

Твердотельные детекторы оптических сигналов и радиации.

Часть 2.1. Основные характеристики и показатели качества

Во второй части обзора твердотельных детекторов рассматриваются основные фотоприемные характеристики фотодетекторов и обобщенные показатели их качества детектирования, а также конкурентность разных типов детекторов на основе этих показателей. Поскольку во всех актуальных прикладных задачах детектируемый сигнал представлен случайным числом оптических фотонов или частиц высокой энергии, в обзоре акцентируется связь этих характеристик с вероятностным описанием случайных процессов формирования сигнала и шума детектирования.

Основное внимание уделяется лавинным фотодиодам и кремниевым фотоумножителям, которые являются наиболее чувствительными и потому наиболее востребованными твердотельными детекторами малофотонных оптических сигналов и радиации.

Ключевые слова:

фотодиод, лавинный фотодиод, ЛФД, кремниевый фотоумножитель, энергетическое разрешение, временное разрешение, квантовая эффективность детектирования.

С.Л.Виноградов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
г. Москва
НПП «Доза», г. Зеленоград

Как уже упоминалось во введении к первой части обзора, твердотельные детекторы оптических сигналов и радиации применяются, например, в волоконно-оптической связи и лазерной дальнометрии, в микроскопии и астрономии, в мониторинге созревания урожая и радиационного загрязнения окружающей среды, в рентгеновской томографии и радиационной медицине, в биофизике, астрофизике, физике высоких энергий и многих других очень разных областях науки и техники. Однако при всем разнообразии конкретных применений можно выделить только несколько основных целей детектирования сигнала:

1. Обнаружение, то есть, принятие решения, что выходной сигнал детектора по некоторому критерию является полезным сигналом, а не шумом, например, счет числа одиночных фотонов или частиц.

2. Определение одного из параметров сигнала, то есть измерение некоторой случайной величины с контролируемой ошибкой, например, в таких типичных случаях, когда измеряется:

- а. амплитуда или площадь импульса (количество фотонов или частиц в импульсе);
- б. время прихода импульса;
- с. время спада или ширина импульса.

3. Определение полной временной формы сигнала, то есть измерение амплитуды сигнала с достаточной (высокой по сравнению с характерными параметрами сигнала) дискретизацией по величине и времени.

Эти цели в полной мере относятся к одноэлементным детекторам, а также и к независимым элементам матричных, хотя для матричных детекторов набор целей может быть намного шире. В нашем обзоре в дальнейшем будут рассматриваться одноэлементные детекторы и их основные характеристики, связанные с пп. 1 и 2, что наиболее актуально в области радиационных измерений. В этой области редко возникает необходимость измерения временной формы сигнала по п.3, кроме того, это измерение представляет собой серию измерений по п.2а.

Разработкам новых детекторов всегда сопутствует разработка методов их характеристики, выявление их основных параметров, анализ их физической сущности, а при переходе к их применениям начинается формирование показателей качества детектирования для сравнения с конкурентными приборами. Когда в экспертном сообществе по этим вопросам формируется общее понимание, терминология, методология, то возникают соответствующие отраслевые стандарты.

Например, для вакуумных ФЭУ в составе сцинтилляционных детекторов еще в 1972 г. был подготовлен стандарт ANSI/EEE 398 по процедуре тестирования, по понятиям и терминам в этой области [1]. В нем, в частно-

сти, в основные характеристики ФЭУ вошло описание одноэлектронного отклика (single electron response, SER) — выходного сигнала, инициированного единичным электроном, а в параметры SER, кроме времени роста и спада, включали одноэлектронное разрешение (учет дисперсии коэффициента умножения).

Очень полезный и удобный показатель качества детектирования — квантовая эффективность детектирования (detective quantum efficiency, DQE) — был введен в стандарте международной комиссии IEC 62220 по медицинскому оборудованию на основе рентгеновских матричных детекторов изображений [2]. Показатель DQE включил в себя как «обычную» эффективность при преобразовании рентгеновских квантов на входе детектора в электроны на его выходе, так и его шумовую «неэффективность» в смысле отношения сигнала к шуму (signal-to-noise ratio, SNR) на выходе.

Квантовая криптография и квантовые коммуникации — современный пример параллельной разработки однофотонных источников и детекторов, методов генерации и детектирования, и методологии их характеристики, которая ведется исключительно на базе вероятностного описания этих процессов. Так, первые системы квантовой коммуникации на основе однофотонных InGaAs/InP ЛФД были выведены на рынок швейцарской компанией ID Quantique в 2004 г. Для этой области применения пошла волна разработки специализированных кремниевых и ИК ЛФД, а в 2016 г. европейским институтом телекоммуникационных стандартов был выпущен тщательно проработанный стандарт по системам квантового распределения ключей и характеристики их компонент, включая однофотонные детекторы [3].

В разработках кремниевых фотоумножителей примерно в это же время и в том же темпе прошел цикл от пионерских работ российских

разработчиков [4-10] до наработки общих понятий, подходов и методов характеристики [11-18]. До разработки каких-либо стандартов по кремниевым умножителям дело пока не дошло. Тем не менее, на первой международной конференции по кремниевым фотоумножителям (<https://indico.gsi.de/event/6990/> [19]) одним из организаторов которой был автор этого обзора, главный акцент был сделан на характеристики и метрологии SiPM. Ключевые секции этой конференции были посвящены следующим темам:

- эффективность детектирования фотонов (photon detection efficiency, PDE);
- временные параметры детектирования;
- шумовые параметры детектирования;
- электрические свойства и параметры одно-электронного импульса;
- нелинейность и насыщение сигнала детектирования.

Также были рассмотрены вопросы поведения, характеристики и оптимальных методик измерений в специфических условиях реализуемых проектов мирового уровня:

- массовая характеристика SiPM;
- радиационная стойкость SiPM;
- криогенные применения и измерения SiPM.

Оргкомитетом конференции было подготовлено, но так и не опубликовано справочное руководство «Silicon Photomultiplier Handbook». Для него автором обзора были подготовлены материалы по системе основных характеристик фотодетекторов в соответствии с вероятностным описанием тех случайных процессов, которые ими характеризуются. Эти материалы частично представлены в данной части обзора.

Основные характеристики и параметры фотодетекторов

Характеристики и параметры

Эти термины часто используются без четкого разграничения их сущностного содержания.

Хотя достаточно очевидно, что характеристика – это некоторая функция от одной или нескольких переменных с некоторым набором параметров. Параметры функции имеют постоянное значение в некотором диапазоне условий. Например, в зависимости от контекста термин «квантовая эффективность» (QE) может означать параметр со значением $QE = 50\%$, может означать характеристику $QE(\lambda)$ – спектральную зависимость квантовой эффективности от переменной λ – длины волны детектируемого света, а в третьем случае для нас важна характеристика $QE(\lambda, T)$, которая включает в себя в явном виде также зависимость от температуры – параметра T . При этом параметр T в общем случае может зависеть от интенсивности детектируемого сигнала, и так далее.

В этом разделе приоритет в выборе терминов «характеристика» или «параметр» будет соответствовать контексту вероятностного описания соответствующих случайных процессов.

Одноэлектронный отклик и инструментальная функция

Рассматривая характеристики фотодетекторов на основе фотоэффекта, в которых при поглощении фотона возникает свободный электрон или электрон-дырочная пара, имеет смысл начать с базового процесса, который дает нам всю совокупность световых и темновых, регистрируемых и нерегистрируемых сигналов на выходе детектора.

Одноэлектронный отклик SER на выходе детектора имеет вид:

$$SER(t, M) = q \cdot M \cdot h(t), \quad (1)$$

где q – заряд электрона, $h(t)$ – инструментальная функция отклика (instrumental response function, IRF) или функция фильтрации, M – коэффициент умножения одного входного электрона на выходе детектора (в общем виде это случайная величина, а для фотодиодов и других детекторов без умножения $M = const = 1$).

Причем для *IRF* должно выполняться условие причинно-следственной связи: $h(t < t_0) = 0$, где t_0 – момент возникновения первичного (фото-) электрона, а также задана нормировка:

$$\int_{-\infty}^{\infty} h(t) dt = 1. \quad (2)$$

В теории случайных процессов *IRF* определяется как реакция процесса на входное воздействие в виде дельта-функции Дирака в точке t_0 . На практике для любых фотодетекторов *IRF* определяется по фотоотклику на короткий световой импульс, длительность которого пренебрежимо мала относительно всех характерных времен процесса детектирования.

Обычно на выходе детектора формируется токовый сигнал, при этом *SER* представляет собой импульс тока с зарядом, заданным случайной величиной $q \cdot M$. Функция *IRF* $h(t)$ в большинстве вероятностных описаний процессов детектирования считается детерминированной, ее временная форма часто описывается комбинацией экспоненциальных функций, а типичными параметрами являются амплитуда A_{max} , ширина T_w (причем $A_{max} \sim 1/T_w$), времена фронта T_r и спада T_d , в том числе множественные.

Одной из важнейших характеристик детекторов с умножением является вероятностная функция распределения $P_M(n)$ случайной величины M (для детекторов без умножения она имеет вид дельта-функции в точке 1).

В основе вероятностного описания функции распределения M лежит теория ветвящихся процессов Марковского типа, но разные механизмы умножения порождают и разные модели. Например, для вакуумных ФЭУ с каскадным умножением в системе динодов широко используется модель обобщенного распределения Пуассона для геометрического каскадного процесса (также известно как распределение Руба–Аерпли) [20], для ЛФД, работающих до пробоя в режиме пропорционального умножения общепризнана модель Р. Макинтайра [21], а для SiPM типичным является нормальное распределение. При всем многообразии моделей, в большинстве экспериментальных и теоретических задач оказывается достаточным использование двух параметров этих функций: средней величины μ и среднеквадратичного отклонения σ (или дисперсии σ^2):

$$\begin{aligned} \mu_M &= E(M) = \langle M \rangle, \\ \sigma_M^2 &= E((M - \mu)^2) = \langle (M - \mu)^2 \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Этот формализм представления *SER* и *IRF* иллюстрируется на рис.1.

При этом исторически в ходе разработок ФЭУ и ЛФД сложилось так, что вместо СКО или дисперсии коэффициента умножения обычно используется шум-фактор умножения (excess noise factor, ENF), который отражает относительную «шумность» процесса умножения в более удобном виде:

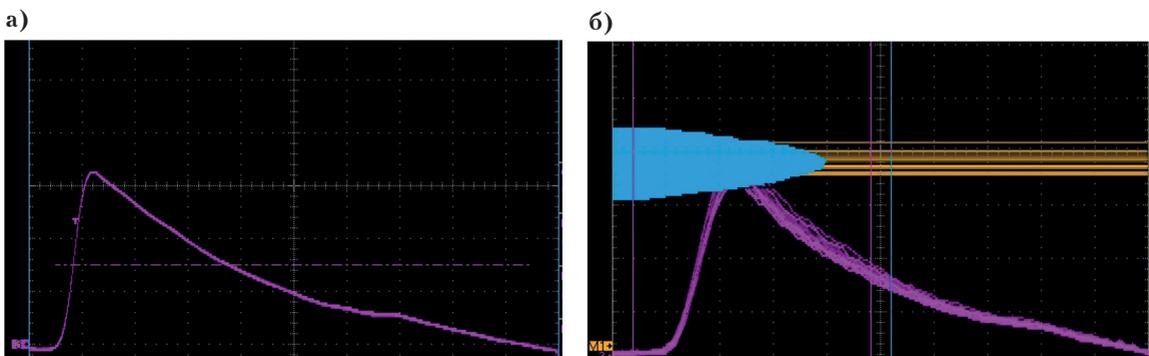


Рис.1. Характеристики одноэлектронного импульса SiPM: а) временная форма токового *SER* при регистрации с усреднением $\sim h(t)$; б) гистограмма заряда *SER* при регистрации без усреднения \sim распределение случайной величины M .

$$ENF_M = \frac{\langle M^2 \rangle}{\langle M \rangle^2} = \frac{\mu_M^2 + \sigma_M^2}{\mu_M^2} = 1 + \frac{\sigma_M^2}{\mu_M^2}. \quad (4)$$

На практике для ЛФД на основе кремния и соединений группы A_3B_5 (GaAs, InGaAs), работающих в пропорциональном режиме, $ENF_M \sim 3 \dots 10$, а идеальным случаем можно считать $ENF_M = 1$.

ENF как обобщенный показатель качества еще будет подробно обсуждаться далее.

Квантовая эффективность и вероятность детектирования фотона

Квантовая эффективность (quantum efficiency, QE) является главной фотоприемной характеристикой для всех детекторов, которые не могут регистрировать отдельные фотоны, как, например, фотодиоды и пропорциональные ЛФД. Квантовая эффективность определяется как отношение среднего числа фотоэлектронов (фотопар электрон–дырка) $\langle N_{pe} \rangle$ на выходе детектора к среднему числу фотонов $\langle N_{phot} \rangle$, попавших на активную площадь детектора. Это определение применимо и в тех случаях, когда $\langle N_{phot} \rangle = 1$ для одного фотона в среднем.

Для однофотонных детекторов (Гейгеровские ЛФД, счетные ФЭУ), а также для детекторов с разрешением числа фотонов (SiPM, VLPC, HPD) детектирование фотона происходит только в случае, когда от рожденного им фотоэлектрона был запущен процесс умножения и на выходе возник импульс SER выше порога дискриминации D (принятия решения о регистрации). Поэтому вводится эффективность детектирования фотонов (photon detection efficiency, PDE), так что:

$$PDE = \frac{\langle N_{pe} \rangle}{\langle N_{phot} \rangle} = QE \cdot P_{trig}, \quad (5)$$

где P_{trig} – вероятность запуска процесса умножения.

Для матричных фотодетекторов, в том числе SiPM параметр QE обычно дополнительно разделяют на компоненты: $QE = GE \cdot QE_{pix}$, где GE – геометрическая эффективность матрицы (geometric efficiency, GE или fill factor, FF), которая учитывает потери на границах между элементами матрицы, и QE_{pix} – квантовая эффективность собственно единичного элемента, ячейки матрицы.

Однако PDE по определению (5) не дает описания временной динамики процесса детектирования, что приводит к необходимости вводить более комплексную характеристику процесса – вероятность детектирования фотона в зависимости от времени $P_{det}(t)$, то есть, функцию распределения случайной величины – момента времени детектирования T_{det} . Тогда $P_{det}(t)$ будет более общей характеристикой, чем PDE :

$$\begin{aligned} P_{det}(t) &= Pr\{T_{det} \leq t | SER(T_{det}, M) = D\}, \\ P_{det}(t \rightarrow \infty) &= PDE \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение (6) включает в себя условие, что момент детектирования $t = T_{det}$ определяется по пересечению сигнала фотоотклика $SER(T_{det}, M)$ с уровнем дискриминации D . Выражение (6) является специфической, несобственной функцией распределения, поскольку $P_{det}(t)(t \rightarrow \infty) > 1$ из-за того, что для части фотонов $(1 - PDE)$ момент детектирования $t = T_{det}$ никогда не наступает.

Другим важным обобщением при переходе от PDE к $P_{det}(t)$ оказывается непосредственная связь между вероятностью детектирования и однофотонным временным разрешением (single photon time resolution, $SPTR$) детектора. В ряде публикаций в том же смысле, что и $SPTR$, используется термин IRF [22]. $SPTR$ определяется обычно как ширина на половине высоты ($FWHM$) плотности распределения T_{det} , или реже, как СКО случайной величины T_{det} .

Таким образом,

$$SPTR_{FWHM} = FWHM \left[\frac{dP_{det}(t)}{dt} \right], \quad (7)$$

$$SPTR_{\sigma} = \sqrt{\langle (T_{det} - \mu_T)^2 \rangle}$$

Этот формализм представления PDE , $P_{det}(t)$ и $SPTR$ иллюстрируется на рис.2.

Внутренние шумы фотодетектора

Темновой шум

Темновой ток с точки зрения теории вероятности представляет собой стационарный случайный пуассоновский поток событий, происходящих в случайные моменты времени. События можно представить дельта-функциями Дирака в этих точках временной оси. Единственным параметром такого потока является его средняя частота или интенсивность (dark count rate, DCR).

Временная характеристика такого потока определяется случайной величиной интервала времени между событиями T_{dcr} с экспоненциальной функцией распределения $P_{T_{dcr}}(t)$:

$$P_{T_{dcr}}(t) = Pr\{T_{dcr} \leq t\} = 1 - \exp(-DCR \cdot t), \quad (8)$$

$$t = (0, \infty)$$

Среднее значение времени $\langle T_{dcr} \rangle = 1/DCR$ и совпадает с СКО $\sigma_{T_{dcr}} = 1/DCR$.

Счетная характеристика такого потока определяется случайной величиной числа событий N_{dcr} за интервал времени dt с распределением Пуассона $P_{N_{dcr}}(t)$:

$$P_{N_{dcr}}(n) = Pr\{N_{dcr} = n\} = \exp(-DCR \cdot dt) \cdot \frac{(DCR \cdot dt)^n}{n!}, \quad (9)$$

$$n = 0, 1, \dots$$

Среднее значение числа событий $\langle N_{dcr} \rangle = DCR \cdot dt$, а СКО $\sigma_{N_{dcr}} = \sqrt{DCR \cdot dt}$.

В реальном детекторе от событий – рождений электрона и/или дырки и их дальнейшего транспорта в активном слое – формируются токовые импульсы. Это представляется как фильтрация этого потока в виде свертки серии дельта-функций Дирака и одноэлектронного отклика $SER(t, M)$. В результате временные и счетные характеристики (8,9) не изменяются, поскольку они связаны с регистрацией дискретных событий, а вот темновой зарядовый и токовый шум (дробовой шум) оказывается чувствительным к дисперсии коэффициента умножения и шум-фактору ENF_M (здесь и далее заряд и ток даны в электронах и в электронах/сек соответственно):

$$\langle Q \rangle = DCR \cdot dt \cdot \langle M \rangle, \quad (10)$$

$$\sigma_Q = \sqrt{DCR \cdot dt \cdot \langle M \rangle^2 \cdot ENF_M}$$

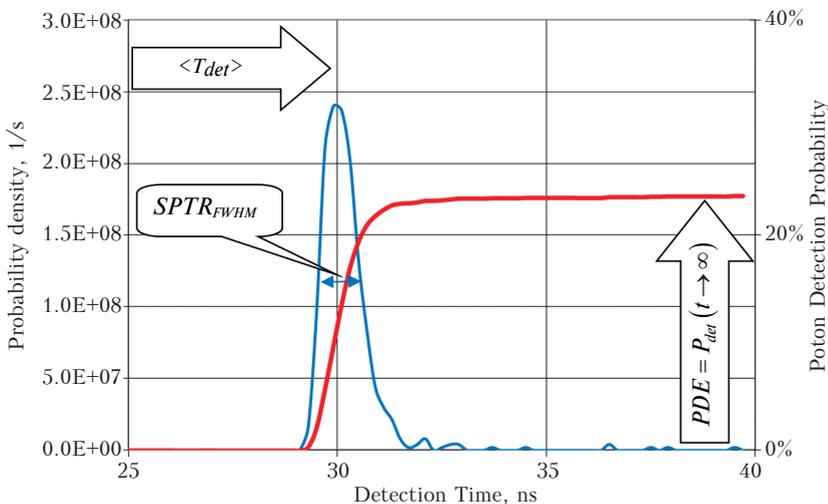


Рис.2. Иллюстрация соотношений между характеристиками вероятности детектирования $P_{det}(t)$, ее производной – плотностью $dP_{det}(t)/dt$, и ее параметрами PDE и $SPTR$ для однофотонного ЛФД (Perkin Elmer SPCM-AQR-12) по материалам [23].

$$\langle I \rangle = DCR \cdot \langle M \rangle, \quad (11)$$

$$\sigma_I = \sqrt{\frac{DCR}{dt} \cdot \langle M \rangle^2 \cdot ENF_M}$$

Стоит отметить, что в выражении (11) для СКО вместо интервала времени dt в литературе по дробовому шуму в фотодиодах и ЛФД используется полоса частот $df = (1/2)dt$. Стоит также отметить, что для детекторов без умножения все приведенные выше выражения справедливы при $\langle M \rangle = 1$, $\sigma_M = 0$ и $ENF_M = 1$.

Коррелированный шум

Общие характеристики коррелированных событий

В Гейгеровских ЛФД, вакуумных ФЭУ и ряде других высокочувствительных детекторах существуют эффекты, при которых первичное событие – темновой или световой импульс SER – порождает одно или несколько вторичных SER, которые, в свою очередь, порождают следующие, и так далее. Вся эта последовательность – коррелированные события, которые обычно разделяют на два типа:

- перекрестные помехи или кросстолк (crosstalk, CT);
- послеимпульсы или афтерпалсинг (afterpulsing, AP).

Коррелированные события также, как и темновые, описываются и временными, и счетными характеристиками.

Временная характеристика определяется случайной величиной интервала времени T_{corr} между первичным событием и первым из вторичных коррелированных событий (СТ или AP), порожденных первичным с функцией распределения $P_{T_{corr}}(t)$:

$P_{T_{corr}}(t) = Pr\{T_{corr} \leq t\}$, $P_{corr} = P_{T_{corr}}(t \rightarrow \infty)$, (12)

где P_{corr} – полная вероятность регистрации как минимум одного коррелированного события. Выражение (12) является несобственной функцией распределения, поскольку $P_{corr} < 1$, как и в случае регистрации одиночного фото-

на (6). Во многих случаях функция распределения времени коррелированных событий может быть аппроксимирована одной или несколькими экспоненциальными функциями с набором характерных времен T_{ct} , T_{ap} , это чаще всего применяется в исследованиях SPAD и SiPM [11,15,16,24-26].

Счетная характеристика определяется случайной величиной полного числа коррелированных событий N_{corr} , порожденных одним первичным. Функция распределения числа событий $P_{N_{corr}}(n)$ имеет вид:

$$P_{N_{corr}}(n) = Pr\{N_{corr} = n\}, \quad n = 0, 2 \dots \quad (13)$$

Выражение (13) так же, как и временное распределение (6), позволяет определять параметр P_{corr} :

$$P_{corr} = Pr\{N_{corr} > 0\} = 1 - Pr\{N_{corr} \leq 0\} = 1 - P_{N_{corr}}(0) \quad (14)$$

Функции распределения $P_{N_{corr}}(n)$ посвящены многие теоретические и экспериментальные исследования, особенно для матриц SPAD и SiPM, поскольку уровень этого шума оказался серьезной проблемой, и его подавление стало критически важной задачей [15,24,26-32].

Перекрестные помехи или кросстолк

С методической точки зрения кросстолк в матричных SPAD и SiPM – это срабатывание соседних ячеек от одной первичной. Физические эффекты, которые к этому приводят, разделяют на электрические (например, из-за перетекания электронов из зажженной ячейки в соседнюю) и оптические (например, из-за генерации вторичных фотонов горячими лавинными электронами).

Оптический кросстолк дает основной вклад в коррелированные шумы SiPM, его вероятность P_{ct} в приборах без специальной защиты достигает 40% и более.

Когда вторичный фотон поглощается в области дрейфового переноса носителей заряда

в соседней ячейке детектора, то в ней происходит практически мгновенное формирование вторичного лавинного импульса *SER* (время задержки между первичным и вторичным событиями составляет десятки пикосекунд, что много меньше ширины импульса), поэтому на выходе детектора возникает суммарный импульс двойной амплитуды (мгновенный кроссток).

Заметно реже вторичный фотон поглощается в квазинейтральной области соседней ячейки детектора, и носители оттуда могут попасть в лавиную область только за счет медленной диффузии (время задержки между первичным и вторичным событиями составляет единицы и десятки наносекунд, т. е. больше ширины импульса), поэтому на выходе детектора после

первичного возникает вторичный задержанный импульс единичной амплитуды (задержанный кроссток).

В работах по SiPM широко используются две модели вероятностных распределений числа событий кросстока, и, в ряде случаев, послеимпульсов [27,29,33]:

- геометрическая функция распределения (цепной процесс, в котором каждое событие порождает ноль или одно последующее с вероятностью P_{ct}):

$$P_{N_{ct}}(n) = P_{ct}^n \cdot (1 - P_{ct}), \quad n = 1, 2 \dots \quad (15)$$

- распределение Бореля (ветвящийся процесс, в котором каждое событие порождает пуассоновское число последующих событий со средним L_{ct}):

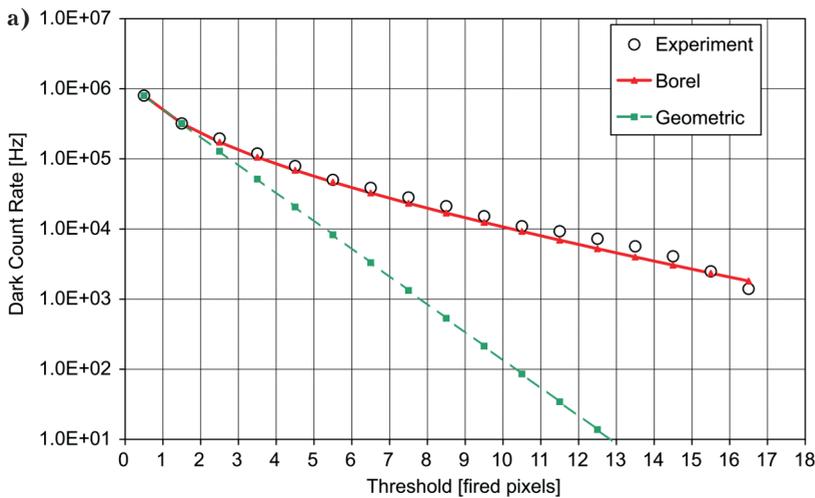
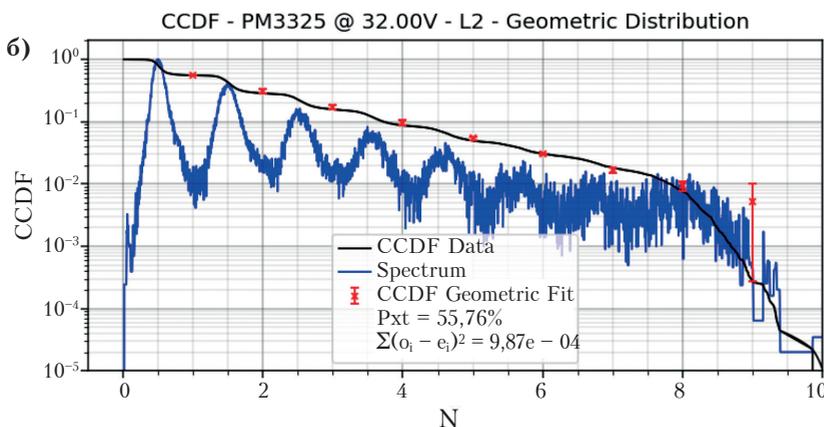


Рис.3. Комплементарные кумулятивные функции распределения вида $Pr\{N_{ct} > n\}$ для числа событий кросстока (включая первичное): а) для SiPM МИФИ с размером ячейки 100 мкм; б) для SiPM КЕТЕК с размером ячейки 25 мкм.



$$P_{N_{ct}}(n) = \exp(-n \cdot L_{ct}) \cdot \frac{(n \cdot L_{ct})^{n-1}}{n!}, \quad (16)$$

$$P_{ct} = 1 - \exp(-L_{ct}), \quad n = 1, 2 \dots$$

Стоит отметить, что в (15,16) в число событий n включено также и первичное событие.

Кроме аналитических выражений для среднего и СКО числа коррелированных событий в этих работах также введено понятие шум-фактора коррелированного шума для геометрического и Борелевского распределений.

Модели геометрического и Борелевского распределений кросстолка в сравнении с экспериментальными данными для SiPM без защиты от кросстолка разработки МИФИ и КЕТЕК, представленные в виде комплиментарных кумулятивных функций распределения $Pr\{N_{ct} > n\}$ случайной величины N_{ct} , иллюстрируются на рис.3.

Послеимпульсы или афтерпалсинг

Послеимпульсами считаются коррелированные события, которые порождаются в той же ячейке, в которой возникло и первичное событие. В этом случае поглощение фотона становится причиной генерации еще одного, второго выходного импульса. По физической природе в *SPAD* и *SiPM* различают два типа послеимпульсов:

- ловушечный, когда лавинные электроны (дырки) сначала захватываются на ловушки в запрещенной зоне полупроводника, а затем эмитируются в зону проводимости (валентную зону) с характерным временем эмиссии (зависит от энергии активации ловушки и лежит в диапазоне от наносекунд до миллисекунд и более), запуская вторичную лавину;
- диффузионный, когда фотон из первичной лавины поглощается в квазинейтральной области этой же ячейки детектора (например, в подложке), и за счет диффузии (с характерным временем диффузии (единицы и

десятки наносекунд)) достигают лавинной области и запускают вторичную лавину.

Фактически диффузионный механизм для задержанного кросстолка и послеимпульсов работает одинаково, и различить коррелированные события в этом случае можно только по малым амплитудам *SER* послеимпульсов, связанных с восстановлением потенциала ячейки после пробоя с характерным временем T_{rec} (типично от десяти до сотен наносекунд).

В методическом плане определение временных характеристик и параметров послеимпульсов и задержанного кросстолка осложнено их неизбежным смешиванием друг с другом и с некоррелированными темновыми импульсами, а также с потерей информации о послеимпульсах с амплитудой меньше уровня дискриминации. Тем не менее, считая темновые события пуассоновским потоком, можно восстановить функцию распределения времен коррелированных событий, как показано на рис.4 (по работе [15]).

Нелинейность и насыщение выходного сигнала

Любой реальный детектор нелинеен и выходит на насыщение по выходному сигналу начиная с некоторого уровня входного сигнала. Во многих случаях нелинейность связана с ограничением тока пространственным зарядом, это характерно и для твердотельных детекторов без умножения, и для вакуумных ФЭУ. SiPM является изначально нелинейным детектором. Эффекты нелинейности и насыщения возникают из-за случайных потерь сигнала фотонов, когда рожденные ими фотоэлектроны (дырки) не порождают лавинный пробой, если два фотона из короткого импульса света попали в одну ячейку одновременно или если интервал времени между фотонами потока меньше, чем время до полного восстановления потенциала ячейки. То есть по двум причинам:

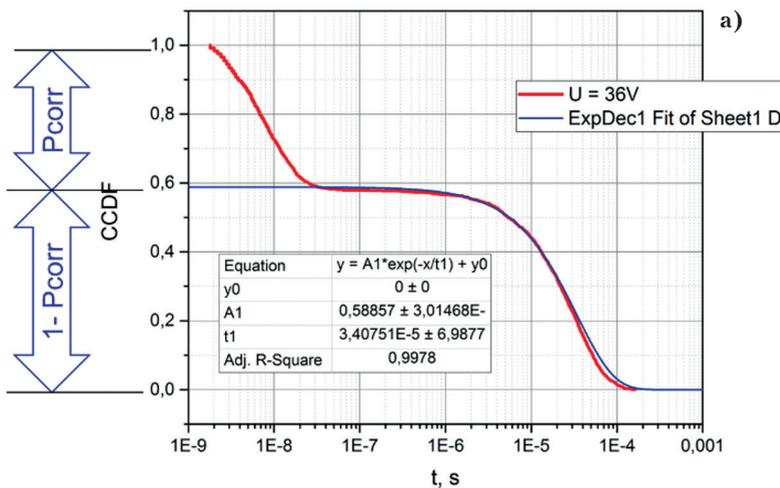
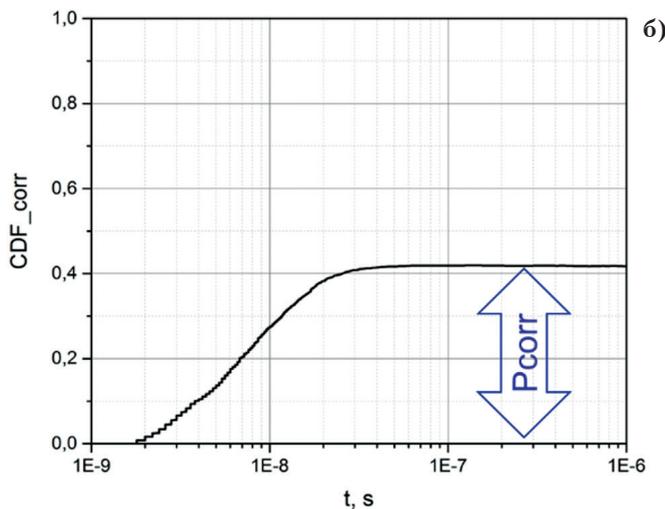


Рис.4. Функции распределения времени между первичным и последующим событием для SiPM КЕТЕК РМ3350Т без защиты от оптического кросстолка:

а) комплементарная кумулятивная функция распределения времени вида для смеси темновых и коррелированных событий вида $Pr\{N_{mixed} > n\}$;

б) восстановленная кумулятивная функция распределения времен только коррелированных событий:

$$P_{Tcorr}(t) = Pr\{N_{corr} \leq n\}.$$



- из-за недостаточного числа ячеек при $N_{pix} < N_{pe}$;

- из-за медленного восстановления ячеек при $T_{rec} < N_{pix}/I_{pe}$, где N_{pe} и $I_{pe} = dN_{pe}/dt$ – число фотоэлектронов от короткого импульса и интенсивность рождения фотоэлектронов от потока фотонов соответственно.

С вероятностной точки зрения нелинейность и насыщение SiPM могут быть полностью охарактеризованы распределением вероятностей отклика SiPM в требуемом диапазоне световых сигналов. Частичная характеристика может быть представлена средним значением и дисперсией распределения выходного заряда, и это является наиболее важным практическим случаем для калибровки SiPM и оценки

энергетического разрешения SiPM за пределами линейного рабочего диапазона. До сих пор нет аналитических моделей вероятностных распределений выходного заряда SiPM в условиях нелинейности с одновременным учетом ограниченного числа ячеек, процесса восстановления ячеек, влияния кросстолка и послеимпульсов. Тем не менее, аналитические результаты получены для двух частных случаев без кросстолка и послеимпульсов.

Биномиальная модель

Для коротких импульсов с длительностью менее T_{rec} построена модель биномиального распределения $P_{Ndet}(n)$ числа сработавших ячеек N_{det} [34,35]. Из нее получены выражения

для среднего $\langle N_{det} \rangle$ и СКО σ_{det} , а также введено понятие шум-фактора нелинейности [14,35]:

$$\langle N_{det} \rangle = N_{pix} \cdot \left(1 - e^{-\frac{N_{pe}}{N_{pix}}} \right), \quad (17)$$

$$\sigma_{det}^2 = N_{pix} \cdot \left(1 - e^{-\frac{N_{pe}}{N_{pix}}} \right) \cdot e^{-\frac{N_{pe}}{N_{pix}}}$$

Особенности биномиальной нелинейности детектирования в части зависимости среднего $\langle N_{det} \rangle$ и СКО σ_{det} от числа фотонов проиллюстрированы на рис.5.

Модель мертвого времени

Для длинных импульсов с длительностью много более T_{rec} и стационарного освещения

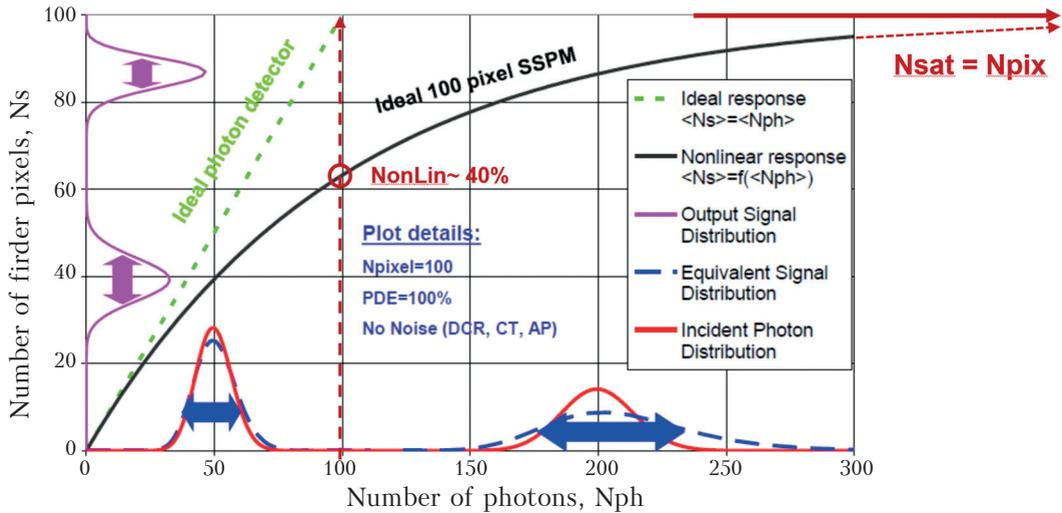


Рис.5. Нелинейность зависимости выходного сигнала SiPM от числа падающих фотонов в коротком импульсе (биномиальная модель для SiPM с числом ячеек 100).

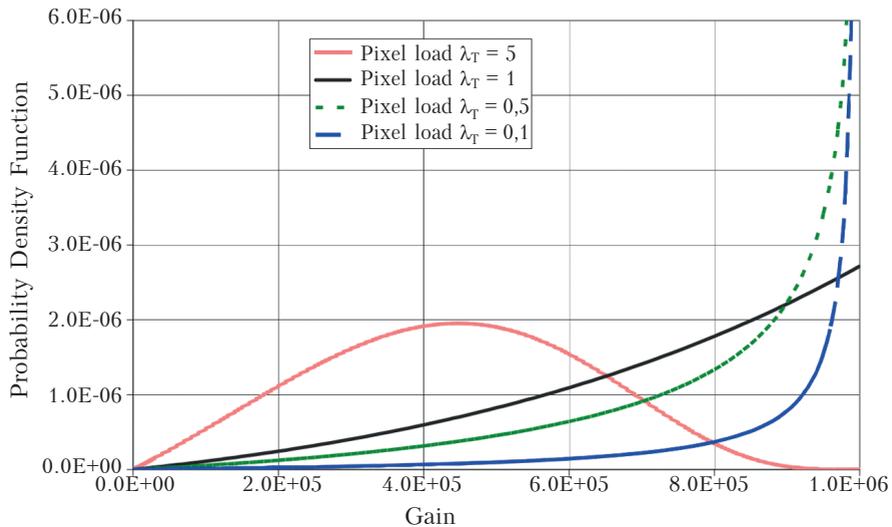


Рис.6. Изменение формы плотности функции распределения коэффициента умножения M (Gain) при повышении интенсивности постоянного светового потока в единицах числа событий на одну ячейку за время ее восстановления ($\lambda_T = I_{pe} \cdot T_{rec} / N_{pix}$).

для SiPM может быть использована модель счетчика с мертвым временем в непарализующем режиме. Тогда функция распределения $P_{N_{det}}(n)$ числа сработавших ячеек N_{det} за время dt асимптотически сходится к нормальному, а для среднего и СКО N_{det} получены выражения [14,35]:

$$N_{det} = \frac{I_{pe} \cdot dt}{I + \frac{I_{pe}}{N_{pix}} \cdot T_{rec}},$$

$$\sigma_{det}^2 = \frac{I_{pe} \cdot dt}{\left(I + \frac{I_{pe}}{N_{pix}} \cdot T_{rec} \right)^3}. \quad (18)$$

Модель мертвого времени задает уровень насыщения по максимальной частоте детектирования на уровне насыщения:

$$I_{det}(I_{pe} \rightarrow \infty) = N_{pix} / T_{rec}.$$

Одним из существенных следствий нелинейности мертвого времени при высокой интенсивности постоянного света оказывается не только потеря событий детектирования, но и понижение среднего коэффициента умножения и сильный рост его дисперсии из-за неполного восстановления ячеек, как представлено на рис.6 по результатам исследований [36].

Таблица основных характеристик и параметров

Завершая Часть 2.1, сведем для обзора в одну таблицу основные вероятностные характеристики (функции) и параметры (константы) фотодетекторов с учетом контекста нашего обзора и с акцентом на особенности SiPM.

Табл.1. Основные вероятностные характеристики и параметры фотодетекторов.

Случайный процесс	Тип процесса	Случайная величина	Функция распред.	Параметры функции
Одноэлектронный отклик SER	Счетный	M	$P_M(n)$	$\langle M \rangle, \sigma_M, ENF_M$
	Временной	—	$h(t)$	Λ_{max}, T_r, T_d
Детектирование фотона	Временной	T_{det}	$P_{det}(t)$	PDE, SPTR
Темновой шум	Счетный	N_{der}	$P_{N_{der}}(n)$ Пуассон	DCR·dt
	Временной	T_{der}	$P_{T_{der}}(t)$ Экспон.	DCR
Кроссток (SiPM, матрицы SPAD)	Счетный (мгновенный)	N_{corr}	$P_{N_{corr}}(n)$ Геометр. Борель	$P_{ct}, \langle N_{ct} \rangle, ENF_{ct}$
	Временной (задержанный)	T_{corr}	$P_{T_{corr}}(t)$	P_{ct}, T_{ct}
Послеимпульсы	Временной	T_{corr}	$P_{T_{corr}}(t)$	P_{ap}, T_{ap}
Нелинейность (SiPM, SPAD)	Счетный (биномиал.)	N_{det}	$P_{N_{det}}(n)$ Бином.	N_{pix}, ENF_{bin}
	Счетный (мертвое время)	N_{det}	$P_{N_{det}}(n)$ Нормал.	$T_{rec}, N_{pix}, ENF_{rec}$

Литература

1. ANSI/IEEE, IEEE Standard Test Procedures for Photomultipliers for Scintillation Counting and Glossary for Scintillation Counting field (ANSI/IEEE Std. 398 - 1972 Rev. 2006), 1972.
2. International Electrotechnical Commission (IEC), International Standard: Medical electrical equipment – Characteristics of digital X-ray imaging devices – Determination of the detective quantum efficiency (IEC 62220-1-3), 2008.
3. European Telecommunications Standards Institute, Quantum Key Distribution (QKD); Component characterization: characterizing optical components for QKD systems (ETSI GS QKD 011), ETSI, 2016.
4. Гасанов А.Г., Головин В.М., Садыгов З.Я., Юсипов Н.Ю. Лавинный фотоприемник на основе структур Металл – Резистивный слой – Полупроводник, Письма в ЖТФ. 1988. no. 14, pp. 706-709.
5. D.A. Shushakov, V.E. Shubin, «New solid state photomultiplier», in: M. Razeghi, Y.-S. Park, G.L. Witt (Eds.), SPIE Optoelectron. Integr. Circuit Mater. Physics, Devices, SPIE, 1995: p. 544. doi:10.1117/12.206900.
6. G. Bondarenko, B. Dolgoshein, V. Golovin, A. Ilyin, R. Klanner, E. Popova, «Limited Geiger-mode silicon photodiode with very high gain», *Nucl. Phys., B - Proc. Suppl.*, 1998, no. 61, pp. 347-352. Doi: 10.1016/S0920-5632(97)00585-9.
7. P. Buzhan, B. Dolgoshein, A. Ilyin, V. Kantserov, V. Kaplin, others, «An advanced study of silicon photomultiplier», in: *ICFA Instrum.Bull.*, 2001: pp. 28-41. <http://inspirehep.net/record/572187?ln=en> (accessed December 10, 2014).
8. P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Ilyin, V. Kantserov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova, S. Smirnov, «Silicon photomultiplier and its possible applications», *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers*, no. 504, pp. 48-52, 2003. Doi: 10.1016/S0168-9002(03)00749-6.
9. Z. Sadygov, A. Olshevski, I. Chirikov, I. Zheleznykh, A. Novikov, «Three advanced designs of micro-pixel avalanche photodiodes: Their present status, maximum possibilities and limitations», *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 567, pp. 70-73, 2006. Doi: 10.1016/j.nima.2006.05.215.
10. D. McNally, V. Golovin, «Review of solid state photomultiplier developments by CPTA and photonique SA», *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* vol. 610, pp. 150-153., 2009. Doi: 10.1016/j.nima.2009.05.140.
11. P. Finocchiaro, A. Pappalardo, L. Cosentino, M. Belluso, S. Billotta, G. Bonanno, S. Di Mauro, «Features of Silicon Photo Multipliers: Precision Measurements of Noise, Cross-Talk, Afterpulsing, Detection Efficiency», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, no. 56, pp. 1033-1041, 2009. Doi: 10.1109/TNS.2009.2014308.
12. S. Vinogradov, T. Vinogradova, V. Shubin, D. Shushakov, C. Sitarsky, «Probabilistic characterization of Solid State Photomultipliers based on transit time histograms», in: *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, pp. 174-178, 2010. Doi: 10.1109/NSSMIC.2010.5873739.
13. C. Piemonte, A. Ferri, A. Gola, A. Picciotto, T. Pro, N. Serra, A. Tarolli, N. Zorzi, «Development of an automatic procedure for the characterization of silicon photomultipliers», in: 2012 *IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf. Rec.*, pp. 428-432, 2012.
14. S. Vinogradov, «Performance of Silicon Photomultipliers in photon number and time resolution», in: *Proc. Int. Conf. New Photo-Detectors – PoS(PhotoDet2015)*, Sissa Medialab, Trieste, Italy, IT, 2016: p. 002. Doi: 10.22323/1.252.0002.

15. S. Vinogradov, «Precise metrology of SiPM: Measurement and reconstruction of time distributions of single photon detections and correlated events», in: 2016 IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf. Room-Temperature Semicond. Detect. Work., IEEE, pp. 1-4, 2016. Doi: 10.1109/NSSMIC.2016.8069965.
16. F. Acerbi, S. Gundacker, «Understanding and simulating SiPMs», *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 926, pp. 16-35, 2019. Doi: 10.1016/j.nima.2018.11.118.
17. C. Piemonte, A. Gola, «Overview on the main parameters and technology of modern Silicon Photomultipliers», *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 926, pp. 2-15, 2019. Doi: 10.1016/j.nima.2018.11.119.
18. R. Klanner, «Characterisation of SiPMs», *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 926, pp. 36-56, 2019. Doi: 10.1016/j.nima.2018.11.083.
19. The international Conference on the Advancement of Silicon Photomultipliers (ICASiPM), Schwetzingen, Germany, 2018. URL: <https://indico.gsi.de/event/6990/> (дата обращения: 14.03.2025).
20. H.H. Tan, «Statistical Model of the Photomultiplier Gain Process With Applications To Optical Pulse Detection.», *Int. Telemetry Conf.* vol. 18, pp. 115-122, 1982.
21. R.J. McIntyre, «The distribution of gains in uniformly multiplying avalanche photodiodes: Theory», *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 19, pp. 703-713, 1972. Doi: 10.1109/T-ED.1972.17485.
22. W. Becker, «Advanced time-correlated single photon counting techniques for spectroscopy and imaging in biomedical systems», *Proc. SPIE*, 5340, pp. 104-112, 2004. Doi: 10.1117/12.529143.
23. S. Vinogradov, T. Vinogradova, L. Futlik, E. Levin, E. Shelegeda, V. Shubin, D. Shushakov, C. Sitarsky, «Characterization of single photon detection in solid state photomultipliers using multi-photon transit time histograms», *J. Instrum.*, no. 6, P02013-P02013, 2011. Doi: 10.1088/1748-0221/6/02/P02013.
24. J. Rosado, S. Hidalgo, «Characterization and modeling of crosstalk and afterpulsing in Hamamatsu silicon photomultipliers», *J. Instrum.*, vol. 10, P10031-P10031, 2015. Doi: 10.1088/1748-0221/10/10/P10031.
25. A.C. Giudice, M. Ghioni, S. Cova, F. Zappa, «A process and deep level evaluation tool: afterpulsing in avalanche junctions», in: *Electr. Perform. Electr. Packag.* (IEEE Cat. No. 03TH8710), IEEE, pp. 347-350, 2003. Doi: 10.1109/ESSDERC.2003.1256885.
26. L. Campbell, «Afterpulse measurement and correction», *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 63, 5794, 1992. Doi: 10.1063/1.1143365.
27. S. Vinogradov, «Analytical models of probability distribution and excess noise factor of solid state photomultiplier signals with crosstalk», *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 695, pp. 247-251, 2012. Doi: 10.1016/j.nima.2011.11.086.
28. I. Rech, A. Ingargiola, R. Spinelli, I. Labanca, S. Marangoni, M. Ghioni, S. Cova, «Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays: a new complete model.», *Opt. Express.*, vol. 16, pp. 8381-94, 2008. Doi: 10.1364/oe.16.008381.
29. Виноградов С.Л., Виноградова Т.Р., Шубин В.Э., Шушаков Д.А. Вероятностное распределение и шум-фактор сигналов твердотельных фотоэлектронных умножителей с учетом процессов кросс-толлка // Краткие Сообщения По Физике Физического Института Им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. 2009. С. 3-13.
30. C. Dietzinger, P. Iskra, T. Ganka, T. Eggert, L. Hüllt, A. Pahlke, N. Miyakawa, M. Fraczek, J. Knobloch, F. Wiest, W. Hansch, R. Fojt, «Reduction of optical crosstalk in silicon photomultipliers», *Biosensing Nanomedicine*, vol. 8460, 84601L, 2012. Doi: 10.1117/12.930473.

31. M.V. Nemallapudi, S. Gundacker, G. Borghi, S. Gundacker, R. Martinez, S. Merzi, S.E. Brunner, A. Gola, A. Inglese, A. Mazzi, G. Paternoster, M. Penna, C. Piemonte, M. Ruzzarin, «NUV-HD SiPMs with metal-filled trenches», *J. Instrum.*, no. 18, 2023. Doi: 10.1088/1748-0221/18/05/P05040.
32. Y. Guan, N. Anfimov, G. Cao, Z. Xie, Q. Dai, D. Fedoseev, K. Kuznetsova, A. Rybnikov, A. Selyunin, A. Sotnikov, «Study of Silicon Photomultiplier External Cross-Talk», 2023. <http://arxiv.org/abs/2312.12901> (дата обращения: 14.03.2025).
33. S. Vinogradov, T. Vinogradova, V. Shubin, D. Shushakov, K. Sitarsky, «Probability distribution and noise factor of solid state photomultiplier signals with cross-talk and afterpulsing», in: *2009 IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, IEEE, pp. 1496-1500, 2009. Doi: 10.1109/NSSMIC.2009.5402300.
34. A. Stoykov, Y. Musienko, A. Kuznetsov, S. Reucroft, J. Swain, «On the limited amplitude resolution of multipixel Geiger-mode APDs», *J. Instrum.*, no. 2, P06005-P06005, 2007. Doi: 10.1088/1748-0221/2/06/P06005.
35. S. Vinogradov, T. Vinogradova, V. Shubin, D. Shushakov, C. Sitarsky, K. Sitarsky, C. Sitarsky, «Efficiency of Solid State Photomultipliers in Photon Number Resolution», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, pp. 9-16, 2011. Doi: 10.1109/TNS.2010.2096474.
36. S. Vinogradov, «Probabilistic analysis of solid state photomultiplier performance», in: *Adv. Phot. Count. Tech.* VI, pp. 83750S-83750S-9, 2012. Doi: 10.1117/12.919971.

Solid-State Detectors of Optical Signals and Radiation. Part 2.1. Basic Characteristics and Figures of Merit

Vinogradov Sergey (P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia; Scientific Production Company «Doza», Zelenograd, Russia)

Abstract. The second part of the review of solid-state detectors considers the main photoreception characteristics of photodetectors and generalized indicators of their detection quality, as well as the competitiveness of different types of detectors based on these indicators. Since in all relevant applied problems the detected signal is represented by a random number of optical photons or high-energy particles, the review emphasizes the relationship of these characteristics with the probabilistic description of random processes of signal formation and detection noise.

The main attention is paid to avalanche photodiodes and silicon photomultipliers, which are the most sensitive and therefore the most popular solid-state detectors of low-photon optical signals and radiation.

Keywords: photodiode, avalanche photodiode, APD, silicon photomultiplier, SiPM, energy resolution, time resolution, quantum efficiency.

С.Л.Виноградов (с.н.с., к.ф.-м.н.) – Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН,
г. Москва; НПП «Доза», г. Зеленоград

Контакты: тел. +7 (499) 132-62-86; vinogradovsl@lebedev.ru