

И.К. Расулов, А.А. Узаков, А.К. Касимов, М.Н. Маматкулов

УЧЕТ «МЕРТВОГО» ВРЕМЕНИ СЧЕТЧИКА ПРИ ФОТООТСЧЕТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ, ПРОШЕДШИМ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Приводятся результаты теоретического исследования с экспериментальным подтверждением влияния «мертвого» времени счетного устройства на статистику фотоотсчетов лазерного излучения, прошедшего через слой турбулентной атмосферы. Показано отклонение расчетных распределений вероятностей фотоотсчетов от экспериментальных при больших уровнях принимаемого излучения. С помощью полученных приближенных аналитических выражений введена поправка за счет «мертвого» времени в распределениях фотоотсчетов при высоких нагрузках.

При приеме амплитудно-стабилизированного (АС) лазерного излучения в условиях реальной атмосферы инерционным приемником с «мертвым» временем (МВ) определенного типа распределение вероятности фотоотсчетов (РВФ) отлично от пуассоновского (ПР). Изменение РВФ из-за эффекта МВ исследовано теоретически [1] и экспериментально [2]. Влияние рассеивающей атмосферы на РВФ изучено в [3] как без учета, так и с учетом МВ при времени отбора T , много большем времени корреляции τ_k сигнала в атмосфере, а влияние турбулентной атмосферы (ТА) проанализировано в [4] без учета МВ при $T \ll \tau_k$. Целью данной работы является восполнение пробела в теории и эксперименте в важном случае ТА при $T \ll \tau_k$ с учетом инерционности счетного устройства.

Расчет РВФ

Как показано в работе [1], выражение для РВФ АС излучения с учетом МВ непродлевающего типа можно представить в виде

$$P_1(n; N, \varepsilon) = \begin{cases} \sum_{k=0}^n P_0(k; N(1-n\varepsilon)) - \sum_{k=0}^{n-1} P_0(k; N[1-(n-1)\varepsilon]), & n < \frac{1}{\varepsilon}, \\ 1 - \sum_{k=0}^{n-1} P_0(k; N[1-(n-1)\varepsilon]), & \frac{1}{\varepsilon} \leq n < \frac{1}{\varepsilon} + 1, \\ 0, & n \geq \frac{1}{\varepsilon} + 1, \end{cases} \quad (1)$$

где $\varepsilon = \tau/T$ (τ — «мертвое» время счетного устройства); $P_0(k; z)$ — ПР с параметром z [3]; $N = \eta IT$ — среднее число фотоэлектронов; I — интенсивность излучения; η — квантовая эффективность ФЭУ.

При учете ТА необходимо усреднить (1) по ансамблю флуктуаций I :

$$P_2(n; N', \varepsilon) = \langle P_1(n; N, \varepsilon) \rangle_I,$$

где $N' = \eta \langle I \rangle T$ — среднее число фотоэлектронов при ТА. Распространение излучения в ТА характеризуется дисперсией $\sigma^2 = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2$ флуктуаций логарифма относительной интенсивности $y = \ln(I/I_0)$; I_0 — интенсивность излучения без ТА.

Используя логнормальное распределение интенсивности [4] излучения, найдем после усреднения (1):

$$P_2(n; N', \varepsilon) = \begin{cases} F_n(N'(1-n\varepsilon); \varepsilon) - F_{n-1}(N'[1-(n-1)\varepsilon]; \varepsilon), & n < \frac{1}{\varepsilon}, \\ 1 - F_{n-1}(N'[1-(n-1)\varepsilon]; \varepsilon), & \frac{1}{\varepsilon} \leq n < \frac{1}{\varepsilon} + 1, \\ 0, & n \geq \frac{1}{\varepsilon} + 1, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$F_n(N'(1-n\varepsilon); \varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \sum_{k=0}^n \frac{[N'(1-n\varepsilon)]^k}{k!} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{ky - N'(1-n\varepsilon)e^y - \frac{1}{2\sigma^2}\left(y + \frac{\sigma^2}{2}\right)^2\right\} dy.$$

На рис. 1 представлены зависимости $P_2(n; N', \varepsilon)$ от числа фотоотсчетов n в отсутствие ($\sigma = 0$) и при наличии ($\sigma = 0,5$) ТА для различных значений параметра ε от 0 до 0,1. Как видно из графиков, с увеличением МВ счетного устройства кривые РВФ сужаются и смещаются в сторону меньших чисел n .

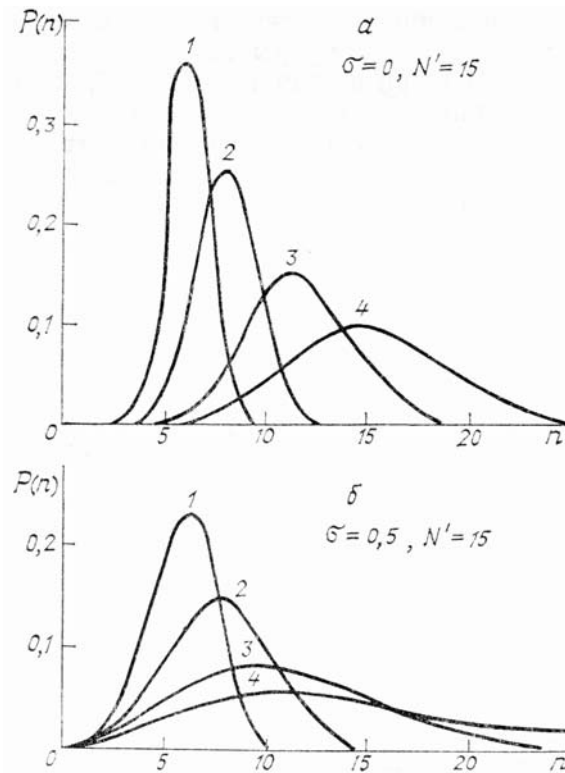


Рис. 1. Зависимости РВФ от числа фотоотсчетов (а) в отсутствие ($\sigma = 0$) и (б) при наличии ($\sigma = 0,5$) ТА при значениях параметра ε : 1—0,1; 2—0,06; 3—0,02; 4—0,0

При сравнении РВФ, вычисленных по формуле (2), с экспериментально измеренными зачастую параметр σ бывает неизвестным. Его можно определять [5], зная дисперсию σ_n^2 и среднее $\langle n \rangle$ число фотоотсчетов при $\varepsilon = 0$

$$\sigma = \sqrt{\ln\left(1 + \frac{\sigma_n^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2}\right)}. \quad (3)$$

Таким образом, измеряя в эксперименте значения $\langle n \rangle$, $\langle n^2 \rangle$ в заданном интервале времени T с помощью формулы (3) можно оценить величину σ .

Описание экспериментальной установки

Целью эксперимента является измерение РВФ лазерного излучения, прошедшего через ТА на трассах с отражением длиной $2L = 100, 1000, 2000$ м. Для этой цели собрана экспериментальная установка, которая показана на рис. 2. Луч АС лазера 1, пройдя телескопическую систему 3 и атмосферу 4, попадает на отражательное зеркало 5. В качестве фотодетектора был использован фотоэлектронный умножитель 8, работающий в режиме счета фотонов. Электрические импульсы от ФЭУ стандартизируются формирователем 9 по амплитуде и по длительности и считываются счетчиком фотонов 10. Далее выход экспериментальной установки через интерфейс 11 подключен к микроЭВМ «Электроника ДЗ-28». Для управления экспериментом и обработки данных составлена программа на языке Бейсик и две управляющие подпрограммы на машинных кодах. Статистический анализ проводится над массивом 100 000 данных, набираемых с максимальной скоростью 40 000 данных в секунду. Время отбора может быть установлено равным 1, 2, 4, $2^3, \dots, 2^7$ мкс. По полученным данным строится

гистограмма РВФ на дисплее и вычисляются средние значения: $\langle n^2 \rangle$, $\langle n \rangle$ и дисперсия числа фотоотсчетов, а также параметр σ . Время отбора измерительного комплекса при экспериментах равнялось 2^3 мкс.

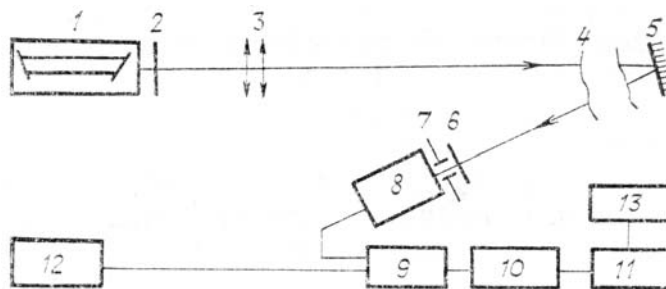


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки: 1—ОКГ; 2—нейтральный фильтр; 3—телескоп; 4—атмосфера; 5—зеркало; 6—интерференционный фильтр; 7—диафрагма; 8—ФЭУ; 9—формирователь; 10—счетчик; 11—интерфейс; 12—частотомер; 13—ЭВМ

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измерения проводились в предгорьях Тянь-Шаня на высоте 1500 м над уровнем моря на указанных предгорных трассах. Атмосферные условия были такими, что значения σ менялись в диапазоне 0,169—1,269. Измеренное значение «мертвого» времени счетного устройства равнялось 24 нс. Были измерены РВФ в зависимости от длины трасс для различных значений среднего уровня сигнального излучения. С точки зрения практики, например, в задачах обнаружения лазерного сигнала очень важную роль играет изучение статистики фотоотсчетов в зависимости от уровня принимаемого излучения. Экспериментальные точки РВФ лазерного излучения при различных $\langle n \rangle$ на короткой трассе приведены на рис. 3. Как следует из рисунка, расчетные и экспериментальные данные согласуются вплоть до $\langle n \rangle \sim 10$. Несогласие расчета с экспериментом при $\langle n \rangle \geq 10$ обусловлено влиянием МВ счетного устройства на статистику фотоэлектронов при больших $\langle N' \rangle$ (см. рис. 1).

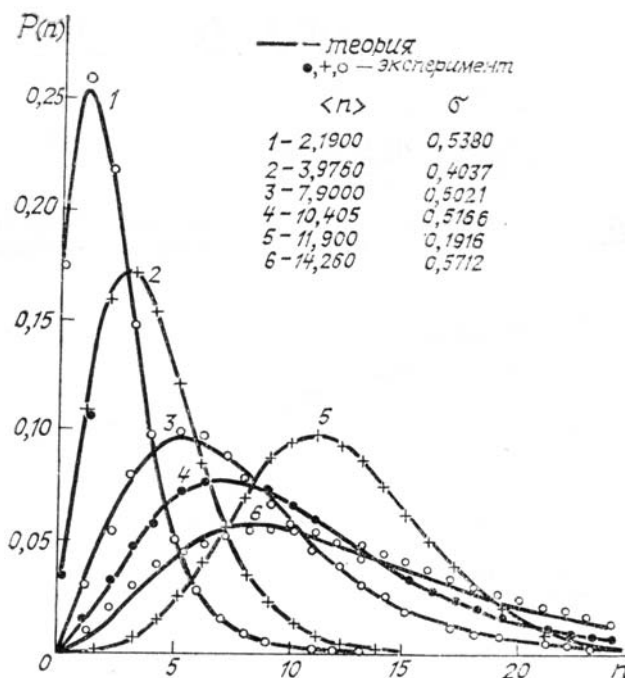


Рис. 3. Кривые РВФ лазерного излучения на атмосферной трассе с отражением длиной $2L = 100$ м для различных уровней принимаемого излучения и степени турбулентности: сплошная кривая — теория; точки — эксперимент: $\langle n \rangle = 2,19$ и $\sigma = 0,538$ (1) и соответственно 3,976 и 0,4037 (2); 7,9 и 0,5021 (3); 10,405 и 0,5166 (4); 11,9 и 0,1916 (5); 14,26 и 0,5712 (6)

Для сравнения измеренного РВФ с теорией, учитывающей МВ при произвольной загрузке, необходимо знать входные данные N' и σ в формуле (2). Зачастую они априорно неизвестны. При от-

существовании МВ их можно было бы найти непосредственно из результатов измерений РВФ. В этом случае $N' = \langle n \rangle$; σ определяется по формуле (3). При наличии МВ $\langle n \rangle \langle N' \rangle$. При этом формула (3) дает заниженное значение для σ , так как $\sigma(\epsilon) < \sigma(0)$. Для определения N' , σ из экспериментальных данных изучалась расчетная зависимость $(P_2/n; N', \Sigma)$ от N' , σ , ϵ . Расчеты были произведены при следующих значениях параметров: $N' = 5 \div 25$; $\sigma = 0,1 \div 0,5$ и $\epsilon = 0,002 \div 0,06$. Используя вышеуказанные зависимости, для различных ϵ путем последовательных приближений были найдены искомые N' и σ .

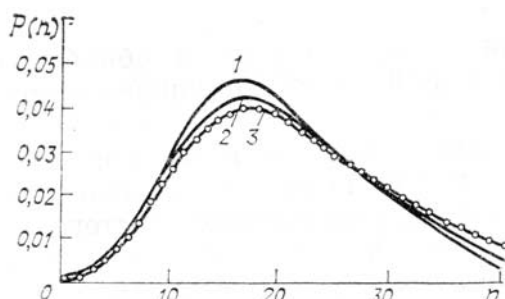


Рис. 4. Сравнительные зависимости РВФ от числа фотоотсчетов при входных и найденных значениях параметров: 1 — $\epsilon = 0,003$, $N' = 23$; 2 — $\epsilon = 0$, $N' = 23$; 3 — $\epsilon = 0,003$, $N' = 25,2$; точки — эксперимент при $\epsilon = 0,003$, $\langle n \rangle = 23$ и $\sigma = 0,45$

На рис. 4 приведено сравнение эксперимента с теорией при N' и σ , найденных указанным путем (кривая 3). При этом экспериментальные значения были $\langle n \rangle = 23,0$; $\sigma(\epsilon) = 0,221$, а найденные значения при $\epsilon = 0,003$: $N' = 25,2$ и $\sigma(0) = 0,285$. Для сравнения приведены также РВФ, вычисленные при $N' = 23,0$ и $\sigma = 0,447$ как без учета МВ (кривая 2), так и с учетом МВ: $N' = 23,0$; $\sigma = 0,447$ и $\epsilon = 0,003$ (кривая 1). Как видно из рисунка, кривая 3 гораздо лучше согласуется с экспериментом.

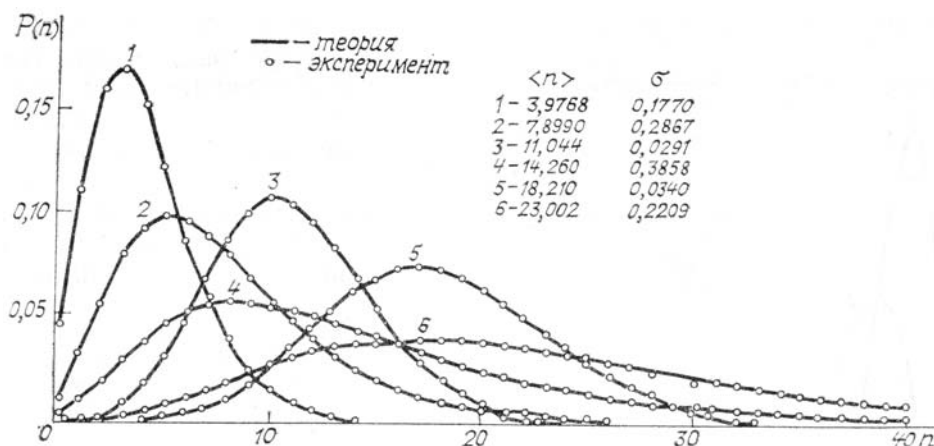


Рис. 5. Экспериментальные точки и теоретические кривые РВФ в зависимости от числа отсчетов n для различных значений уровня принимаемого излучения и степени турбулентности атмосферы на оптической трассе с отражением длиной $2L = 100$ м: сплошные кривые — теория; точки — эксперимент: $\langle n \rangle = 3,98$ и $\sigma = 0,18$ (1) и соответственно 7,9 и 0,29 (2); 11,044 и 0,03 (3); 14,26 и 0,39 (4); 18,21 и 0,034 (5); 23 и 0,221 (6)

На рис. 5 приведены РВФ при различных $\langle n \rangle$ и σ на оптической трассе с отражением длиной $2L = 100$ м. Сплошные кривые соответствуют расчету по формуле (2) при найденных вышеописанным способом значениях N' и σ . Как следует из рисунка, расчетные кривые довольно точно описывают поведение экспериментальных точек.

Локальная погрешность восстановления РВФ в эксперименте оценивалась по формуле

$$\delta(n) = \sqrt{\frac{1 - P(n)}{P(n) N_0}},$$

справедливой при независимости отдельных измерений, где δ — локальное относительное среднеквадратическое отклонение РВФ для измеренной $P(n)$; N_0 — общее число измерений. В нашем случае при $N_0 = 150\,000$ значение δ для наиболее вероятного n не превышало 1%.

Таким образом, экспериментально показано отклонение теоретического расчета РВФ, не учитывающего МВ [4], от эксперимента при больших уровнях принимаемого сигнала и с помощью полученного выражения (2) введена поправка за счет МВ в условиях умеренной флуктуации интенсивности ($\sigma \leq 0,5$) излучения в атмосфере.

Результаты данной работы будут полезны в интерпретации оптико-спектральных измерений в режиме счета фотонов, проводимых в реальной атмосфере.

1. Cantor B.J., Teich M.C. // J. Opt. Soc. Amer. 1975. V. 65. № 7. P. 786–791.
2. Мирзаев А.Т., Узиков А.А., Мирзаев А.Т. // Лазерные пучки. Хабаровск. 1978. С. 122–129.
3. Глазов Г.Н. Статистические вопросы лидарного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 314 с.
4. Diamant P., Teich M.C. // J. Opt. Soc. Amer. 1975. V. 65. № 7. С. 1493–1498.
5. Мирзаев А.Т., Маматкулов М.Н., Расулов И.К. // ДАН УзССР. Сер. Физич. 1987. № 1. С. 34–36.

НИИ прикладной физики
при Ташкентском госуниверситете

Поступила в редакцию
3 июня 1988 г.

I.K. Rasulov, A.A. Uzakov, A.K. Kasimov, M.N. Mamatkulov. Account for Dead Time of the Counting Device in the Experimental Study of Laser Beam Propagation Through Turbulent Atmosphere.

The paper presents the results of theoretical investigations of the effects of dead time of a counting device on the photocounts statistics for the laser beam passed through a turbulent atmospheric layer. These theoretical results are confirmed experimentally. It is also shown in this paper that the calculated probability distributions for photocounts do differ from those measured experimentally at high levels of optical signals. The derived analytical approximations allowed the correction of the photocounts distributions at high count rates for the influence of dead time to be made.