интересным является результат, показанный на рис. 3, а, из которого видно, что увеличение дисперсии интенсивности, связанное с ростом параметра δ_I , приводит к уменьшению среднего числа ФО при фиксированном значении \bar{n} . Объяснение такой необычной, на первый взгляд, зависимости связано с тем, что с ростом δ_I увеличивается отношение $\mu_3^{\text{ln}}/\mu_3^{\text{ex}}$ (см. таблицу), т.е. увеличивается третий центральный момент экспоненциального распределения интенсивности μ_3^{ln} , для которого выполняется условие $\mu_3^{\text{ln}} > 0$. В результате повышается глу-

бина «положительных флуктуаций» интенсивности, что приводит к большей группировке ОИ и возрастающему, вследствие этого, влиянию эффекта «мертвого» времени.

Что касается зависимости \bar{m} и $D(m)$ от параметра Q , то следует отметить, что его увеличение связано с уменьшением времени корреляции, т.е. «периода» флуктуаций интенсивности. Вследствие этого уменьшаются временные интервалы группировки ОИ, а следовательно, влияние эффекта «мертвого» времени. Это приводит к росту \bar{m} (см. рис. 3, а) и снижению дисперсий $D(n)$ и $D(m)$ (см. рис. 3, б, в). При $Q \rightarrow \infty$ имеет место пуассоновская асимптотка $D(n) \rightarrow \bar{n}$. Зависимость $D(m)$ от δ_I при разных значениях параметра Q является достаточно сложной, что иллюстрирует рис. 2, в.

В результате проведенных исследований на основе метода численного моделирования изучены статистические характеристики потоков ОИ и ФО при логнормальном распределении интенсивности. Показано, что характер флуктуаций интенсивности вносит значимый вклад в статистические характеристики потоков ОИ и ФО. Полученные данные можно использовать для интерпретации результатов измерений, связанных с регистрацией слабых световых потоков методом счета фотонов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-08-00751).

1. Астафуров В.Г., Глазов Г.Н. Статистика фотоотчетов и режимы регистрации лидарного сигнала // Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1978. С. 146–153.
2. Баруча-Рид А.Т. Элементы теории марковских процессов и их приложения. М.: Наука, 1969. 512 с.
3. De Lotto I., Manfredi P.F., Principi P. Counting statistics and dead-time losses. Part 1 // Energia Nucleare. 1964. V. 11. N 10. P. 557–564.
4. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959. 411 с.
5. Bar-David I. Communication under the Poisson regime // IEEE Trans. Inform. Theory. 1969. V. IT-15. N 1. P. 31–37.
6. Bedard G. Dead-time corrections to the statistical distribution of photoelectrons // Proc. Phys. Soc. 1967. V. 90. N 567. P. 131–141.
7. Cantor B.I., Teach M.C. Dead-time connected photo-counting distributions for laser radiation // J. Opt. Soc. Amer. 1975. V. 65. N 7. P. 786–791.
8. Johnson F.A., Jones R., McLean T.P., Pike E.R. Dead-time corrections to photon counting distributions // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. N 13. P. 589–592.
9. Астафуров В.Г., Глазов Г.Н. Сравнение точности измерения интенсивности света методами счета одно-

- электронных импульсов и накопления заряда // Радиотехн. и электрон. 1985. Т. 30. Вып. 1. С. 148–155.
10. Астафуров В.Г., Глазов Г.Н. О статистике фотоотсчетов в условиях непуассоновского потока фотоэлектронов // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62. Вып. 2. С. 296–301.
 11. Астафуров В.Г., Тюхтева Н.В. Статистические характеристики временных интервалов потоков фотоэлектронов и фотоотсчетов // Радиотехн. и электрон. 1991. Т. 36. Вып. 10. С. 2029–2037.
 12. Клаудер Дж., Судариан Э. Основы квантовой оптики. М.: Мир, 1970. 428 с.
 13. Кросиньяни Б., Ду-Порто О., Бертолотти М. Статистические свойства рассеянного света. М.: Наука, 1980. 206 с.
 14. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 2. М.: Мир, 1981. 318 с.
 15. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере / А.С. Гурвич, А.И. Кон, В.Л. Миронов, С.С. Хмелевцов. М.: Наука, 1987. 312 с.
 16. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981. 414 с.
 17. Глазов Г.Н. Статистические вопросы лидарного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 312 с.
 18. Перина Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений. М.: Мир, 1987. 368 с.
 19. Andrews L.S., Phillips R.L. Laser beam propagation through random media. Washington: SPIE Opt. Eng. Press, 1998. 434 p.
 20. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1988. 270 с.
 21. Diamant P., Teich M.C. Photodetection of low-level radiation through the turbulent atmosphere // J. Opt. Soc. Amer. 1970. V. 60. N 11. P. 1489–1494.
 22. Глазов Г.Н., Дубягин В.М. Статистика фотоэлектронов лазерных сигналов с логнормальным распределением интенсивности // Оптика атмосфер. 1991. Т. 4. № 7. С. 681–685.
 23. Бахрамов С.А., Касимов А.К., Пайзиев Ш.Д. Статистические характеристики лазерного излучения, прошедшего турбулентную среду при временах отбора порядка времени корреляции интенсивности // Оптика атмосфер. и океана. 1997. Т. 10. № 8. С. 905–910.
 24. Бахрамов С.А., Касимов А.К., Пайзиев Ш.Д. Учет влияния «мертвого времени» приемного устройства методом Монте-Карло // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 8. С. 725–728.
 25. Бахрамов С.А., Касимов А.К., Пайзиев Ш.Д., Пайзиева Д.Э. Статистика фотоотсчетов лазерного излучения, прошедшего турбулентную атмосферу при негауссовости поля излучения // Оптика атмосфер. и океана. 2003. Т. 16. № 4. С. 325–328.
 26. Поляк Ю.Г. Вероятностное моделирование на электронных вычислительных машинах. М.: Сов. радио, 1971. 400 с.
 27. Форсайт Дж., Мальколм М., Моулер М. Математические методы машинных вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с.

V.G. Astafurov. Statistics of optical signal photoreadings with lognormal intensity distribution.

Statistic characteristics of single-electron pulse flows (SF) and photoreadings (PR) were studied by the numerical simulation method. A lognormal distribution of the recorded radiation intensity is considered. The numerical simulation algorithm is described, which is realized by the scheme «intensity – photodetector – SF flow – PR flow». The calculation results for different statistic characteristics of the SF and PR flows are discussed and interpreted. A significant difference between them is revealed depending on lognormal or exponential distributions of intensity.