

УДК 542.85:543.08

С. С. Ветохин, кандидат физико-математических наук, доцент,
заведующий кафедрой физико-химических методов сертификации продукции (БГТУ)

ОПТИМИЗАЦИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ СЧЕТЧИКОМ ФОТОНОВ ЗА СЧЕТ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕНИ ИЗМЕРЕНИЯ

Проведен анализ амплитудных и статистических свойств выходных импульсов различного происхождения фотодетектора счетчика фотонов. В качестве фотодетекторов рассмотрены фотоэлектронные умножители, передающие телевизионные трубки мгновенного действия – диссекторы и лавинные фотодиоды, даны их основные характеристики, описаны основные процессы, ведущие к образованию выходных сигналов. На основе пуассоновской статистики выполнены расчеты точности измерений счетчиком фотонов в условиях варьирования времени измерения сигнала и фона. Показана возможность оптимизации интервалов времени измерения в зависимости от относительной величины сигнала. Предложен алгоритм управления счетчиком фотонов, получено выражение и приведен график регулировочной функции.

The sources of photon counter photodetector's output signals, which have their different origin, are discussed. Photomultiplier tubes, transiving television tubes like dissector and avalanche photodiodes are considered as such photodetectors of a photon counter. Their main characteristics and the physical processes, which provoke the output signals, are given in the paper. The abilities of amplitude selection of different origin pulses are shown. It is offered the measurement procedure, which includes variable duration of signals' time integration. The calculations of relative dispersion display the possibility of the accuracy optimization under the offered procedure. The benefit in signal-to-noise ration could be as large as square root of 2 in the case of big signal. The algorithm and a simple view expression for the control function are obtained.

Введение. Счетчики фотонов, классическая схема которых описана в работе [1], нашли широкое применение при измерении слабых световых сигналов в различных отраслях науки и техники [2, 3]. При этом к основным факторам, ограничивающим их пороговую чувствительность, следует отнести наличие фоновых отсчетов, а также существенные статистические флуктуации регистрируемых сигналов.

Основная часть. В рассматриваемом счетчике фотоны сигнала преобразуются за счет фотоэлектронной эмиссии в отдельные носители тока. Для вакуумных фотодетекторов (фотоэлектронные умножители (ФЭУ), диссекторы) это осуществляется путем внешней фотоэмиссии из фотокатода не более одного фотоэлектрона на фотон. Для твердотельных детекторов, например лавинных фотодиодов (ЛФД), при внутреннем фотоэффекте в высокоомной области образуются пары электрон-дырка. Вероятность фотоэффекта достигает 20% для большинства современных ФЭУ и приближается к 100% для кремниевых структур.

Для получения достаточно больших сигналов от отдельных электронов или пар используют механизмы вторичной электронной эмиссии в ФЭУ и лавинного умножения зарядов в ЛФД. Коэффициент вторичной электронной эмиссии составляет 2–4 на акт умножения и обеспечивает коэффициент усиления ФЭУ до 10^9 . Применение полупроводниковых структур на основе GaP и Si позволяет получить усиление на каскад до 50 и 100. В ЛФД максимальные коэффи-

циенты усиления не превышают 10^4 . В результате на выходе детектора получают пакеты электронов с зарядом до 10^{-7} Кл для ФЭУ и 10^{-13} Кл для ЛФД. Длительность пакета составляет 1–20 нс для ФЭУ и около 1 нс для ЛФД. Такие импульсы пригодны для дальнейшей обработки современными радиоэлектронными средствами.

Импульсы, обусловленные воздействием одиночных фотонов, каждый из которых выбил отдельный электрон, называют одноэлектронными. Их амплитуда флуктуирует по сложному статистическому закону, напоминающему распределение Пуассона со средним, примерно равным коэффициенту вторичной эмиссии в первом каскаде умножения. Аналогичные импульсы продуцируются процессами термоэлектронной эмиссии в фотокатоде или *p-n*-переходе, а также фосфоресценции стекол и иных конструкционных материалов фотоприемника.

Эмиссия одиночных электронов возможна и на других электродах ФЭУ. Однако такие электроны не проходят полного усиления и формируют выходные импульсы с амплитудой меньшей, чем у одноэлектронных. Это дает возможность осуществлять амплитудную селекцию выходных сигналов фотоприемника.

Существенную роль для вакуумного фотоприемника играют процессы, вызываемые электронными потоками и вызывающие ионную и оптическую обратную связь. В амплитудном спектре выходных импульсов это проявляется во всех диапазонах амплитуд, что снижает эффективность амплитудной селекции.

С учетом указанных факторов амплитудное распределение выходных импульсов фотодетектора имеет достаточно сложную форму (рис. 1), на которой представлен пик одноэлектронных импульсов, и «экспоненциальную ветвь» в области меньших амплитуд, составленную из импульсов, не связанных происхождением с фотокатодом. Статистика появления обусловленных этими процессами импульсов плохо изучена и характеризуется дисперсией, существенно превышающей пуассоновскую. В этой связи целесообразно выбирать режимы эксплуатации фотоприемников, в которых интенсивность ионной и оптической обратной связи невелика. Обычно это ограничивает напряжение питания и, соответственно, коэффициент усиления фотоприемника.

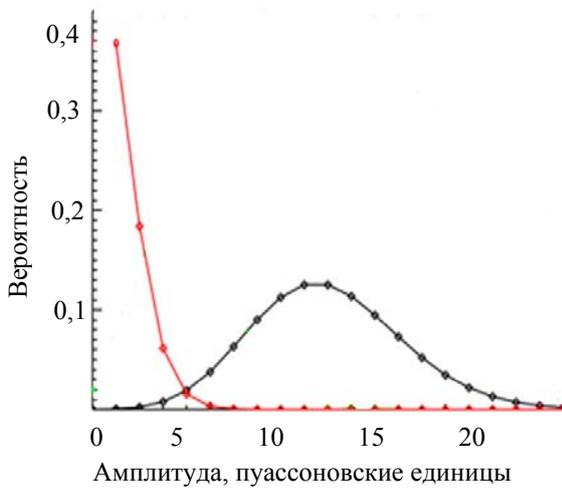


Рис. 1. Амплитудное распределение выходных импульсов фотодетектора типа ФЭУ счетчика фотонов (коэффициент усиления первого каскада составляет 10)

Вклад в выходной сигнал фотоприемника могут давать и процессы, обусловленные воздействием на него ионизирующего излучения, в том числе радиационного фона и космического излучения. Наиболее «вредным» в смысле выделения одноэлектронных импульсов из образующейся смеси импульсов разной природы является свечение стекол ФЭУ в результате распада содержащихся в них изотопов калия-40 и формирования сцинтилляций под действием испускаемых при этом быстрых электронов и гамма-квантов. Статистика отсчетов при этом достаточно хорошо описывается распределением Пуассона за исключением импульсов, вызванных космическими ливнями.

Рассмотренная схема формирования выходного сигнала счетчика фотонов позволяет для большинства практически важных приложений считать, что регистрируемые на его выходе отсчеты подчиняются закону Пуассона:

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N \exp\{-N\}}{N!}, \tag{1}$$

где $P(N)$ – вероятность зарегистрировать N импульсов за некоторое время T , если среднее их число составляет \bar{N} . В качестве характеристики точности счетчика фотонов обычно вводят величину «отношение сигнал/шум», которое равно числу зарегистрированных за время T одноэлектронных импульсов N_c , составляющих собственно сигнал, к квадратному корню из дисперсии $D(N_c)$:

$$\rho = \frac{N_c}{\sqrt{D(N_c)}}. \tag{2}$$

С учетом того, что $N_c = N - N_\phi$, где N – количество зарегистрированных за время T импульсов различного происхождения, включая одноэлектронные и иные, которые назовем фоновыми N_ϕ и которые должны измеряться в течение такого же интервала времени и в таких же условиях, но в отсутствие измеряемого счетчиком фотонов светового сигнала, получим принятое в литературе выражение

$$\rho = \frac{N_c}{\sqrt{N_c + 2N_\phi}}. \tag{3}$$

Рассмотрим возможность оптимизации этого отношения сигнал/шум, определяемого уравнением (3). Для этого перейдем от количества импульсов к их скорости счета (n) и будем варьировать продолжительность интервала измерения фона, введя коэффициент k , показывающий изменение этого интервала относительно применяемой обычно стандартной процедуры. Тогда

$$n_c = \frac{N_{c,T} + N_{\phi,T}}{T} - \frac{N_{\phi,kT}}{kT} = \frac{1}{T} \left(N_T - \frac{N_{\phi,kT}}{k^2} \right) \tag{4}$$

при дисперсии

$$D(n_c) = \frac{1}{T} \left(n + \frac{n_\phi}{k} \right). \tag{5}$$

В качестве меры точности выберем величину относительной дисперсии:

$$d = \frac{D(n_c)}{n_c} = \frac{1 + \frac{n_\phi}{n_c} \left(1 + \frac{1}{k} \right)}{T} = \frac{1 + BZ}{T}, \tag{6}$$

где $B = \frac{n_\phi}{n_c}$, $Z = \left(1 + \frac{1}{k} \right)$.

Вариациями k можно обеспечить постоянный уровень d , но оптимизация не достигается. Выигрыш можно получить, используя часть

времени измерения фона ($k < 1$) на увеличение продолжительности измерения сигнала. Тогда при общем времени измерения $2T$ на измерение фона тратится kT , а сигнала с фоном – $T(2 - k)$. При этом

$$n_c = \frac{N_{c,T^*} + N_{\phi,T^*}}{T(2-k)} - \frac{N_{\phi,kT}}{kT}, \quad (7)$$

$$D(n_c) = \frac{n_c k + 2n_\phi}{kT(2-k)}, \quad (8)$$

$$d = \frac{k + 2B}{kT(2-k)}, \quad (9)$$

где $T^* = T(2 - k)$ – время измерения с учетом «экономии» перераспределения.

В этом случае минимум относительной дисперсии достигается в точке:

$$k = 2(\sqrt{B^2 + B} - B). \quad (10)$$

Регулирующая функция $k(B)$, показанная на рис. 2, неразрывная и монотонно растущая, достигает насыщения при $B > 5$.

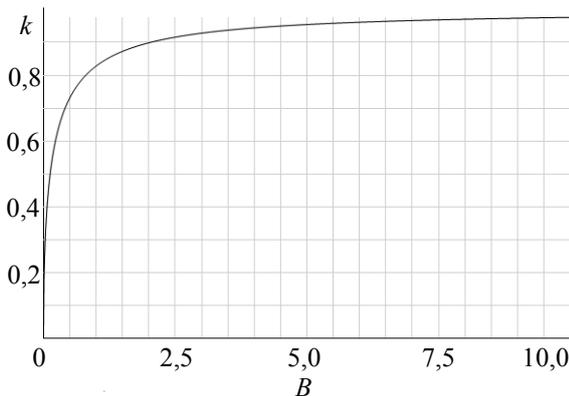


Рис. 2. Оптимизация распределения времени измерения счетчиком фотонов

Для больших сигналов, когда $B \ll 1$, получим $k \rightarrow 0$, т. е. на измерения фоновой составляющей не следует тратить дополнительное время (за исключением грубой предварительной оценки) в связи с несущественным влиянием точности определения фона на конечный результат измерения. При этом за счет «экономии» время измерения полезного сигнала возрастает $\sqrt{2}$ раза, вдвое снижается d , а ρ повышается в $\sqrt{2}$ раз (рис. 3).

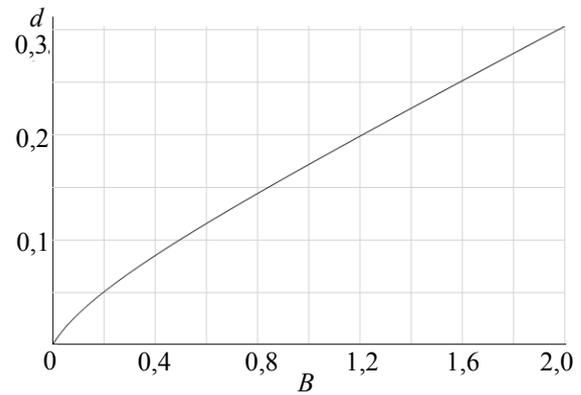


Рис. 3. Влияние относительной величины сигнала на относительную дисперсию результата измерения

Можно видеть, что $k \rightarrow 1$ в случае больших значений B и, следовательно, малого сигнала, что соответствует применению обычной процедуры измерения с равными интервалами для двух описанных этапов. Следует отметить, что практически линейная зависимость $d(B)$ наблюдается уже при $B \sim 1$, что упрощает практическую реализацию оптимального управления счетчиком фотонов.

Заключение. На основе анализа источников импульсов выходного сигнала фотоприемника и проделанных расчетов показана возможность повышения точности измерений счетчиком фотонов путем перераспределения интервалов измерения сигнала и фона. Выигрыш по отношению сигнал/шум в случае пуассоновской статистики отсчетов достигает $\sqrt{2}$ раз. Регулирующая функция, непрерывная и монотонно растущая, имеет простой вид и может быть реализована практически.

Литература

1. Ветохин, С. С. Контрастность изображения биообъектов при измерениях методом счета отдельных фотонов / С. С. Ветохин // Труды БГТУ. Сер. IV, Химия и технология орган. в-в. – 2008. – Вып. XVI. – С. 263–265.
2. Одноэлектронные фотоприемники / С. С. Ветохин [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 182 с.
3. Ветохин, С. С. Диссекторы и их применение / С. С. Ветохин, А. Н. Перцев, И. В. Резников // Приборы и техника эксперимента. – 1981. – № 1. – С. 12–20.

Поступила 27.02.2012