

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА**

УДК 535.14

**ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ РАБОТЫ ЛАВИННОГО ФОТОДИОДА  
НА ЕГО ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИ РАБОТЕ  
В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ**

**©2026 г. А. А. Анисимов, А. А. Белов, А. С. Козлов, П. А. Кринский,  
А. В. Медведев, А. В. Петров, С. В. Розов, Н. А. Ушаков\***

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
Российская Федерация, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*

*\*e-mail: n.ushakoff@spbstu.ru*

Поступила в редакцию 13.10.2025 г.

После доработки 18.12.2025 г.

Принята к публикации 12.01.2026 г.

Представлены результаты измерения частоты темновых отсчетов и вероятности послелавинного детектирования детектора одиночных фотонов, использующего лавинные фотодиоды производства компаний Woogiro и RMY Electronics. Исследовался режим работы лавинных фотодиодов при охлаждении до температур вплоть до  $-80$  °С. За счет этого с обоими диодами были достигнуты частоты темновых отсчетов на уровне единиц герц при работе в непрерывном режиме с квантовой эффективностью 10%, экспериментально показано, что диод производства RMY Electronics обеспечивает меньшую вероятность послелавинных срабатываний при прочих равных условиях, чем Woogiro.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Системы квантового распределения ключа (КРК) на сегодняшний день представляют наиболее надежный способ формирования секретных ключей, используемых для шифрования информации в системах криптографии с закрытым ключом. В основе принципа работы КРК-систем лежат генерация случайных квантовых состояний одним из участников коммуникации и их последующее измерение вторым участником. Наиболее распространенным примером квантовых состояний, используемых в КРК-системах, являются одиночные фотоны, получаемые как сильно ослабленное лазерное излучение.

Фундаментальное ограничение скорости генерации ключа зависит от затухания в квантовом канале, а также таких параметров детекторов одиночных фотонов, как частота темновых отсчетов  $f_D$ , вероятность послелавинных срабатываний  $P_{AP}$ , мертвое время  $\tau_D$  и квантовая эффективность  $Q$  [1, 2]. Затухание в линии определяется прежде всего длиной оптического волокна, по которому распространяются квантовые состояния, используемые для генерации ключа, в то время как характеристики детектора могут быть оптимизированы. Хотя наилучшие показатели квантовой эффективности на уровне 94–95% на настоящий момент достигаются для детекторов одиночных фотонов на основе сверхпроводников [3, 4], применение таких детекторов в практических системах квантового распределения ключа сопряжено со значительными трудностями из-за необходимости использования сложного криогенного оборудования. Поэтому на настоящий момент детекторы одиночных фотонов на сверхпроводниках используются в основном в исследовательских работах для демонстрации работы систем квантового распределения ключа на рекордных расстояниях [5–8].

При построении магистральных систем КРК с расстояниями между передатчиком и приемником более 100 км интенсивность потока фотонов, доходящих до приемника, настолько мала, что она позволяет установить достаточно большое мертвое время (до 100 мкс), обеспечивая при этом низкую вероятность пропуска фотонов во время неактивного состояния детектора. Например, для частоты передаваемых квантовых состояний 1 МГц и затухания в линии 20 дБ наибольшая достижимая скорость счета фотонов идеальным детектором составляет 10 кГц, что допускает время релаксации, равное 100 мкс, и минимальную вероятность пропуска фотонов. При таких значениях мертвого времени вероятность послелавинных срабатываний существенно снижается, и основным источником ложных отсчетов в таких системах КРК являются темновые отсчеты детекторов одиночных фотонов. Поскольку частота темновых отсчетов снижается со снижением температуры диода, минимальное значение числа ложных срабатываний достигается при минимальной температуре ЛФД, однако при снижении температуры ЛФД растет время рассасывания ловушек носителей заряда, что приводит к возрастанию вероятности послелавинных срабатываний [9–12]. Кроме того, при реализации протяженных систем КРК оказывается затруднительным точно предсказать время прихода фотона, из-за чего предназначенные для работы в составе таких систем детекторы одиночных фотонов должны предусматривать возможность работы в непрерывном режиме.

При помощи термоэлектрических модулей на элементах Пельтье возможно охлаждение корпусированных ЛФД до температур порядка  $-70\text{ }^\circ\text{C}$  [13, 14], если ЛФД находится при атмосферном давлении, и до  $-80\text{ }^\circ\text{C}$  в вакууме [15]. Для дальнейшего охлаждения ЛФД применяются микрокриогенные системы, работающие на обратном цикле Стирлинга,

позволяющие охладить ЛФД до температуры ниже  $-115\text{ }^{\circ}\text{C}$  даже при атмосферном давлении [9, 16]. Другой сложностью разработки детекторов одиночных фотонов, работающих в таком режиме, является то, что ЛФД функционируют в недокументируемых условиях – обычно производителями предоставляются характеристики ЛФД для температур до  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ . В настоящей работе при различных температурах, напряжениях смещения (квантовых эффективностях) и мертвом времени будут экспериментально исследованы характеристики детектора одиночных фотонов, в котором использованы ЛФД, охлаждаемые при помощи компактной микрокриогенной системы. Для проведения всесторонних измерений диапазон рабочих температур ЛФД выбран от  $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$  до  $-115\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПОНЕНТОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Был проведен тепловой расчет для подтверждения возможности применения выбранной микрокриогенной системы для охлаждения ЛФД до температуры  $-115\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Расчет проводился с помощью ПО SolidWorks, модуль дополнения Simulation.

Для выполнения расчетов предварительно была построена трехмерная модель ЛФД, микрокриогенной системы и герметичного корпуса. Каждому объекту был присвоен материал со своим значением теплопроводности (табл. 1). Часть охлаждающей установки, находящаяся в корпусе, состоит из холодного цилиндра и переходного фланца, к которому крепится ЛФД. Алюминиевый корпус установки имеет внутренние размеры  $86\times 60\times 33\text{ мм}^3$ .

Температура поверхности корпуса задавалась равной  $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ . В ходе моделирования рассматриваются два случая. Первый случай – откачка воздуха из охлаждаемого объема корпуса для уменьшения теплопередачи от внутренних поверхностей корпуса к ЛФД. Второй случай – естественный обмен тепла через воздух между ЛФД и корпусом.

**Таблица 1.** Перечень материалов и их теплопроводность

Компонент	Материал	Значение теплопроводности, Вт/(м·°C)
Корпус	Алюминий	203
Переходный фланец	Алюминий	203
Цилиндр машины Стирлинга	Латунь	244
Пластина крепления ЛФД к фланцу (включая крепеж)	Оцинкованная сталь	58
Корпус ЛФД (в области контактов)	Алюминий	203
Корпус ЛДФ (в области световода)	Резина	0.8

Для получения корректных результатов, помимо температуры, задавались конвекция и излучение. Коэффициент конвективной теплоотдачи для обработанного алюминия составляет  $23 \text{ Вт/м}^2\cdot\text{°C}$ . Коэффициент теплового излучения алюминия равен 0.1. Также в местах соприкосновения ЛФД и холодильной установки выбирается параметр “тепловое сопротивление”. Отвод тепла от ЛФД учитывался путем задания теплового потока через контактную поверхность охладительной системы. В ходе расчета определялось значение теплового потока, обеспечивающее требуемую наименьшую температуру на ЛФД ( $-115 \text{ °C}$ ).

По результатам моделирования для случая без откачки воздуха из корпуса значение теплового потока, обеспечивающее температуру ЛФД, равную  $-115 \text{ °C}$ , составило 210 мВт. Распределение температуры в данном случае представлено на рис. 1. Из распределения температуры видно, что при данном тепловом потоке ЛФД имеет температуру, равную  $-115 \text{ °C}$ .

**Рис. 1.** Распределение температуры внутри корпуса без откачки воздуха.

Для второго случая с откачкой воздуха из охлаждаемого объема необходимо исключить из расчета конвекцию, оставив только излучение. В качестве заполняемого объема внутри корпуса принимается вакуум. По результатам моделирования для случая откачки воздуха из объема значение теплового потока, обеспечивающее температуру корпуса ЛФД, равную  $-115 \text{ °C}$ , составило 165 мВт. Распределение температуры внутри корпуса ЛФД в данном случае не учитывалось. Проведенный расчет показал, что необходимый для обеспечения требуемой температуры ЛФД тепловой поток составляет 210 мВт для случая без откачки воздуха из корпуса и 165 мВт при откачке воздуха из корпуса.

Выбранная микрокриогенная система Астрон МКС500 обеспечивает отведение теплового потока до 500 мВт, что удовлетворяет данным требованиям по хладопроизводительности.

### 3. ОПИСАНИЕ РЕАЛИЗОВАННОГО ДЕТЕКТОРА ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ И МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ЕГО ХАРАКТЕРИСТИК

Реализованный детектор одиночных фотонов состоит из следующих компонентов: герметичного корпуса, системы охлаждения  $A_3$ , источников питания  $A_2$ ,  $A_6$ , формирователя импульсов  $A_1$  и платы управления  $A_5$ . Все элементы размещены на металлической пластине. Функциональная схема детектора фотонов изображена на рис. 2.

**Рис. 2.** Функциональная схема детектора фотонов:  $A_1$  – плата формирователя импульсов

Схема работает следующим образом: на ЛФД подается напряжение, превышающее напряжение пробоя. После поглощения фотона возникает лавинный пробой, который вызывает падение напряжения на нагрузочном резисторе. Этот сигнал поступает на двухкаскадный усилитель и далее на быстродействующий компаратор. К выходу компаратора подключена ключевая схема, обеспечивающая подавление лавины за счет снижения напряжения смещения на ЛФД. Цепь обратной связи в схеме компаратора обеспечивает длительность импульса подавления около 50 нс. Далее с программируемой логической интегральной схемой (ПЛИС)  $A_9$  поступает импульс, удерживающий напряжение на ЛФД ниже напряжения пробоя в течение времени релаксации. Линии связи с ЛФД выполнены в виде микрополосковых линий с волновым сопротивлением 50 Ом.

Напряжение смещения ЛФД формируется преобразователем, который управляется выходным напряжением первого цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) контроллера  $A_8$ . Значение напряжения устанавливается, исходя из температуры (так как напряжение пробоя уменьшается с уменьшением температуры) и заданной квантовой эффективности. Температура ЛФД определяется измерительным преобразователем с датчиком Pt1000 и оцифровывается аналогово-цифровым преобразователем (АЦП) микроконтроллера. На вход другого АЦП подается напряжение, пропорциональное среднему току через ЛФД, для контроля режима его работы.

Для корректного измерения характеристик детектора одиночных фотонов был проведен комплексный анализ процесса формирования отсчетов. При наличии полезного светового сигнала на входе детектора срабатывания происходят за счет следующих механизмов:

- целевые срабатывания при поглощении ЛФД фотонов (с вероятностью срабатывания на каждый фотон, равной квантовой эффективности детектора);
- темновые срабатывания, происходящие за счет внутренних тепловых флуктуаций в ЛФД;
- послелавинные срабатывания (вызываемые как целевыми, так и темновыми срабатываниями).

Для упрощения методик измерения характеристик детектора одиночных фотонов можно принять во внимание следующий ряд соотношений. Как было отмечено выше, при увеличении мертвого времени более эффективно происходит рассасывание свободных носителей заряда, в результате чего послелавинные срабатывания вносят меньший вклад. В этой связи для измерения частоты темновых срабатываний был выбран режим работы с настолько большим мертвым временем, что послелавинные срабатывания не вносили заметного вклада в общее количество отсчетов. В отсутствие во время таких измерений

детектируемых фотонов темновые срабатывания будут единственным вкладом в наблюдаемую последовательность отсчетов.

Таким образом, при отсутствии детектируемых фотонов влияние вероятности послелавинных срабатываний на частоту отсчетов  $f$  можно описать следующей формулой:

$$f = \frac{N}{T} \approx f_D \frac{1}{1 - P_{AP}}, \quad (1)$$

где  $N$  – общее количество отсчетов,  $T$  – время, в течение которого проводятся измерения, а дробь, включающая вероятность послелавинных срабатываний  $P_{AP}$ , отражает тот факт, что послелавинные срабатывания могут вызываться и предыдущими послелавинными срабатываниями, причем многократно. Знак примерного равенства использован по той причине, что с ростом количества срабатываний уменьшается суммарное время, которое детектор находится в активном состоянии, из-за его отключения на интервал, равный мертвому времени, после каждого зарегистрированного отсчета. Однако при низкой частоте темновых отсчетов и малой вероятности послелавинных срабатываний суммарное мертвое время, равное  $N\tau_D$ , окажется пренебрежимо малым по сравнению с общим временем измерений. Так, при относительно высоких значениях частоты темновых срабатываний  $f_D = 100$  Гц, вероятности послелавинных срабатываний  $P_{AP} = 10\%$  и мертвого времени  $\tau_D = 100$  мкс суммарное время, в течение которого детектор окажется неактивен, будет чуть более 1 % от общего времени измерения. Формула (1) может использоваться и для обратной задачи – оценки вероятности послелавинных срабатываний по измеренным значениям частоты срабатываний, тогда эту формулу можно переписать в следующем виде:

$$P_{AP} = 1 - \frac{f_D}{f}, \quad (2)$$

При этом время измерений  $T$  необходимо выбирать таким образом, чтобы погрешность измерения, вызванная случайным характером наблюдаемых срабатываний, не превышала заданную величину. Поскольку наблюдаемые случайные величины подчиняются распределению Пуассона, с учетом свойств этого распределения (дисперсия равна среднему значению) для достижения случайной ошибки  $\delta N = 1\%$  необходимо провести оценку по 10000 и более срабатываниям детектора одиночных фотонов.

Для оценки квантовой эффективности на детектор одиночных фотонов необходимо подать световой сигнал низкой интенсивности, который можно рассматривать как редкий поток независимых фотонов. При этом частота отсчетов  $f$  определяется как количество срабатываний детектора за единицу времени. С учетом определения квантовой эффективности как вероятности срабатывания детектора на одиночный фотон, она может быть оценена по формуле

$$Q \approx \frac{[f(1 - P_{AP}) - f_D]E}{P}, \quad (3)$$

где  $P$  – мощность светового излучения, подаваемого на детектор одиночных фотонов,  $P_{AP}$  и  $f_D$  – измеренные ранее вероятность послелавинных срабатываний и частота темновых срабатываний,  $E$  – средняя энергия подаваемых на детектор фотонов. В качестве оптического сигнала в данном случае может использоваться классический лазерный источник, ослабленный внешними аттенюаторами до мощности уровня  $-120$  дБм, при этом среднее количество фотонов в световом потоке, приходящееся на интервал времени, равный мертвому времени детектора одиночных фотонов, будет менее 1.

Общий процесс измерения характеристик детектора одиночных фотонов можно описать следующим образом: вначале в отсутствие подаваемого на детектор одиночных фотонов оптического сигнала измеряется зависимость количества срабатываний от мертвого времени. В качестве оценки темновых срабатываний выбирается частота срабатываний детектора при максимальном значении мертвого времени при условии достижения насыщения зависимости  $N(\tau_D)$ . В качестве критерия насыщения зависимости может использоваться изменение количества отсчетов при удвоении мертвого времени не более, чем на ошибку измерений  $\delta N$ , вызванную случайностью срабатываний детектора. Для больших значений мертвого времени вероятность послелавинных срабатываний находится по формуле (2), поскольку для низкошумящего детектора одиночных фотонов с малым количеством темновых срабатываний частота темновых срабатываний не зависит от мертвого времени.

После этого на детектор одиночных фотонов подается непрерывный поток фотонов, ослабленный до средней интенсивности порядка 1 фотона в 100 мкс, проводятся измерения частоты срабатываний детектора, и по формуле (3) оценивается квантовая эффективность. Как и при оценке частоты темновых отсчетов и вероятности послелавинных срабатываний, время измерения необходимо выбирать таким образом, чтобы снизить случайную ошибку до требуемого уровня, принимая во внимание свойства распределения Пуассона.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ДЕТЕКТОРА ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ РАБОТЫ

С целью определения влияния режима работы ЛФД на характеристики использующего его детектора одиночных фотонов был проведен ряд экспериментальных исследований. В настоящей работе основное внимание было уделено темновым срабатываниям и послелавинным срабатываниям.

Для измерения частоты срабатываний детектора одиночных фотонов использовался частотомер ЧЗ-54, в качестве источника потока фотонов использовались лазерный источник

FOD 2114 на длине волны 1550 нм и набор переменных и фиксированных аттенуаторов, обеспечивающий на входе детектора мощность светового излучения  $P = - (117 \pm 1)$  дБм.

Сначала были сняты зависимости частоты отсчетов детектора одиночных фотонов при отсутствии поданного на вход оптического сигнала от величины мертвого времени для двух типов ЛФД – RMY Electronics PGA314-50 и Wooriro WPACPGMOSSNCNP – при квантовой эффективности 10%. Считая вероятность послелавинных срабатываний близкой к нулю при значениях мертвого времени более 100 мкс, из частоты наблюдаемых отсчетов можно по формуле (2) вычислить вероятность послелавинных срабатываний. Результаты измерений представлены на рис. 3, 4.

**Рис. 3.** Зависимость частоты темновых отсчетов (а)... для ЛФД RMY Electronics PGA314-50

**Рис. 4.** Зависимость частоты темновых отсчетов (а)... для ЛФД Wooriro WPACPGMOSSNCNP

Приведенные выше зависимости имеют ожидаемый характер, аналогичный характеру данных зависимостей для детекторов ID Quantique. Рост темновых отсчетов при уменьшении мертвого времени обусловлен увеличением вклада послелавинных срабатываний в регистрируемое частотомером количество срабатываний.

Видно, что для ЛФД Wooriro WPACPGMOSSNCNP темновые отсчеты увеличиваются заметно сильнее, чем для RMY Electronics PGA314-50, из чего следует, что вероятность послелавинных срабатываний у Wooriro WPACPGMOSSNCNP значительно больше. Поэтому дальнейшие эксперименты проводились с ЛФД PGA314-50.

Были проведены замеры вероятности послелавинных срабатываний и частоты темновых отсчетов при квантовой эффективности 10% и мертвом времени 20 мкс. Результаты приведены на рис. 5.

**Рис. 5.** Зависимость частоты темновых отсчетов (а) и вероятности послелавинных срабатываний (б) от температуры ЛФД RMY Electronics PGA314-50.

Также для температуры  $-65$  °С была измерена зависимость частоты темновых отсчетов от квантовой эффективности, приведенная на рис. 6.

**Рис. 6.** Зависимость частоты темновых отсчетов от квантовой эффективности для ЛФД RMY Electronics PGA314-50 при температуре  $-65$  °С.

Для всех установленных значений температуры реализуемая на практике величина квантовой эффективности определялась по формуле (3) из предыдущего раздела.17

## 5. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты измерений шумовых параметров двух моделей лавинных фотодиодов, широко используемых на практике, работающих в составе детекторов одиночных фотонов. Особенностью работы является охлаждение ЛФД до низких температур, что обеспечивает низкую частоту темновых отсчетов, привлекательную для реализации низкошумящих детекторов одиночных фотонов. Полученные зависимости частоты темновых отсчетов и вероятности послелавинных срабатываний от температуры ЛФД, квантовой эффективности и мертвого времени могут быть использованы для выбора оптимального режима работы детекторов одиночных фотонов. Экспериментально показано, что при прочих равных значениях параметров (мертвое время, квантовая эффективность, температура, частота темновых срабатываний) детектор RMY Electronics обеспечивает гораздо меньшую вероятность послелавинных срабатываний, что является важным качеством детектора одиночных фотонов. Достигнутые характеристики реализованного детектора одиночных фотонов, такие как частота темновых отсчетов на уровне 10 Гц при квантовой эффективности 10%, позволят использовать результаты настоящей работы для создания детекторов одиночных фотонов для магистральных систем квантового распределения ключа.

Другим важным результатом работы является достижение частоты темновых отсчетов менее 50 Гц при относительно высокой температуре ЛФД ( $-65\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). Это открывает возможности реализации низкобюджетных детекторов одиночных фотонов со сниженным относительно стандартных уровнем темновых шумов за счет незначительного изменения охлаждающей части. Таким образом, выбор оптимальных ЛФД, их режима работы при температурах от  $-65\text{ }^{\circ}\text{C}$  до  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$  и определение достижимых характеристик детекторов одиночных фотонов на их основе следует выделить как приоритетное направление развития.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследования проведены при финансовой поддержке ОАО “РЖД” в рамках договора № 1301/ОКЭ-ДКСС/22/1/1/.

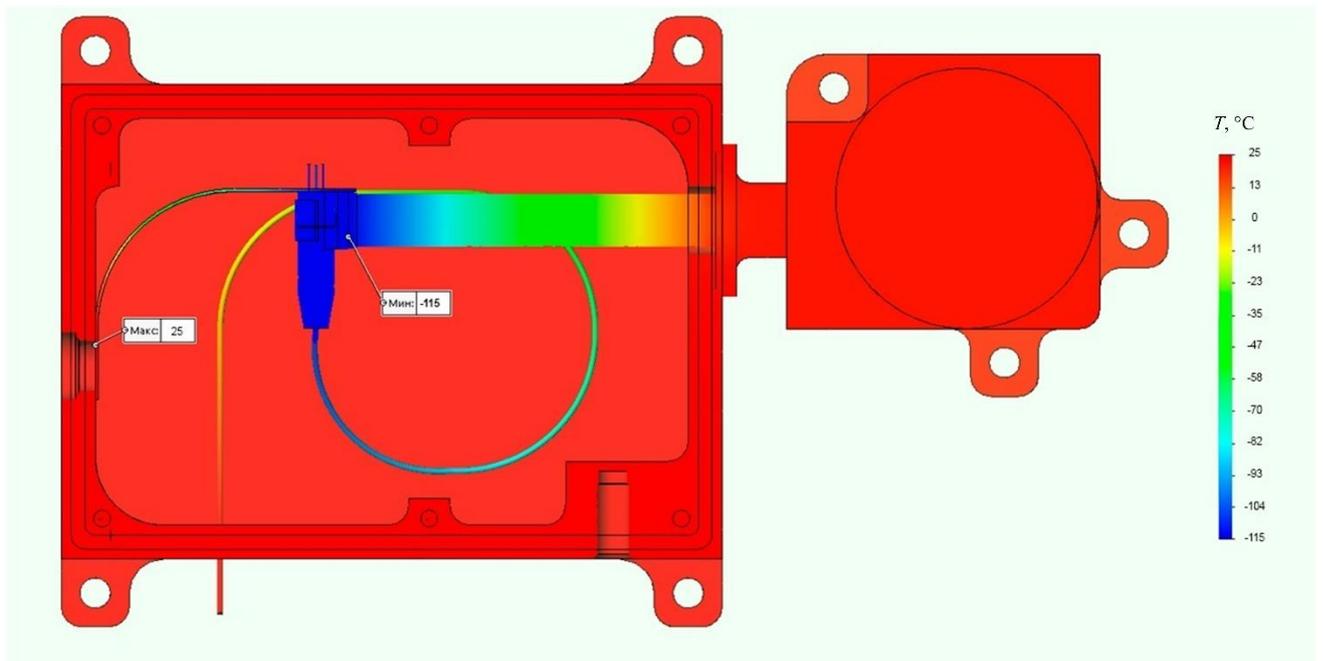
### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pirandola S., Laurenza R., Ottaviani C., Banchi L. // Nat. Commun. 2017. V. 8. P. 15043. <https://doi.org/10.1038/ncomms15043>
2. Li B.-H., Xie Y.-M., Li Z., Weng C.-X., Li C.-L., Yin H.-L., Chen Z.-B. // Opt. Lett. 2021. V. 46. P. 5529. <https://doi.org/10.1364/OL.443099>
3. Smirnov K., Divochiy A., Vakhtomin Y., Morozov P., Zolotov P., Antipov A., Seleznev V. // Sci. Technol. 2018. V. 31. P. 035011. <https://doi.org/10.1088/1361-6668/aaa7aa>

4. ID281 Superconducting Nanowire, ID Quantique (n.d.).  
<https://www.idquantique.com/quantum-detection-systems/products/id281-snspsd-system/>
5. Yin J., Li Y.-H., Liao S.-K., et al. // Nature. 2020. V. 582. P. 501.  
<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2401-y>
6. Wang S., Yin Z.-Q., He D.-Y. et al. // Nat. Photonics. 2022. V. 16. P. 154.  
<https://doi.org/10.1038/s41566-021-00928-2>
7. Chen J.-P., Zhang C., Liu Y. et al. // Nat. Photonics. 2021. V. 15, P. 570.  
<https://doi.org/10.1038/s41566-021-00828-5>
8. Boaron A., Boso G., Rusca D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 190502.  
<https://doi.org/10.48550/arXiv.1807.03222>
9. Korzh B., Walenta N., Lunghi T., Gisin N., Zbinden H. //Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 081108. <https://doi.org/10.1063/1.4866582>
10. Korzh B., Lunghi T., Kuzmenko K., Boso G., Zbinden H. // J. Mod. Opt. 2015. V. 62. P. 1151.  
<https://doi.org/10.1080/09500340.2015.1024294>
11. Korzh B., Lim C.C.W., Houlmann R. et al. // Nat. Photonics 2015. V. 9. P. 163.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2014.327>
12. Amri E., Boso G., Korzh B., Zbinden H. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 5728.  
<https://doi.org/10.1364/OL.41.005728>
13. Prochazka I. // Appl. Opt. 2001. V. 40. P. 6012. <https://doi.org/10.1364/AO.40.006012>
14. Балыгин К.А., Зайцев В.И., Климов А.И., Климов А.Н., Кулик С.П., Молотков С.Н. // ПТЭ. 2018. № 5. С. 67. <https://doi.org/10.1134/S0032816218040158>  
[Balygin K.A., Zaitsev V.I., Klimov A.I., Klimov A.N., Kulik S.P., Molotkov S.N. // IET. 2018. V. 61. P. 691. <https://doi.org/10.1134/S0020441218040139>]
15. Anisimova E., Nikulov D., Hu S.S. et al. // EPJ Quantum Technol. 2021. V. 8. P. 1.  
<https://doi.org/10.1140/epjqt/s40507-021-00111-0>
16. Liang X.-L., Liu J.-H., Wang Q. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 83. P. 83111.  
<https://doi.org/10.1063/1.4746291>

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Распределение температуры внутри корпуса без откачки воздуха.
- Рис. 2.** Функциональная схема детектора фотонов:  $A_1$  – плата формирователя импульсов,  $A_2$  – источник питания 24 В,  $A_3$  – микрокриогенная система МКС500,  $A_4$  – плата интерфейса,  $A_5$  – плата питания и управления,  $A_6$  – источник питания 12 В,  $A_7$  – интерфейс USB,  $A_8$  – микроконтроллер,  $A_9$  – программируемая логическая интегральная схема.
- Рис. 3.** Зависимость частоты темновых отсчетов (а) и вероятности послелавинных срабатываний (б) от величины мертвого времени при двух разных температурах и напряжениях смещения для ЛФД RMY Electronics PGA314-50: кривая 1 –  $T = -81$  °C,  $U_{bias} = -73.6$  В; кривая 2 –  $T = -61$  °C,  $U_{bias} = -71.3$  В.
- Рис. 4.** Зависимость частоты темновых отсчетов (а) и вероятности послелавинных срабатываний (б) от величины мертвого времени при двух разных температурах и напряжениях смещения для ЛФД Wooriro WPACPGMOSSNCNP: кривая 1 –  $T = -81$  °C,  $U_{bias} = -60.3$  В; кривая 2 –  $T = -65$  °C,  $U_{bias} = -62.9$  В.
- Рис. 5.** Зависимость частоты темновых отсчетов (а) и вероятности послелавинных срабатываний (б) от температуры ЛФД RMY Electronics PGA314-50.
- Рис. 6.** Зависимость частоты темновых отсчетов от квантовой эффективности для ЛФД RMY Electronics PGA314-50 при температуре  $-65$  °C.



**Рис. 1**

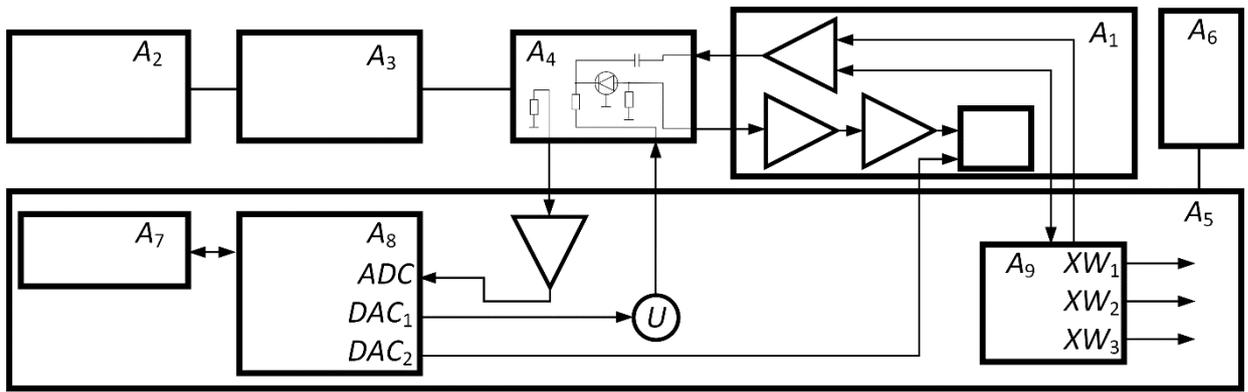
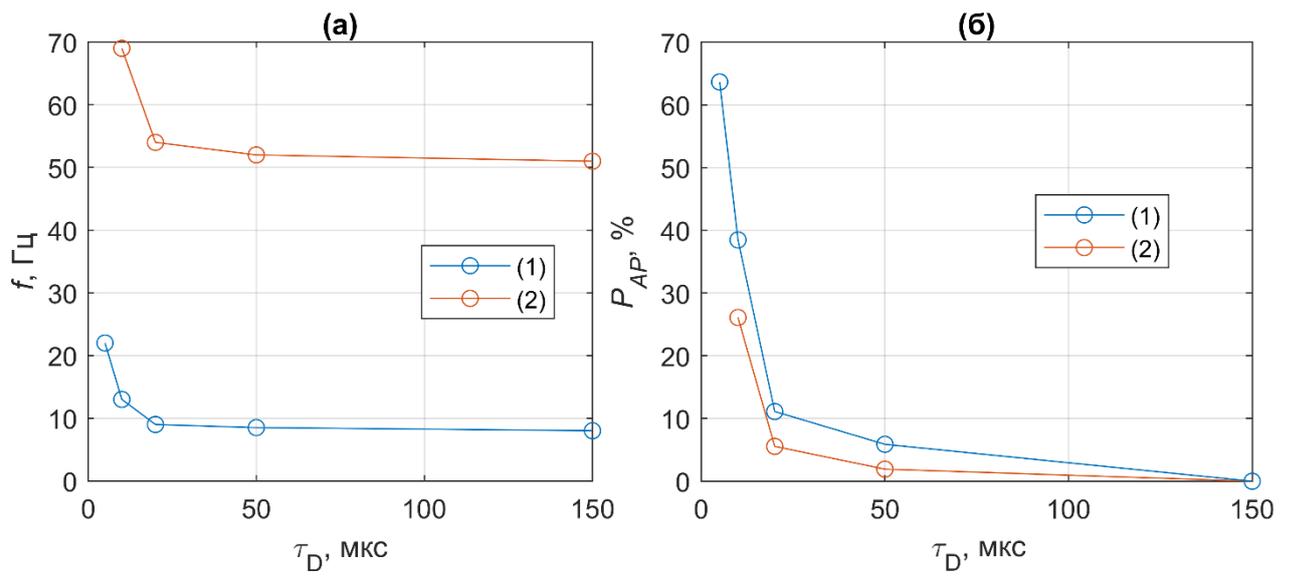
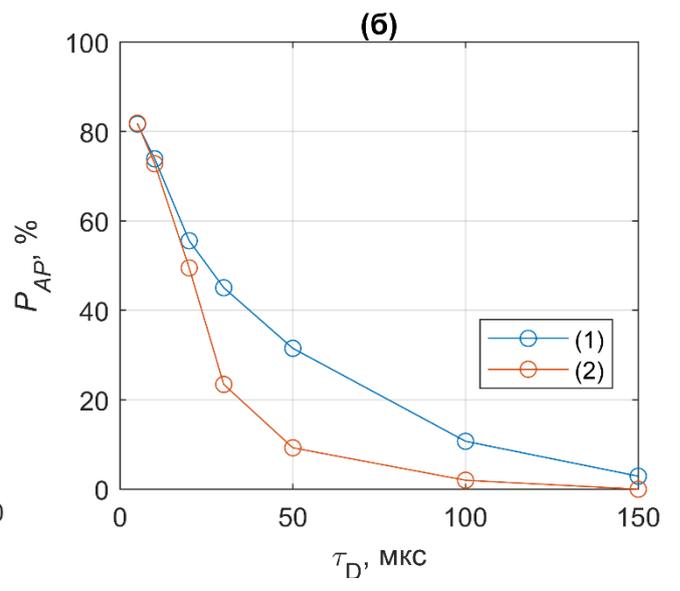
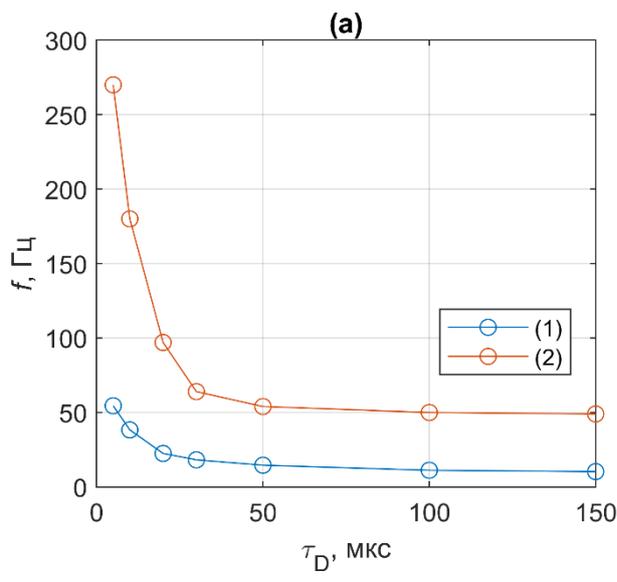


Рис. 2



**Рис. 3**



**Рис. 4**

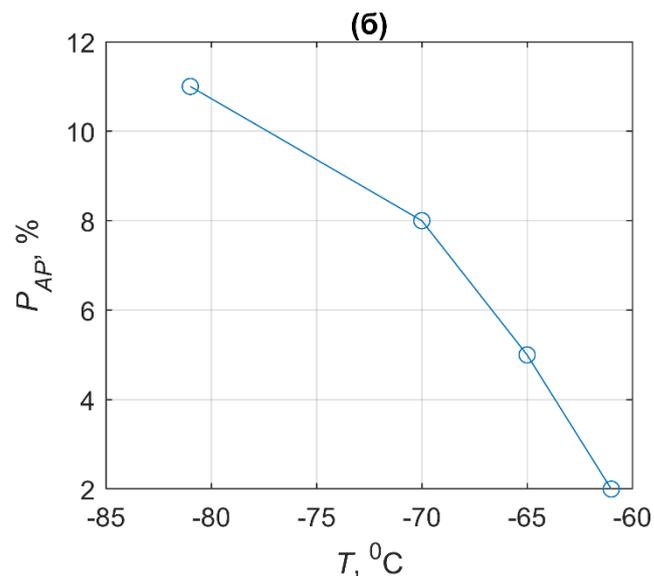
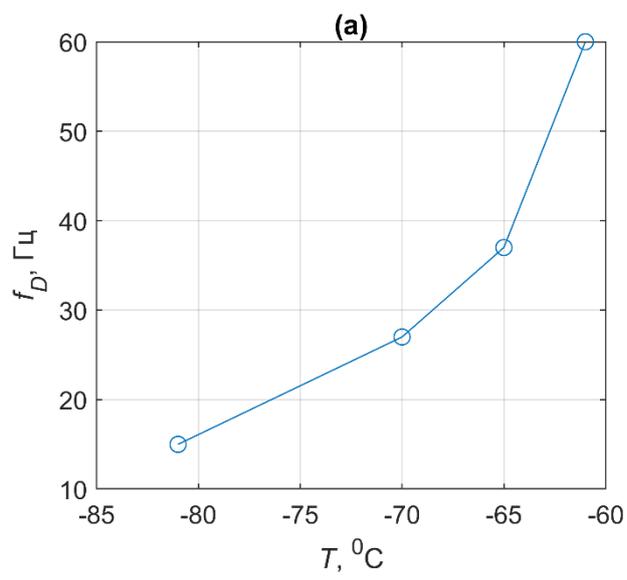
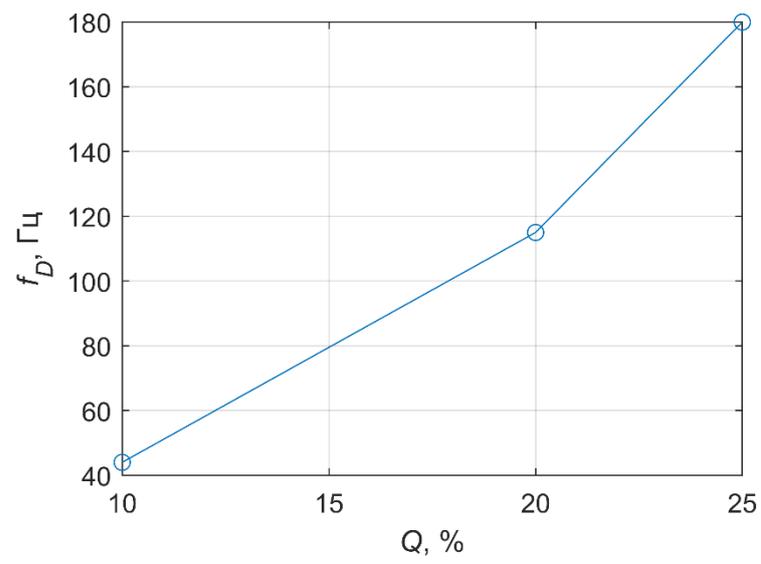


Рис. 5



**Рис. 6**