

Обзор современных методов детектирования одиночных фотонов в приложении к квантовых коммуникаций

А.А. Козий^{1,2,*}, А.В. ЛОСЕВ^{1,2,3}, В.В. ЗАВОДИЛЕНКО¹, Ю.В. КУРОЧКИН^{1,2}, А.А.
ГОРБАЦЕВИЧ^{3,4}

17 июня 2021 г.

¹ ООО «Курэйт» Ул. Новая, д. 100, Московская область, г. Одинцово, Сколково, 143026
Россия

² Центр квантовых коммуникаций НТИ, Национальный исследовательский технологический
университет МИСиС, Ленинский проспект, д.4, г. Москва, 119049 Россия

³ Национальный исследовательский университет МИЭТ Площадь Шокина, д.1, г.
Зеленоград, 124498 Россия

⁴ Физический институт имени П.Н. Лебедева Ленинский проспект, д.53, г. Москва, 119333
Россия

* a.kozii@gocrate.com (8-926-079-82-13)

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-71-20146)

Аннотация

Детекторы одиночных фотонов (ДОФ) являются наиболее чувствительными приборами для детектирования света – они позволяют расширить возможности исследователей во множестве различных приложений. В технологии квантового распределения ключа (КРК) данное устройство является краеугольным камнем – оно не может быть заменено на многофотонный детектор. В настоящем обзоре мы представляем описание двух наиболее перспективных и зарекомендовавших себя на рынке технологий для детектирования одиночных фотонов – детектор на основе сверхпроводящих нанопроволок и детектор на основе однофотонного лавинного фотодиода. Мы привели наиболее эффективные конструкции данных устройств и

проанализировали плюсы и минусы каждой с точки зрения возможности применения в установке КРК. Также мы продемонстрировали результаты работ различных научных групп в области КРК, что позволило проследить тенденции мирового технологического развития данной отрасли за последние пять лет.

1 Требования к ДОФ, предназначенным для квантовых коммуникаций

Криптография – это наука о методах обеспечения конфиденциальности (невозможности прочтения информации посторонним), целостности данных (невозможности незаметного изменения информации), аутентификации (проверки подлинности авторства или иных свойств объекта), шифрования (кодировка данных) [1]. В классической криптографии для обеспечения защищенного общения между двумя пользователями применяются протоколы симметричного шифрования (простейший пример – одноразовый блокнот [2]) и асимметричного шифрования (RSA [3, 4], Diffie-Hellman [5, 6]). Защищенность данных крипtosистем строится на определенных математических преобразованиях, которые могут совершать над сообщением два легитимных пользователя (Алиса и Боб). Однако в результате создания достаточно мощного квантового компьютера некоторые широко используемые крипtosистемы (RSA, Diffie-Hellman и другие, использующие в своей основе задачи о факторизации чисел) будут взломаны, а иные криптографические протоколы значительно потеряют в своей защищенности. Так, компанией Google в 2019 году была предпринята попытка продемонстрировать "квантовое превосходство": с помощью их прототипа квантового компьютера удалось решить задачу факторизации гораздо быстрее, чем классический компьютер [7]. В декабре 2020 года были опубликованы достижения китайских ученых в области вычислений на фотонном квантовом компьютере, и по заявленной скорости он превзошел квантовый компьютер Google в 10 млрд раз [8]. Основная проблема потери защищенности крипtosистем связана с существованием реализуемых на квантовом компьютере алгоритма Шора [9] и

алгоритма Гровера [10]. Более того, в данной области активно разрабатываются новые квантовые алгоритмы и алгоритмы машинного обучения, что может привести к еще большей потери защищенности существующих криптографических систем [11].

Защищенность квантовой криптографии обусловлена физической неопределенностью, которая возникает при измерении квантового объекта (фотона). В 1984 году Беннетом и Брассардом был предложен первый протокол квантовой коммуникации BB84 [12] (квантового распределения ключа – КРК), с помощью которого появилась возможность реализовать значительно более защищенные системы симметричной криптографии, неуязвимые как к потенциальным атакам на квантовом, так и на классическом компьютере. В данном протоколе производилась передача одиночных поляризованных в двух неортогональных базисах фотонов по открытой линии связи. В 1992 году была проведена модификация данного протокола, его создателями были добавлены "обманные состояния", что позволило защититься от атаки с разделением числа фотонов и существенно повысило защищенность данной системы [13]. Также, существует поляризационный метод кодирования, который используется при организации квантовых каналов через открытое пространство, и в настоящее время реализована связь с орбитальными спутниками [14]. Для оптоволоконных линий связи чаще применяется фазовое кодирование с использованием интерферометров Маха-Цендера [15].

Все существующие системы квантовой криптографии проводят определенные операции (передача по оптоволоконным каналам, фазовая модуляция, изменение поляризации) над единичными квантовыми объектами – фотонами. В алгоритме возникает нетривиальная задача – непосредственно детектирование одиночного фотона. Более того, для эффективной работы системы КРК на детектор одиночных фотонов (ДОФ) налагаются определенные требования, в которых фигурируют такие параметры, как: вероятность детектирования фотона (photon detection efficiency – PDE), скорость темнового счета (dark count rate – DCR), максимальная частота детектирования, способность к различению числа фотонов в импульсе (photon number resolution – PNR), массогабаритные характеристики, цена. В зависимости от задачи, которую должна решать КРК,

будут доминировать те или иные параметры, например: для создания компактной системы КРК (подходящей для стандартной серверной стойки), основными параметрами являются соотношение сигнал-шум и массогабаритные характеристики, для организации передачи ключа на дальние расстояния (более 100 км) основными являются уровень шумов и вероятность детектирования фотона, для достижения максимальной скорости генерации ключа основным является максимальная частота детектирования.

В настоящее время наиболее широко используются ДОФ, созданные на основе сверхпроводящих нанопроволок (superconducting nanowire single photon detector – SNSPD) [16] и однофотонных лавинных фотодиодов (ОЛФД) [17]. Для того, чтобы сделать вывод о том, для каких приложений (в том числе и для КРК) какой тип ДОФ использовать, в разделах 2 и 3 будут проанализированы физические процессы, происходящие в SNSPD и ОЛФД соответственно, а также даны их эксплуатационные параметры. В разделе 4 будет сделан вывод по поводу оптимальности использования того или иного ДОФ для различных приложений.

2 ДОФ на основе сверхпроводящих нанопроволок

До того, как SNSPD был изобретен и достиг конкурентоспособных параметров, для детектирования однофотонного излучения использовались следующие сверхпроводящие детекторы (в которых использовалось охлаждение некоторого чувствительного к однофотонному излучению элемента до субkelвиновских температур): сверхпроводящий туннельный переход (STJ) [18], сенсор граничного перехода (TES) [19] и детектор на основе кинетической индуктивности (KID) [20].

В 2001 году группой профессора Гольцмана был представлен однофотонный детектор для длины волны 810 нм, принцип работы которого был основан на токовом смещении сверхпроводящих микромостиков из нитрида ниобия (NbN) [21]. В 2002 году вместо микромостиков было предложено использовать меандровую структуру [22], а в 2003 году данное устройство нашло свое первое коммерческое применение в области

тестирования интегральных схем [23]. Продемонстрированный потенциал разработки привел к быстрому развитию технологии, сделав SNSPD лидером в классе сверхпроводящих однофотонных детекторов. Основными преимуществами по сравнению с конкурентами оказались низкий уровень скорости темнового счета и высокая вероятность детектирования фотона [24, 25, 26, 27].

В настоящее время SNSPD является наиболее чувствительным к однофотонному излучению прибором, и его конструкция подвергается многочисленным модификациям с целью достижения показателей эффективности, требуемых для конкретных задач. Наиболее распространенная структура SNSPD для применения в КРК выглядит следующим образом: достаточно тонкая (толщиной < 10 нм) и узкая (шириной ≈ 100 нм) нанопроволока сконструирована в виде меандра с диаметром активной области около 10 мкм и коэффициентом заполнения ≈ 0.5 , и выполнена на кремниевой подложке с выращенным диэлектрическим зеркалом (см. рис. 4). Система охлаждается до температур сверхпроводимости $T < T_{crit}$, и по нанопроволоке течет ток I меньший, чем критический ток I_{crit} , при котором теряется сверхпроводимость. В настоящее время механизм детектирования является еще не до конца изученным, и можно выделить две основные модели, для которых наблюдается хорошая сходимость теории с экспериментальными данными.

При большой энергии фотона обычно применяется модель диффузии "горячего пятна" [28, 29]. При поглощении фотона нанопроволокой происходит разрушение куперовских пар с последующим образованием термически возбужденных квазичастиц. Они приводят к локальному повышению температуры в области поглощения – созданию "горячего пятна" ("hotspot"). В отличии от более простой модели "горячего пятна" [21], в данной модели оно не обязательно должно терять свойство сверхпроводимости. За счет уменьшения общего числа куперовских пар, для поддержания постоянного тока через нанопроволоку, скорость передвижения оставшихся куперовских пар увеличивается. Если их скорость превосходит некоторую критическую скорость v_{crit} , то они разрушаются, что в результате приводит к переходу нанопроволоки в нормальное (не

сверхпроводящее) состояние.

При малой энергии фотона обычно применяется вихревая модель [28, 29]. В данной модели рассматриваются два механизма перехода нанопроволоки в нормальный режим – благодаря единичному магнитному вихрю, рождающемуся на границе нанопроволоки, и благодаря паре вихрь-антивихрь, рождающейся в центре нанопроволоки. Рассмотрим первый сценарий. Благодаря поглощению фотона образуется область нанопроволоки с повышенной температурой. При этом в данной области уменьшается пороговая энергия для входа магнитного вихря в нанопроволоку. Благодаря протекающему току образовавшийся вихрь пересекает поперечное сечение нанопроволоки и приводит к разрушению ее сверхпроводящего состояния. В работе [30] было показано, что эффект входа единичного вихря может наблюдаться только при ширине нанопроволоки $w > 4.4\xi_l$, где ξ_l – длина когерентности куперовских пар (критерий Лихарева). Длина когерентности зависит от рассматриваемого материала: для Nb $\xi_l = 38$ нм, для NbN $\xi_l = 6.5$ нм, для NbTiN $\xi_l = 170$ нм, для WSi $\xi_l = 7$ нм. Рассмотрим второй сценарий. При поглощении фотона в горячем пятне образуется пара вихрь-антивихрь. Под воздействием силы Лоренца вихрь и антивихрь начинают движение в противоположных направлениях по-перек нанопроволоки, пересекая ее. Если сила Лоренца приводит к разрушению пары вихрь-антивихрь, то происходит переход нанопроволоки в нормальное состояние.

При различных внутренних параметрах SNSPD (которые не могут быть изменены для собранного SNSPD), таких как: материал, толщина, ширина, форма нанопроволоки, будут доминировать различные механизмы детектирования фотона. Тем не менее, процессы, обусловленные данными механизмами, могут происходить и одновременно.

После того, как нанопроволока перейдет в нормальное состояние, ее сопротивление становится ≈ 1 кОм. Резкое изменение сопротивления приводит к возникновению переходных процессов со скачками выходного напряжения, что регистрируется управляющей электроникой. Также нанопроволока начинает нагреваться. В системе с пассивным гашением и восстановлением параллельно нанопроволоке включен резистор гашения с номиналом $Z_0 = [10 - 100]$ Ом [31], который уменьшает протекающий через нанопро-

волоку ток после срабатывания детектора. При этом происходят два параллельных процесса релаксации: охлаждение нанопроволоки с восстановлением сверхпроводящих свойств, и восстановление заданного тока смещения. В действительности восстановление сверхпроводимости происходит значительно быстрее, чем восстановление заданного тока смещения. Это связано с тем, что сконструированная в виде меандра нанопроволока обладает большой кинетической индуктивностью L , и время восстановления можно приблизительно оценить как $\tau = L/Z_0$. Именно время восстановления тока смещения ограничивает предельную частоту детектирования SNSPD, поскольку в это время детектор нечувствителен к падающему излучению. Время нечувствительности детектора называется "мертвым временем" [24]. Характерными величинами мертвого времени для SNSPD являются $\tau \approx [10 - 100]$ нс, что позволяет добиться максимальной частоты срабатывания детектора $\nu_{max} \approx [10 - 100]$ МГц (см. приложение А).

В SNSPD с пассивным гашением и восстановлением присутствует негативный эффект, который называется "залипание" (latching) – нанопроволока детектора не переходит в сверхпроводящее состояние [24]. Таким образом, детектор не способен регистрировать однофотонный сигнал. У данного эффекта наблюдается положительная обратная связь, и он не пропадает сам собой. Одна из причин возникновения связана с тем, что ток через нанопроволоку восстанавливается раньше, чем она вновь становится сверхпроводящей. Данная проблема часто возникает, когда кинетическая индуктивность нанопроволоки низкая (например, она создана не в виде меандровой структуры, а в виде микромостика). В таком случае последовательно с нанопроволокой включают дополнительную индуктивность для предотвращения эффекта залипания [32]. Для того, чтобы вывести детектор из режима залипания, необходимо принудительно понизить ток смещения. Эффект залипания не является свойством нанопроволоки, а обусловлен неправильно подобранной схемой токового смещения [31]. Для того, чтобы полностью исключить данный эффект без применения сложных схем смещения, используют схемы с активным гашением – ток смещения оставляют постоянным, но он отключается в случае, если выходное напряжение превышает порог компаратора. Таким образом, после

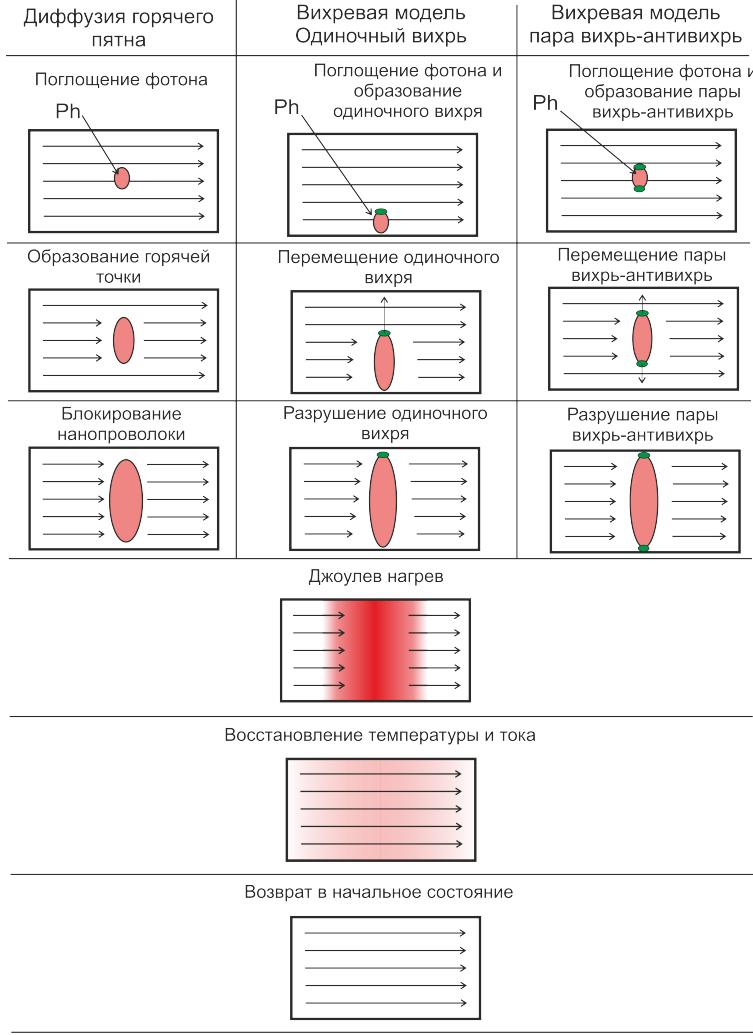


Рис. 1: Основной механизм работы SNSPD – схематическое представление цикла детектирования [24, 34].

детектирования ток полностью сбрасывается, и снова подключается, когда температура нанопроволоки приближается к критической, или нанопроволока уже находится в состоянии сверхпроводимости [33].

Рассмотрим основные для использования в КРК эксплуатационные параметры SNSPD.

Еще одной важной характеристикой является временной джиттер δt , который определяет временное разрешение детектора. Данный параметр определяется распределением времени детектирования относительно времени попадания фотона. Центр данного распределения показывает среднее время задержки между временем попадания фотона

и его детектированием. За величину δt обычно принимается полная ширина на половине высоты (FWHM) данного распределения. Форма временного джиттера для SNSPD может быть аппроксимирована нормальным распределением, что достаточно удобно при создании теоретической модели детектора. Также временной джиттер детектора сильно зависит от начального тока I_0 и от энергии фотона: чем выше энергия фотона и чем больше ток I_0 , тем меньше джиттер [35]. В настоящий момент рекордным значением джиттера можно считать 2.6 ± 0.2 пс и 4.3 ± 0.2 пс для фотонов видимого излучения и с длиной волны 1550 нм соответственно, показанные в работе [36].

Шумовые характеристики для SNSPD определяются темновым счетом (*DCR*) – скоростью счета детектора при отсутствии информационного оптического излучения. Может быть несколько возможных причин темновых срабатываний:

1. Внешняя засветка. Данное воздействие может быть определено: рожденными в оптоволокне тепловыми фотонами, прошедшими через оптоволокно внешними фотонами, высокоэнергетическими космическими частицами. Для борьбы с данным явлением применяют два основных подхода. Первый – дополнительное охлаждение оптоволокна в одной из ступеней криокамеры при температурах, значительно превышающих температуру сверхпроводимости: $T \approx 40$ К (см. рис. 2 а) [37]. Это необходимо для того, чтобы исключить резкий перепад температуры в оптоволокне с комнатной температурой до температур жидкого гелия и повысить ресурс системы. Также тепловые фотоны с длиной волны, отличной от телекоммуникационной, имеют большой коэффициент затухания в используемом оптоволокне. Данный факт используется для увеличения поглощения тепловых фотонов в оптоволокне. Для этого оптоволокно определенной длины свернуто внутри одной из ступеней криокамеры и охлаждается до температуры 40 К.

Вторым методом является создание полосовых фильтров: на чипе со сверхпроводящими нанопроволоками [38], в виде отдельных охлаждаемых сборок для многомодового оптоволокна [39], или на конце оптоволокна [37].

В работе [38] (см. рис. 2 б) был создан фильтр на чипе, состоящий из 32 слоев Si (толщина варьировалась от 54 до 432 нм) и SiO₂ (толщина варьировалась от 137 до 308 нм), напыленных с обратной стороны подложки. В результате удалось достичь полосы пропускания фильтра 1550 ± 25 нм при коэффициенте пропускания 88% и общей вероятности детектирования фотона $PDE \approx 56\%$ при $DCR \approx 1$ Гц.

В работе [39] (см. рис. 2 в) удалось достичь полосы пропускания фильтра 1550 ± 12.5 нм (с коэффициентом пропускания $\approx 80\%$) за счет комбинации двух охлажденных до 40 К фильтров: "Filter1" являлся коммерчески-доступным 1550 нм полосовым фильтром (#87822, Edmund), однако его недостатком являлось то, что при $\lambda > 2000$ нм он обладал достаточно хорошим коэффициентом пропускания фотонов; "Filter2" был создан авторами работы как фильтр низких частот, для того, чтобы убрать недостатки первого фильтра. В результате использования системы из двух фильтров удалось получить параметры SNSPD: $PDE \approx 51\%$ при $DCR \approx 100$ Гц и увеличить соотношение сигнал-шум относительно данного детектора, в котором модуль фильтрации не использовался, в 160 раз.

В работе [37] (см. рис. 2 г) был создан фильтр на самом оптоволокне, состоящий из 13 слоев SiO₂ (толщина варьировалась от 264 до 530 нм) и TiO₂ (толщиной 176 нм), в результате чего удалось достичь полосы пропускания фильтра 1560 ± 20 нм, при этом вероятность детектирования фотона упала всего на 3% (с 83%), а значение DCR уменьшилось на 13 дБ, вплоть до 0.5 Гц.

2. Шум электроники. Нестабильный источник тока может приводить к тому, что ток будет испытывать осцилляции и при достаточно высоком среднем значении смещения (например, порядка $I \approx 0.8I_{crit}$), будут происходить кратковременные превышения критического тока, что приведет к потере нанопроволокой состояния сверхпроводимости и приведет к ложному срабатыванию. Данные осцилляции могут быть порождены импульсными преобразователями напряжения или внешними электромагнитными наводками. Для того, чтобы избавиться от данного эффек-

та, необходимо использовать более качественные источники питания, добавлять в электрическую схему дополнительные фильтры, изолировать устройство детектора от потенциальных источников помех [40].

3. Внутренний шум. Данный шум обусловлен механизмами, схожими с механизмами детектирования фотонов с низкой энергией – из-за образования одиночных магнитных вихрей или пар вихрь-антивихрь. В отличие от поглощенного фотона, который приводит к достаточно сильному локальному нагреву нанопроволоки, термические флуктуации обладают значительно меньшими энергиями. Тем не менее, это все равно приводит к уменьшению потенциального барьера для входа одиночного вихря, благодаря чему он может туннелировать в нанопроволоку. Аналогично понижается и энергия потенциального барьера для рождения пары вихрь-антивихрь. Внутренний шум является нижним порогом DCR , так как полностью убрать термические флуктуации невозможно, в отличие от шума электроники и внешней засветки [29]. Так, значительно минимизировав вклад двух указанных частей DCR , удалось достигнуть темнового счета $DCR \approx 10^{-4}$ Гц [41].

Вероятность детектирования фотона PDE определяется как вероятность того, что одиночный фотон, попадающий на детектор, будет зарегистрирован. При этом необходимо различать внутреннюю η_{dde} и общую η_{sde} вероятности детектирования. Для пояснения различий между данными параметрами можно разделить следующие события и ввести их вероятности: η_{coupl} определяет вероятность фотона попасть на чувствительную область детектора. Возможные препятствующие факторы – отражения и рассеяния в области соединения оптоволокна и чувствительной области SNSPD. η_{abs} определяет вероятность того, что фотон будет поглощен материалом нанопроволоки, а не отразится от него. η_{reg} – вероятность того, что в случае поглощения фотона произойдет срабатывание детектора по одному из механизмов, описанных выше. Таким образом, величины η_{dde} и η_{sde} можно определить как [24]:

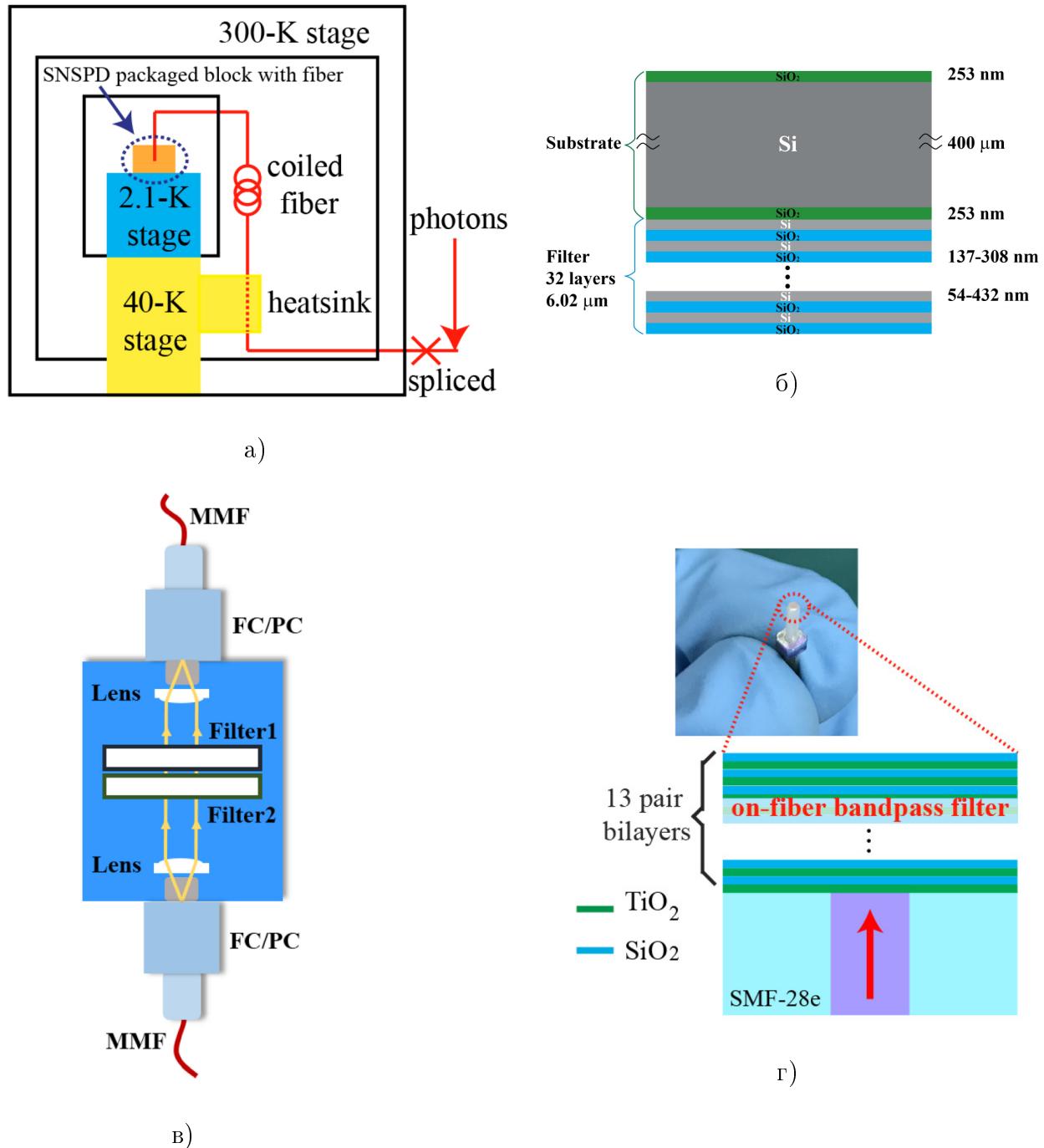


Рис. 2: а) Принципиальная схема криокамеры SNSPD [37]. Полосовые фильтры для SNSPD с длиной волны $\lambda = 1550$ нм; б) на чипе со сверхпроводящими нанопроволоками [38]; в) в виде отдельных охлаждаемых сборок для многомодового оптоволокна [39]; г) на конце оптоволокна [37].

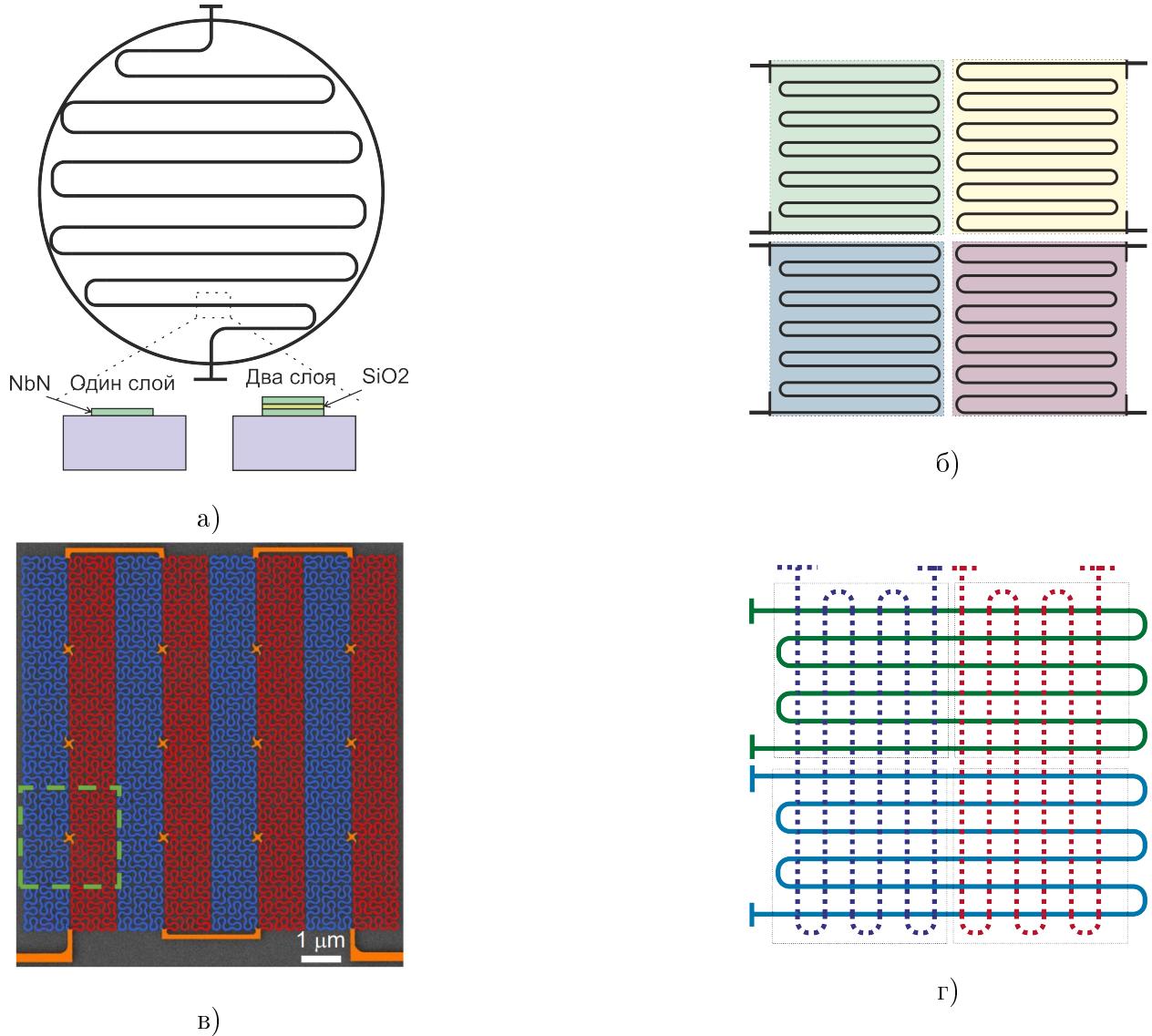


Рис. 3: Схематические структуры SNSPD: а) однопиксельная меандровая структура, которая может быть выполнена как с однослойными, так и с двухслойными нанопроволоками; б) многопиксельная меандровая структура; в) одиннапиксельная структура фрактального типа [42]; г) многопиксельная структура с использованием двухслойных нанопроволок.

$$\begin{cases} \eta_{dde} = \eta_{abs} \cdot \eta_{reg}, \\ \eta_{sde} = \eta_{coupl} \cdot \eta_{abs} \cdot \eta_{reg}. \end{cases} \quad (1)$$

В SNSPD отсутствуют корреляции между вероятностью срабатываниями детектора

в произвольный момент времени и предыдущими срабатываниями, то есть детектор не обладает эффектом послеимпульса. Это свойство дает SNSPD значительное преимущество перед полупроводниковыми детекторами, в которых данный эффект присутствует, по некоторым причинам: во-первых, темновой счет в сверхпроводящих детекторах не зависит от интенсивности падающего излучения; во-вторых, можно рассматривать процессы детектирования как марковские процессы, что значительно упрощает обработку экспериментальных данных [43]. Однако например, в работе [44] было показано, что при определенных условиях SNSPD все же обладает эффектом послеимпульса. Это не связано с происходящими физическими процессами в самой нанопроволоке, а порождено процессами переотражения в ВЧ тракте усилителей выходного сигнала. Таким образом, эффект послеимпульса в SNSPD может наблюдаться, но он является следствием некачественной управляющей электроники и не обусловлен физическими процессами, протекающими в самом детектирующем элементе.

На рисунке 3 представлены 4 схематических вида наиболее перспективных в настоящий момент конструкций SNSPD – это однопиксельные (рис.3 а) и в)) и многопиксельные (рис.3 б) и г)) устройства, созданные с использованием однослойных (рис. 3 а), б), в)) и многослойных (рис.3 а) и г)) нанопроволок.

Классической топологией нанопроволоки на подложке является меандр (см. рис. 3 а)). Существенным недостатком меандровой структуры является зависимость чувствительности детектора от поляризации фотона. Из-за геометрических параметров меандра (типичное значение ширины нанопроволоки ≈ 80 нм, период меандра ≈ 160 нм, плотность заполнения $\approx 50\%$ для фотонов 1550 нм [45]), он может рассматриваться как дифракционная решетка для фотонов. Таким образом, для фотонов, например, с горизонтальной поляризацией, вероятность отразиться от данной структуры больше, чем для фотонов с вертикальной поляризацией. Некоторые детекторы разрабатываются таким образом, чтобы максимизировать поляризационную чувствительность [46], однако для применения в КРК данная зависимость является нежелательной. Для того, чтобы избавиться от данного эффекта, разрабатываются топологии фрактального ти-

па (см. рис. 3 в)) [42, 47], однако данные детекторы все еще являются лабораторными образцами.

В системе КРК могут применяться как однопиксельные, так и многопиксельные (см. рис. 3 б)) SNSPD. Однопиксельные устройства обладают значительно более низким уровнем шума относительно многопиксельных устройств (менее 1 Гц [37]). Однако их предельная частота срабатываний в несколько раз ниже, чем у многопиксельных детекторов. Это связано с тем, что достаточно сложная управляющая электроника позволяет управлять одними пикселями независимо от других. Так, если предельные скорости счета для однопиксельных устройств около 100 МГц, то для многопиксельных устройств могут превышать 1 ГГц. В работе [48] был продемонстрирован 16-пиксельный SNSPD, который обладал предельной скоростью счета 1.5 ГГц.

Преимуществом двухслойных SNSPD перед однослойными является повышенная вероятность поглощения фотона η_{abs} (см. рис. 3 а)). Принцип работы данных устройств основан на термической связи двух связанных электрически нанопроволок. После поглощения фотона первой нанопроволокой и последующего перехода в нормальное состояние, происходит ее нагрев. При этом вторая нанопроволока также будет нагреваться и перейдет в нормальное состояние. Для материала NbN, оптимальное значение толщины нанопроволоки составляет около 6 – 7 нм (см. приложение А). Именно при данной толщине, в случае поглощения фотона, вероятность его регистрации η_{reg} максимальна. Однако при такой толщине вероятность поглощения фотона η_{abs} значительно отличается от 1 (≈ 0.9), даже с использованием системы оптических резонаторов и зеркал. Двухслойные нанопроволоки позволяют добиться вероятности поглощения фотона близкой к 1, при этом вероятность регистрации остается прежней. Основной сложностью при производстве данной структуры является создание двух нанопроволок с идентичными свойствами. Более того, была предпринята попытка создания SNSPD с трехслойной структурой нанопроволоки, однако из-за описанной проблемы, характеристики данного детектора были значительно хуже, чем у двухслойных структур [45] (см. рис. 3 в)).

Принцип работы многопиксельного детектора с двухслойной нанопроволокой позво-

лил значительно упростить управляющую электронику для подобных SNSPD (см. рис. 3 г)). Так, в данной системе верхний и нижний слои состоят из N меандров, которые могут быть расположены как параллельно, так и перпендикулярно друг другу. В данной системе управление осуществляется для $2N$ меандров, вместо N^2 , как было бы в архитектуре с однослойными SNSPD. Таким образом, уже для системы с 3×3 пикселями наблюдается выигрыш в простоте управления данной системой. При поглощении фотона, например, одной из верхних нанопроволок, происходит замыкание одной из нижних нанопроволок. Таким образом, в случае их перпендикулярного расположения, можно точно определить позицию фотона. Недостатком данной системы относительно однослойных многопиксельных SNSPD является значительно меньшая максимальная частота срабатываний, которая пропорциональна N , вместо N^2 . Таким образом, для 16-пиксельного устройства с подобной архитектурой удается получить около 400 МГц максимальной скорости счета [49] (см. рис. 3 г)).

Для увеличения вероятности поглощения фотона η_{abs} было изобретено большое количество схем. Некоторые из них, показавшие наилучшие параметры поглощения фотонов, представлены на рисунке 4: а) диэлектрический оптический резонатор [50, 51], б) диэлектрическое (или металлическое) зеркало [52, 45], в) оптические 3-D микрополости [53], г) оптические 2-D микрополости [54].

В случае с оптическим резонатором, нанопроволока выращивается на материале SiO_2 , а сверху покрывается слоем SiO . Данная пара материалов SiO_2/SiO позволяет достаточно долго удерживать фотон в данной области и значительно увеличить средний пробег через нанопроволоку [50, 51].

Диэлектрическое зеркало для фотонов 1550 нм обычно создается с помощью послойного напыления материалов $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$. В работах [45, 52] данное зеркало состояло из 13 слоев, толщина которых составляла четверть длины волны излучения (с учетом коэффициента отражения). Так, для фотонов с длиной волны 850 нм, толщина SiO_2 равнялась 145 нм, а Ta_2O_5 104 нм [52]. Использование зеркала также повышает вероятность абсорбции фотона η_{abs} .

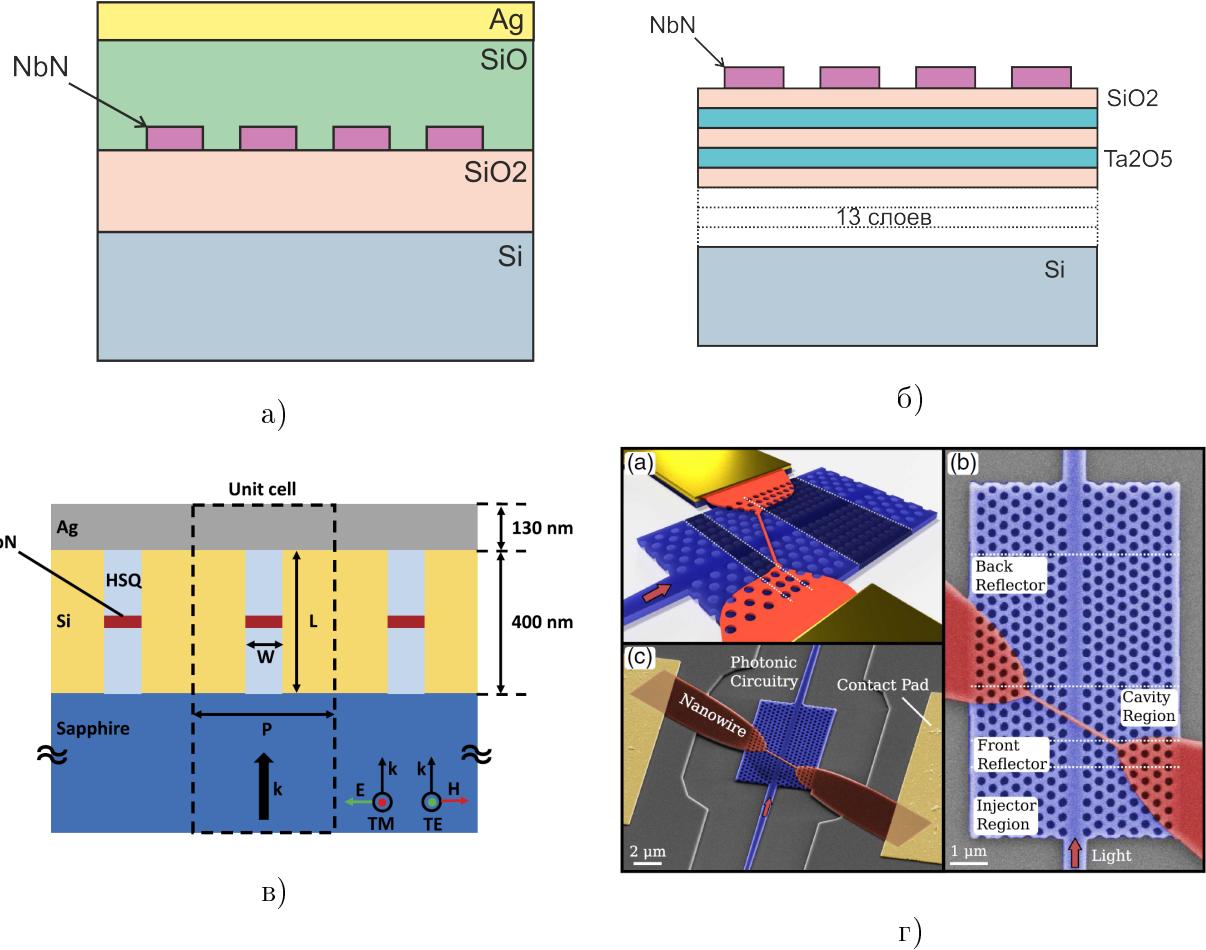


Рис. 4: Структуры, разработанные для повышения вероятности поглощения фотона: а) диэлектрический оптический резонатор [50, 51], б) диэлектрическое зеркало [52, 45], в) оптические 3-D микрополости [53], г) оптические 2-D микрополости [54].

В работе [55] было проведено теоретическое сравнение данных структур посредством численного моделирования. Было показано, что вероятность поглощения фотона выше в структуре с диэлектрическим зеркалом, однако она эффективно себя показывает только для фотонов с заданной конструкционно длиной волны с отклонением ± 100 нм. В случае, если принимаемые фотоны могут обладать достаточно большим разбросом по длине волны (± 250 нм), структура диэлектрического резонатора показывает себя значительно лучше.

Структура, представленная на рисунке 4 в), является улучшением структуры оптического резонатора, представленного на рисунке а). В данном случае каждая линия

нанопроволоки меандра помещена в собственный оптический резонатор, выполненный из силсесквиоксана водорода (обозначен HSQ на рисунке), ширина которого определяется шириной самой нанопроволоки. Введение дополнительного ограничения позволяет фотонам испытывать переотражения не только в вертикальной плоскости, как это происходит в структурах на рисунке а) и б), а также и в горизонтальной плоскости. Основное преимущество данной структуры в том, что можно значительно уменьшить коэффициент заполнения меандра без потери в вероятности поглощения фотона. Это приведет к пропорциональному уменьшению кинетической индуктивности и DCR , в отличие от обычного SNSPD с коэффициентом заполнения $\approx 50\%$. Так, в работе [53] были представлены результаты симуляции данной структуры для фотонов с $\lambda = 1550$ нм и было показано, что SNSPD с подобными 3-D микрополостями имеет оптимальный параметр шага $P = 732$ нм, что соответствует коэффициенту заполнения всего 10.9 %.

Структура, представленная на рисунке 4 г) является одним из примеров реализации SNSPD на чипе. В данной реализации не возникает проблемы с оптимизацией вероятности фотона попасть на чувствительную область η_{coupl} , поскольку оптическое излучение подводится по интегрированному на чип волноводу. Основной проблемой подобных планарных 2-D структур является низкая вероятность поглощения фотона η_{abs} относительно объемных структур. В работе [54] удалось достигнуть $PDE > 60\%$ путем создания сложной геометрии 2-D микрополости, состоящей из большого количества отверстий, размер и расположение которых были оптимизированы для длины волны $\lambda \approx 1550$ нм. Данная структура обладала большой спектральной чувствительностью с $FWHM \approx 5$ нм. Данное свойство является одновременно и преимуществом, и недостатком. Преимуществом является встроенная в активный элемент фильтрация фотонов с отличающейся от заданной длиной волны, что позволяет практически полностью исключить детектирование фотонов засветки. Недостатком является высокая технологическая сложность производства структуры с заданными спектральными характеристиками, поскольку необходимо соблюдать высокую точность создания большого количества элементов с линейными размерами порядка 100 нм. Так, в работе [54] пик

спектральной чувствительности пришелся на длину волны $\lambda = 1542$ нм, в то время как на $\lambda = 1550$ нм эффективность поглощения была уже приблизительно в 10 раз ниже.

В 2017 году профессор Водолазов предсказал, что чувствительным элементом в схеме SNSPD не обязательно должна быть нанопроволока с шириной порядка 100 нм, а можно использовать микропроволоки с шириной более 1 мкм [56]. Для этого необходимо подавать ток смещения, достаточно близкий к току, при котором происходит разрушение куперовских пар. В 2018 году Корнеевой с группой профессора Гольцмана удалось создать данный детектор, в котором вместо сконструированной в виде меандра нанопроволоки использовался микромостик микрометровой ширины [25]. Детектор с чувствительным элементом микрометровой ширины получил название SMSPD – сверхпроводящий микропроволочный детектор одиночных фотонов. В 2019 году Мановой с группой профессора Гольцмана удалось создать детектор с вероятностью детектирования фотона $\approx 30\%$ [57]. В 2020 году Чайлису [32] и Чараеву [58] независимо удалось создать SMSPD для фотонов с $\lambda = 1550$ нм и показать эффект насыщения PDE с увеличением тока смещения. В 2021 году Ху удалось создать SMSPD с $PDE \approx 92.2\%$ и $DCR \approx 200$ Гц для $\lambda = 1550$ нм, что приблизило параметры данного типа детектора к лучшим экземплярам SNSPD [59].

У SMSPD перед SNSPD есть следующие преимущества:

1. Для создания SMSPD можно использовать установку фотолитографии вместо установки электронно-лучевой литографии для SNSPD. Это связано с меньшими требованиями точности создаваемых элементов. Фотолитография как технологический процесс является более стабильным и производительным, чем электронно-лучевая литография. Это позволит значительно уменьшить стоимость создания одного чувствительного элемента детектора, добиться повторяемости, а также сделает возможным создание многопиксельных детекторов с приблизительно одинаковыми параметрами чувствительности отдельно взятых пикселей.
2. В конструкции SMSPD для приложения КРК можно использовать микромости-

ковую топологию, однако дополнительно необходимо использовать линзирование выходящего из оптоволокна излучения, для образования пучка с диаметром, равным ширине микропроволоки. Использование микромостика позволит значительно уменьшить кинетическую индуктивность детектора по сравнению с меандровой топологией и, соответственно, уменьшить мертвое время детектора вплоть до сотен пикосекунд. В данном случае лимитирующим фактором будет являться мощность охлаждающей системы. Эффект залипания также будет оказывать более сильное влияние. Подобное уменьшение мертвого времени позволит значительно увеличить скорость генерации секретного ключа в установке КРК при использовании данного типа детекторов. Если предположить, что удастся создать SMSPD с мертвым временем $\tau = 100$ пс, то его предельная скорость счета будет составлять 10 ГГц, что потребует значительного усовершенствования существующих устройств КРК для максимально эффективного использования ДОФ.

На рисунке 5 представлены структуры SMSPD из работ: а) Корнеевой [25], где активным элементом является микромостик; и б) Ху [59], где активным элементом являются микромостик, спираль и меандр.

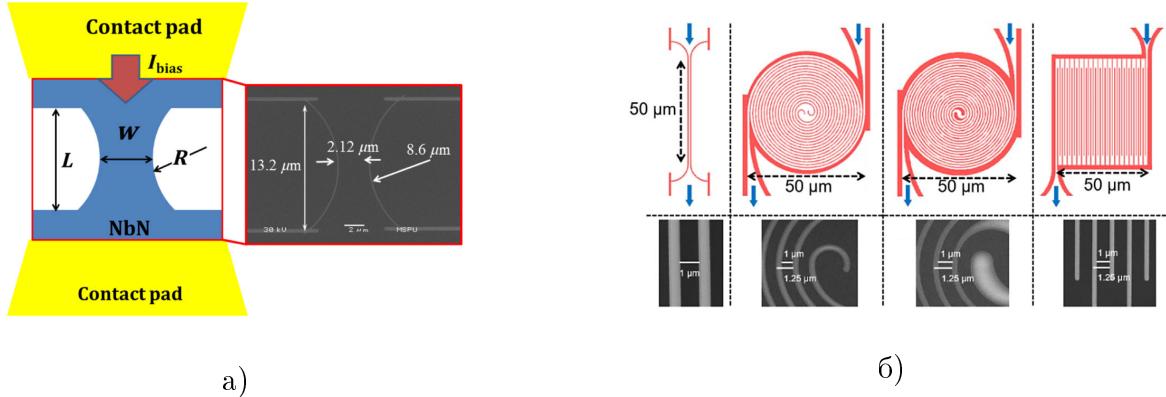


Рис. 5: Структуры активных элементов SMSPD: а) микромостик из работы Корнеевой [25], б) микромостик, спираль и меандр из работы Ху [59].

Поскольку устройство SMSPD получило первую реализацию только в 2018 году, данная технология является еще не до конца отработанной, однако очень перспективной за

счет значительного упрощения технологического процесса производства относительно конструкции нанопроволок SNSPD. Таким образом, можно ожидать, что в ближайшие несколько лет появятся экземпляры SMSPD, которые по своим характеристикам превзойдут характеристики SNSPD.

Достигнутые в настоящее время характеристики SNSPD и SMSPD (отмечены *) на основе различных материалов представлены в приложении А (таблица 1) [34].

3 ДОФ на основе однофотонных лавинных фотодиодов

Структура однофотонного лавинного фотодиода (ОЛФД) была получена путем оптимизации структуры лавинного фотодиода (ЛФД) для работы в гейгеровском режиме. Гейгеровский режим – режим работы, при котором на диод подается напряжение смещения, превышающее напряжение пробоя. Данное состояние является неустойчивым, и даже одного носителя заряда может быть достаточно для образования самоподдерживающегося лавинного процесса (положительная обратная связь). ЛФД обычно работают в линейном режиме – поглощенные光子ы генерируют электронно-дырочные пары, которые впоследствии приводят к образованию конечного количества носителей заряда вследствие процесса лавинного умножения. В данном случае процесс не является самоподдерживающимся, хоть и приводит к усилению сигнала (положительная обратная связь сменяется отрицательной обратной связью) [60]. На графике 6 представлено схематическое изображение режима работы ЛФД и ОЛФД на их ВАХ [61]. Здесь, V_{bd} обозначает напряжение пробоя – напряжение, выше которого лавинные процессы являются самоподдерживающимися. При достаточно быстром повышении напряжения смещения до V_a , диод пробивается не сразу (положение "OFF" на графике), и именно в этот момент диод способен детектировать одиночные光子ы. Через некоторое время, даже без инициирующего光子а может произойти переключение диода в пробитое состояние (положение "ON" на графике), что будет характеризоваться большими

(порядка мА) протекающими токами.

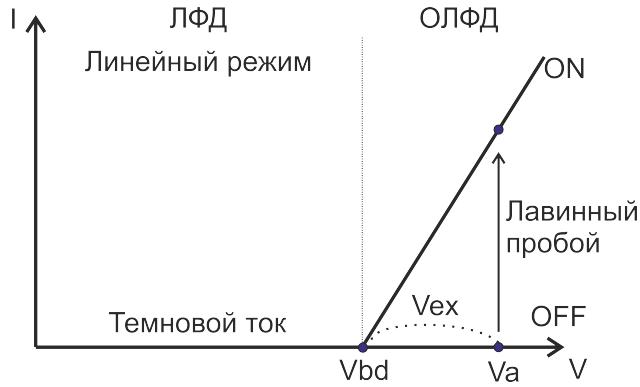


Рис. 6: Схематичное изображение режима работы ЛФД и ОЛФД на их ВАХ [61].

Как было сказано выше, ОЛФД был разработан на основе ЛФД, и основные области и их назначение не были изменены. Различают несколько типов структур:

1. SAM – (separated absorbtion multiplication) разделенные области поглощения и умножения [62].
2. SACM – (separated absorbtion charge multiplication) разделенные области поглощения, заряда и умножения [63].
3. SAGCM – (separated absorbtion grading charge multiplication) разделенные области поглощения, перехода, заряда и умножения [64].

Структура типа SAGCM является самой перспективной, поскольку именно на ней удалось достичь наилучших эксплуатационных параметров диодов.

В зависимости от того, какой тип носителей используется в лавинной генерации (электроны или дырки), будет различаться и порядок соответствующих областей. В настоящее время в квантовых коммуникациях ($\lambda = 1310$ нм и $\lambda = 1550$ нм) используются ОЛФД на основе материалов InGaAs/InP [65, 66, 67], а также на основе материалов InGaAs/InAlAs [68, 69, 70] и Si/Ge [71, 72]. Однако в диодах на основе InGaAs/InAlAs и Si/Ge существуют некоторые проблемы, которые на данный момент не позволяют им конкурировать с InGaAs/InP диодами.

Так, в ОЛФД на основе InGaAs/InAlAs все еще высокий уровень шумов и большая вероятность послеимпульсов, по сравнению с InGaAs/InP ОЛФД. В ДОФ на основе Si/Ge ОЛФД для достижения достаточно низких уровней шума необходимо охлаждение диода до температуры ниже -150°C , что достаточно затруднительно реализовать с помощью элементов Пельтье и системы охлаждения на основе машины Стирлинга [73]. Таким образом, данные ДОФ обладают большими габаритами, чем ДОФ на основе III-V материалов.

Для создания диодов с наилучшими параметрами проводят оптимизацию их структур с помощью методов моделирования: модели InGaAs/InP ОЛФД представлены в работах [74, 75] и модели InGaAs/InAlAs ОЛФД представлены в работах [76, 77, 78]. Диоды с данным типом структуры используются также и в классических коммуникационных оптических сетях [79, 80], однако параметры полупроводниковых слоев при этом сильно отличаются. Примеры структуры ОЛФД на основе материалов InGaAs/InP с прямой и обратной засветкой представлены на рисунках 7 а) и 7 б) соответственно.

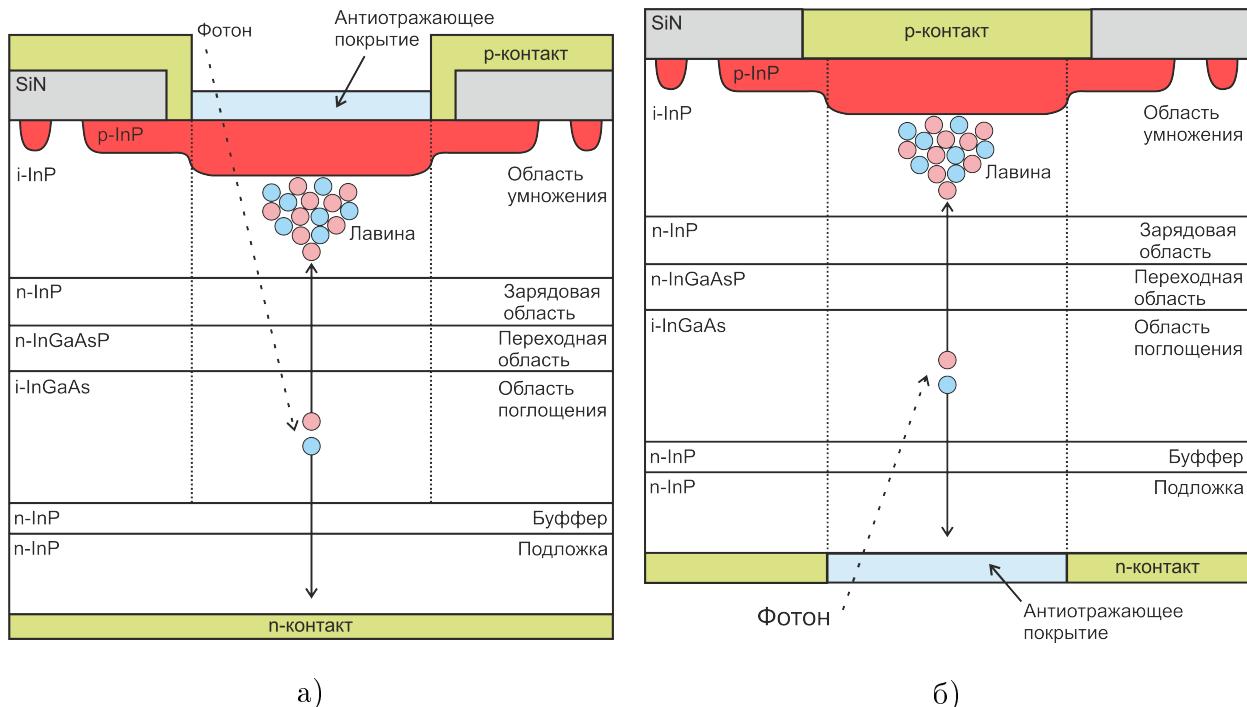


Рис. 7: Схематическое представление ОЛФД на основе материалов InGaAs/InP со структурой: а) с прямой засветкой [75] и б) с обратной засветкой [81].

В двух представленных примерах используется тип структуры SAGCM. Область поглощения выполнена из материала $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.48}\text{As}$, ширина запрещенной зоны $\Delta E_g \approx 0.75$ эВ при $T = 300$ К. Важно отметить, что энергия фотона при $\lambda = 1550$ нм приблизительно равняется 0.8 эВ. Таким образом, данный материал хорошо поглощает фотоны с данной длиной волны [75].

Важным параметром для материалов зоны умножения является отношение коэффициентов ударной ионизации для электронов и дырок α и β соответственно. Скорость генерации зарядов вследствие явления ударной ионизации пропорциональна трем величинам: концентрации носителей заряда, их скорости движения и коэффициенту ударной ионизации. Таким образом, чем больше рассматриваемый коэффициент, тем при прочих равных условиях быстрее будут протекать процессы лавинообразования. Для улучшения шумовых характеристик ОЛФД необходимо конструировать область умножения таким образом, чтобы процессы лавинообразования были порождены в основном одним типом носителей заряда (электронами или дырками). Так, для материала InP отношение $\alpha/\beta \approx 0.25$ [82]. По данной причине структуры на рисунке 7 а) и б) спроектированы таким образом, чтобы основными носителями, участвующими в ударной ионизации, являлись дырки. Отношение коэффициентов ионизации в материале InAlAs $\alpha/\beta \approx 1$ [78], тем не менее, скорость движения электронов значительно превышает скорость движения дырок. По данной причине в процессах лавинообразования доминируют электроны, а структура ОЛФД на основе InGaAs/InAlAs спроектирована таким образом, чтобы именно электрон инициировал лавинное срабатывание.

Рассмотрим более подробно процессы, происходящие в диоде InGaAs/InP на рисунке 7 а). Активная часть структуры представляет собой цилиндр диаметром 25 мкм. Подобный размер позволяет проще юстировать положение оптоволокна в корпусе диода и не использовать микролинзы. Для уменьшения вероятности отражения фотона на структуру наносится антиотражающее покрытие.

Фотон проходит через слои умножения, заряда, перехода. Вероятность фотона поглотиться в данных областях является достаточно малой, поскольку запрещенная зона

материала InP, из которого они выполнены, больше, чем энергия фотона. Тем не менее, рассеяние на фононах все равно присутствует, что приводит к уменьшению общей вероятности детектирования. Фотон попадает в область поглощения и с высокой вероятностью там поглощается с образованием электронно-дырочной пары. Далее происходит разделение носителей заряда: электрон стекает на n-контакт, а дырка движется в сторону p-контакта. Переходная область позволяет уменьшить гетеробарьер на границе материалов InGaAs/InP. Обычно она состоит из четырехкомпонентного раствора InGaAsP, в котором концентрация P возрастает к зарядовой области, а концентрация GaAs, наоборот, падает. Зарядовая область предназначена для регулировки напряженности поля в области поглощения и области умножения. Так, поле в области поглощения должно быть малым, при этом в области умножения высоким и однородным по всей длине слоя. В области умножения происходит лавинное умножение первичного заряда – дырки, с образованием большого количества электронно-дырочных пар. Важно заметить, что электроны также будут участвовать в лавинообразовании. Если напряжение смещения на диоде превышает V_{br} , то образовавшаяся лавина будет самоподдерживающейся, однако долгое пребывание диода в данном режиме приводит к необратимому разрушению гетероструктуры.

В структуре ОЛФД с обратной засветкой (см. рис. 7 б)) назначение всех слоев аналогично. Однако в данной конструкции фотон попадает сразу в область поглощения, не проходя через области умножения, перехода и заряда.

Преимущество ОЛФД с обратной засветкой заключается в меньшей вероятности рассеяния фотона, чем в ОЛФД с прямой засветкой, так как фотон не проходит лишнее расстояния в материале, в котором он не может породить электронно-дырочную пару. Однако временной джиттер в структуре с прямой засветкой ниже, чем в структуре с обратной засветкой, так как начальная электронно-дырочная пара с наибольшей вероятностью породится близко к области умножения, и время переноса носителя заряда в область умножения будет достаточно малым.

Внешняя вероятность детектирования фотона для диодов III-V гетероструктур со-

ставляет около $\eta_{sde} < 70\%$ [83], в то время как диоды из Si позволяют достичь $\eta_{sde} > 90\%$ для видимого излучения [84, 85]. Это связано с тем, что структуры, получаемые из материалов III-V имеют все еще значительно большее количество дефектов, чем структуры из Si. С развитием технологий напыления III-V гетероструктур, ОЛФД на их основе смогут приблизиться к параметрам, полученным для диодов из Si.

Рассмотрим шумовые процессы, происходящие в ОЛФД. Как было замечено в разделе 2, ОЛФД обладают некоторыми корреляциями между вероятностью срабатывания в текущий момент времени и предыдущими срабатываниями [86]. Данный эффект называется послеимпульсами [87]. После того, как самоподдерживающаяся лавина прерывается управляющей электроникой, в структуре остается большое количество заполненных ловушек как для электронов, так и для дырок. Природа этих ловушек связана с ионами легирующих примесей и дефектами кристаллической решетки (в особенности на гетеропереходах). Таким образом, при следующем переходе диода в гейгеровский режим существует большая вероятность срабатывания детектора именно вследствие релаксации зарядов из ловушек с последующим лавинным процессом. От данного эффекта невозможно избавиться полностью, однако можно существенно минимизировать его воздействие. Так, можно ввести мертвое время для детектора, в котором диод будет переводиться в линейный режим, и релаксация ловушек не приведет к срабатываниям, поскольку лавинные процессы не будут являться самоподдерживающимися [88]. Вторым вариантом является повышение температуры эксплуатации диода, так как процессы релаксации зарядов из ловушек связаны с фоновыми взаимодействиями. Это позволяет существенно уменьшить время их релаксации [89]. Третий вариант – ускорение гашения лавинного процесса для минимизации протекающего через структуру заряда, что приводит к уменьшению количества заполненных ловушек в гетероструктуре. Для этого применяют активные схемы гашения, например как это было сделано в работе [90], и высокочастотное стробирование [91].

Существуют и другие процессы, приводящие к темновым срабатываниям детектора. Так, тепловая генерация (SRH рекомбинация) и межзонное туннелирование являются

основными источниками шума детектора [75]. Для уменьшения эффекта воздействия тепловой генерации необходимо уменьшать температуру эксплуатации диода. Однако это приведет к увеличению вероятности послеимпульсов. Для минимизации эффекта межзонного туннелирования можно уменьшать напряженность поля в основных областях структуры устройства, однако это приведет к уменьшению вероятности детектирования фотона. Соответственно, для оптимальной работы ДОФ в целом необходимо найти некоторое оптимальное сочетание параметров как структуры устройства, так и его управляющих параметров, что является нетривиальной задачей.

В работе [75] было проведено теоретическое исследование параметров ОЛФД при различных параметрах структуры, и была проведена экспериментальная валидация закономерностей. В данной работе было показано, что тепловая генерация является доминирующей при температурах выше 250 К для узких зон умножения ($t_m < 1$ мкм), и при температурах выше 200 К для широких зон умножения $t_m > 2$ мкм. Межзонная генерация в данном случае вносит гораздо меньший вклад, и в целом слабее зависит от температуры. Также было показано, что при увеличении избыточного напряжения на диоде $V_{ex} = V_a - V_{br}$ происходит рост вероятности детектирования фотона η_{sde} , однако при этом возрастает и уровень шума DCR . Это связано с тем, что увеличение избыточного напряжения приводит к увеличению вероятности возбудить лавину единственным зарядом, и также повышает вероятность межзонного туннелирования. В данном случае термическая генерация является некоторой постоянной составляющей, а межзонная генерация возрастает. Важным результатом работы являлось то, что было показано, что при более широких зонах умножения t_m наблюдаются меньшие уровни шумов при аналогичной эффективности.

Таким образом, для более эффективной работы ОЛФД необходимо, чтобы толщина зоны умножения была достаточно большой $t_m > 2$ мкм. Это и есть основное различие между ЛФД и ОЛФД: ЛФД конструируют с достаточно малой толщиной зоны умножения $t_m < 0.5$ мкм, чтобы минимизировать влияние эффекта мертвого пространства [92] и контролировать количество зарядов, сгенерированных первоначальным зарядом

[93]. Таким образом, ОЛФД действительно можно отнести к новому классу полупроводниковых устройств, поскольку параметры их структуры значительно отличаются от параметров структур ЛФД, и они предназначены для решения совершенно иных задач.

Кроме таких режимов работы ЛФД и ОЛФД, как линейный и гейгеровский, различают еще режимы стробируемый [94] и ждущий [95]. Стробируемый режим работы предполагает периодический переход диода в гейгеровский режим благодаря некоторому стробирующему сигналу (например, прямоугольные импульсы или синусоидальный сигнал). Ждущий режим работы предполагает нахождение диода в гейгеровском режиме вплоть до момента, пока не произойдет его лавинный пробой. Преимуществом стробируемого режима работы является низкое значение DCR и послеимпульсов по сравнению со ждущим режимом. Недостатками являются необходимость проектирования более сложной управляющей электроники и проблемы, связанные с синхронизацией стробирующего сигнала и оптического излучения. Таким образом, преимущество ждущего режима – проектирование более простой электроники, отсутствие необходимости синхронизации с оптическим сигналом и, как следствие, возможность применения для более широкого круга задач. Недостатки – высокие значения шумов и послеимпульсов, а также большая длительность мертвого времени τ [96].

ДОФ на основе ОЛФД в стробируемом режиме больше подходит для приложения КРК, чем в ждущем режиме, так как в протоколе распределения ключа уже предполагается наличие синхронизации. Детекторы в ждущем режиме больше подходят для приложений микроскопии, оптической рефлектометрии, LIDAR. Также следует различать задачи распределения ключа на малых и больших расстояниях, поскольку требования к детектору при этом будут различаться. Для генерации ключа на малых расстояниях (в пределах одного города или здания) значение DCR не оказывает большого влияния на скорость генерации ключа, в то время как вероятность детектирования фотона и мертвое время являются более важными параметрами. Это связано с тем, что малое количество фотонов поглощается в линии связи, и целесообразнее максимизировать их вероятность детектирования и минимизировать потери вследствие наличия мертвого

времени. Обратная ситуация возникает при генерации ключа на больших расстояниях (междугородние коммуникации). При этом потери в линии связи являются настолько большими, что скорость генерации ключа может падать до нескольких кБит/с [97]. При этом целесообразно стремиться к понижению DCR и вероятности постимпульсов.

Достигнутые в настоящее время характеристики ДОФ на основе ОЛФД с различными структурами представлены в приложении В (таблица 2).

4 Сравнение двух типов ДОФ

В настоящей обзорной работе были рассмотрены физические процессы, различные типы структур, возникающие проблемы и методы их решения для двух типов детекторов, спроектированных для детектирования фотонов с $\lambda = 1310/1550$ нм: на основе сверхпроводящих нанопроволок (SNSPD и SMSPD) и на основе однофотонного лавинного фотодиода (ОЛФД).

Для создания компактной (подходящей для стандартной серверной стойки) системы КРК необходимо использовать ДОФ на основе InGaAs/InP ОЛФД. Это связано в первую очередь с достигнутыми габаритами данных детекторов. Для них возможно применение многоступенчатых элементов Пельтье для охлаждения диода, поскольку требуемые температуры находятся в диапазоне $-60 - -40$ °C. Компания ID Quantique использует для своих детекторов систему охлаждения, спроектированную на основе машины Стирлинга, что позволяет достичь температуры ≈ -110 °C, при этом для детектора возможно добиться следующих параметров: $DCR \approx 20$ Гц, $PDE \approx 10\%$ [98]. Однако габариты данного устройства получаются значительно больше, а стоимость значительно выше. В некоторых реализациях ОЛФД элементы Пельтье и структура диода находятся в одном корпусе, что позволяет еще сильнее уменьшить габариты устройства.

Для промышленной системы КРК, соединяющей две точки на расстоянии более 100 км, целесообразнее использовать SNSPD [99]. Это связано с тем, что из-за затухания в линии на детектор приходит малое число фотонов, и даже низкие шумовые харак-

теристики приводят к высокому значению QBER (quantum bit error rate – является параметром защищенности генерируемого ключа). ДОФ на основе ОЛФД можно применять на расстояниях менее 100 км, это позволит существенно сократить стоимость всей системы КРК, однако скорость генерации ключа будет значительно ниже, чем если бы применялся SNSPD [100, 97].

В системе КРК, проектируемой для генерации ключа в пределах одного города или даже одного здания, следует использовать детектор с наибольшей вероятностью детектирования фотона PDE . Это связано с тем, что затухание в линии достаточно низкое, и высокий уровень сигнала может быть задетектирован даже при высоком уровне шумов. Таким образом, можно использовать ДОФ как на основе любого типа ОЛФД (однако целесообразнее использовать диоды именно с InGaAs/InP структурой), так и SNSPD. При реализации топологии типа звезды, при котором множество передатчиков лазерного излучения соединено с единственным приемником, целесообразнее использовать SNSPD. Это связано с тем, что происходит последовательное переключение входа приемника с одного передатчика на другой, и допустимый промежуток времени работы одной пары сильно ограничен. За короткий промежуток времени необходимо произвести генерацию некоторого информационного объема секретного ключа. При малом числе пользователей (меньше 5) требования к PDE и шумовым характеристикам ДОФ не настолько строгие, как при большом числе пользователей. Для создания единой сети с числом пользователей больше 20 следует использовать исключительно SNSPD [101].

Однозначными преимуществами ДОФ на основе ОЛФД являются его низкие габариты и малая стоимость. Его целесообразнее использовать в системе оптической рефлектометрии (OTDR) [102], системе построения 3-D изображения (LIDAR) [103]. Высокая вероятность детектирования фотона в SNSPD и низкий уровень шумов делает его использование более целесообразным в качестве детектора в оптическом квантовом компьютере [104], астрономической телескопии [105]. Также, существуют такие области, как флуоресцентная микроскопия [106], томография биомаркеров [107], и т.д., в которых могут эффективно использоваться оба типа детектора.

Именно с SNSPD в 2016 году был достигнут рекорд дальности наземной передачи ключа с использованием протокола MDIQKD и наличием обманных состояний – 404 км [108]. При этом авторам потребовалось использовать оптоволокно с низким коэффициентом затухания (0.16 дБ/км на длине волны 1550 нм). Скорость генерации квантового ключа составляла 1.15 бит/час, и авторам потребовалось три месяца для генерации 2584 бит.

Использование технологии twin-field, в которой есть доверенный узел-ретранслятор между двумя пользователями, в 2020 году позволило добиться рекорда дальности передачи ключа в 509 км [109], что более чем на 100 км превзошло рекорд передачи ключа между исключительно двумя пользователями.

Системы КРК позволяют достигать большей дальности при передаче информации в открытом пространстве. В 2017 году были представлены пять достижений в области КРК: КРК «земля-самолет»[110] и «спутник-земля» [111, 112], распределение запутанных состояний с помощью спутника на расстояние более 1200 км [113] и телепортация одиночных фотонных кубитов «земля-спутник» на расстояние до 1400 км [114]. Наконец, в 2018 году Ляо и его коллеги успешно реализовали КРК с обманными состояниями между спутником на низкой орбите и несколькими наземными станциями, разнесенными на 7600 км на Земле [115]. Таким образом, были сделаны существенные шаги в направлении реализации квантовых сетей на большие расстояния.

A Достижения в разработке SNSPD

Таблица 1: Характеристики SNSPD (и SMSPD – отмечены *). Для формирования таблицы был использован обзор [34], и впоследствии дополнен актуальной информацией ($\lambda = 1310 - 1550$ нм).

| Материал | Толщина [нм] | η_{sde} , % | DCR [кл/с] | Джиттер [пс] | t_{dt} [нс] | ссылка |
|----------|--------------|------------------|--------------|--------------|---------------|-----------|
| NbN | 7 | | 10^2 | 68 – 110 | 32 | 2017[116] |
| | 7 | 90 – 92 | 10^1 | 79 | 48.5 | 2017[117] |
| | 5 – 6 | | | 14.2 | | 2017[118] |
| | 5.8 | ≈ 20 | 10 | | | 2018 [25] |
| | 7 | 80 | 0.5 | | | 2018[37] |
| | 7 | 94 | | | | 2018[119] |
| | 7 | | | 2.7 – 4.6 | | 2018[120] |
| | 6.5 | 70 | 10^2 | 176 | 5.6 | 2018[121] |
| | 7 | 85 | 10^{-1} | | | 2018[37] |
| | 5 | 68 | 200 | | | 2019[122] |
| * | 6 | 98 | 100 | 66 | 42 | 2020[45] |
| | | 94 – 99.5 | | 15 – 26 | 33 | 2020[123] |
| | 7 | 92.2 | 200 | 48 | | 2021 [59] |
| NbTiN | 9 | 86 | | 10.91 | | 2017[124] |
| | 5 | 77.5 | 10^2 | 38 – 46 | 17 | 2017[116] |
| | 8.4 | 91.5 – 93.3 | 10^2 | 49 | 20 | 2017[124] |
| | | 60 ± 3 | 220 | 45 | 4 | 2020[42] |
| | 8 – 11 | 80 – 90 | | 7 – 16 | | 2020[125] |
| WSi | 4 – 5 | 93 | 10^3 | 150 | 40 | 2013[126] |
| | 4.6 | 78 (70) | 10^2 (1) | 191 (225) | | 2014[127] |

| | | | | | | |
|--|------|---------|--------|-----|----|-----------|
| | 5 | 88 | | 60 | | 2014[128] |
| MoSi | 4 | 18 | 10^1 | 120 | 6 | 2014[129] |
| | 6.6 | 87.1 | 10^2 | 76 | 35 | 2015[130] |
| | 10 | 5 | 10^1 | 51 | | 2016[131] |
| | | 20 | 10^2 | | | 2017[132] |
| | < 10 | 98 | | | | 2020[133] |
| * | 3 | | 10^3 | | | 2020 [58] |
| MoGe | 7.5 | 25 – 30 | 10^2 | 69 | 9 | 2014[134] |
| MoN | 3.6 | | | | 5 | 2017[135] |
| NbN/ α W ₅ Si ₃ | 2/2 | 96 | 10^3 | 52 | 5 | 2017[136] |

B Достижения в разработке ДОФ на основе ОЛФД

Таблица 2: Характеристики ДОФ на основе ОЛФД
 $(\lambda = 1310 - 1550 \text{ нм}).$

| Материал | η_{sde} , % | DCR [кл/с] | p_{ap} [%] | τ_{dt} [мкс] | Температура [К] | ссылка |
|---------------|------------------|-------------------------------|--------------|-------------------|-----------------|------------|
| InGaAs/InP | 10.4 | $f_g \cdot 6.4 \cdot 10^{-7}$ | 1.6 | | 223 | 2010 [137] |
| | 10.5 | $f_g \cdot 6.1 \cdot 10^{-7}$ | 3.4 | | 223 | |
| | 10.0 | 1 | 2.2 | 20 | 163 | 2014[138] |
| | 50 | $f_g \cdot 10^{-4}$ | 7 | | 293 | 2015 [139] |
| | 55 | $f_g \cdot 10^{-4}$ | 10.2 | 10^{-2} | 293 | |
| | 27.5 | 1200 | 9.1 | 0.1 | 223 | 2017[66] |
| | 10 | $f_g \cdot 1.6 \cdot 10^{-6}$ | 3.3 | 0.1 | 223 | |
| | 10.6 | $f_g \cdot 2.5 \cdot 10^{-5}$ | 1.3 | 10^{-3} | 294 | 2018 [67] |
| | 23.6 | $f_g \cdot 7.7 \cdot 10^{-5}$ | 3.4 | 10^{-3} | 293 | |
| | 60 | $340 \cdot 10^3$ | 14.8 | | 300 | 2020[140] |
| | 40 | 3000 | 5.5 | | 253 | |
| | 55.9 | $f_g \cdot 4.7 \cdot 10^{-4}$ | 5 | 0.2 | 289 | 2020[141] |
| | 52.4 | $f_g \cdot 3.1 \cdot 10^{-4}$ | 0 | 0.2 | 289 | |
| | 27.7 | $f_g \cdot 8 \cdot 10^{-7}$ | 1.8 | 0.2 | 238 | |
| | 48.0 | $f_g \cdot 8.9 \cdot 10^{-6}$ | 12.9 | 0.2 | 238 | |
| InGaAs/InAlAs | 70.0 | $48 \cdot 10^3$ | > 2.2 | | 233 | 2020[83] |
| | 55.0 | $20 \cdot 10^3$ | 1.6 | | 233 | |
| | 10.0 | $\approx 10^8$ | | | 290 | 2014[68] |
| | 21.0 | $\approx 10^8$ | | | 260 | |
| | 26.0 | $\approx 10^8$ | | | 210 | 2016[69] |
| Si/Ge | 32.0 | | < 1 | 2 | 200 | 2020[70] |
| | 38.0 | | 1 | 1 | 125 | 2019[71] |

| | | | | | |
|------|--------------------|-----|----|-----|----------|
| 38.0 | | 0.1 | 10 | 125 | |
| 29.4 | $< 100 \cdot 10^3$ | | | 125 | 2020[72] |

Список литературы

- [1] БАБАШ, А., AND БАРАНОВА, Е. *Криптографические методы защиты информации: учебник для вузов*. Москва : КноРус, 2016.
- [2] DENG, F.-G., AND LONG, G. L. Secure direct communication with a quantum one-time pad. *Phys. Rev. A* 69 (May 2004), 052319.
- [3] WU, C.-H., HONG, J.-H., AND WU, C.-W. Rsa cryptosystem design based on the chinese remainder theorem. In *Proceedings of the 2001 Asia and South Pacific Design Automation Conference* (2001), pp. 391–395.
- [4] CHING-CHAO YANG, TIAN-SHEUAN CHANG, AND CHIEN-WEI JEN. A new RSA cryptosystem hardware design based on Montgomery’s algorithm. *IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Analog and Digital Signal Processing* 45, 7 (1998), 908–913.
- [5] MAURER, U. M., AND WOLF, S. The Diffie-Hellman protocol. *Designs, Codes and Cryptography* 19 (2000), 147–171.
- [6] GUPTA, S., AND SHARMA, J. A hybrid encryption algorithm based on RSA and Diffie-Hellman. In *2012 IEEE International Conference on Computational Intelligence and Computing Research* (2012), pp. 1–4.
- [7] ARUTE, F., ARYA, K., BABBUSH, R., BACON, D., BARDIN, J. C., BARENDSEN, R., BISWAS, R., BOIXO, S., BRANDAO, F. G., BUELL, D. A., ET AL. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor. *Nature* 574, 7779 (2019), 505–510.
- [8] ZHONG, H.-S., WANG, H., DENG, Y.-H., CHEN, M.-C., PENG, L.-C., LUO, Y.-H., QIN, J., WU, D., DING, X., HU, Y., ET AL. Quantum computational advantage using photons. *Science* 370, 6523 (2020), 1460–1463.
- [9] EKERT, A., AND JOZSA, R. Quantum computation and Shor’s factoring algorithm. *Rev. Mod. Phys.* 68 (Jul 1996), 733–753.

- [10] ZALKA, C. Grover's quantum searching algorithm is optimal. *Phys. Rev. A* **60** (Oct 1999), 2746–2751.
- [11] ALANI, M. M. Applications of machine learning in cryptography: a survey. In *Proceedings of the 3rd International Conference on Cryptography, Security and Privacy* (2019), pp. 23–27.
- [12] BENNETT, C. H., AND BRASSARD, G. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing, Bangalore 10-12* (December 1984), 175–179.
- [13] BENNETT, C. H., BESSETTE, F., BRASSARD, G., SALVAIL, L., AND SMOLIN, J. Experimental quantum cryptography. *Journal of cryptology* **5**, 1 (1992), 3–28.
- [14] BEDINGTON, R., ARRAZOLA, J. M., AND LING, A. Progress in satellite quantum key distribution. *npj Quantum Information* **3**, 1 (Aug 2017).
- [15] TOONABI, A. M., DARAREH, M. D., AND JANBAZ, S. A two-dimensional quantum key distribution protocol based on polarization-phase encoding. *International Journal of Quantum Information* **17**, 07 (2019), 1950058.
- [16] MIKI, S., YAMASHITA, T., FUJIWARA, M., SASAKI, M., AND WANG, Z. Multichannel SNSPD system with high detection efficiency at telecommunication wavelength. *Opt. Lett.* **35**, 13 (Jul 2010), 2133–2135.
- [17] DUTTON, N., GYONGY, I., PARMESAN, L., AND HENDERSON, R. Single photon counting performance and noise analysis of CMOS SPAD-based image sensors. *Sensors* **16**, 7 (Jul 2016), 1122.
- [18] PEACOCK, A., VERHOEVE, P., RANDO, N., VAN DORDRECHT, A., TAYLOR, B., ERD, C., PERRYMAN, M., VENN, R., HOWLETT, J., GOLDIE, D., ET AL. Single

- optical photon detection with a superconducting tunnel junction. *Nature* *381*, 6578 (1996), 135–137.
- [19] IRWIN, K. An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection. *Applied Physics Letters* *66*, 15 (1995), 1998–2000.
- [20] DAY, P. K., LEDUC, H. G., MAZIN, B. A., VAYONAKIS, A., AND ZMUIDZINAS, J. A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. *Nature* *425*, 6960 (2003), 817–821.
- [21] GOL'TSMAN, G., OKUNEV, O., CHULKHOVA, G., LIPATOV, A., SEMENOV, A., SMIRNOV, K., VORONOV, B., DZARDANOV, A., WILLIAMS, C., AND SOBOLEWSKI, R. Picosecond superconducting single-photon optical detector. *Applied physics letters* *79*, 6 (2001), 705–707.
- [22] VEREVKIN, A., ZHANG, J., SOBOLEWSKI, R., LIPATOV, A., OKUNEV, O., CHULKHOVA, G., KORNEEV, A., SMIRNOV, K., GOL'TSMAN, G., AND SEMENOV, A. Detection efficiency of large-active-area NbN single-photon superconducting detectors in the ultraviolet to near-infrared range. *Applied Physics Letters* *80*, 25 (2002), 4687–4689.
- [23] ZHANG, J., BOIADJIEVA, N., CHULKHOVA, G., DESLANDES, H., GOL'TSMAN, G., KORNEEV, A., KOUMINOV, P., LEIBOWITZ, M., LO, W., MALINSKY, R., ET AL. Noninvasive CMOS circuit testing with NbN superconducting single-photon detectors. *Electronics Letters* *39*, 14 (2003), 1086–1088.
- [24] NATARAJAN, C. M., TANNER, M. G., AND HADFIELD, R. H. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications. *Superconductor Science and Technology* *25*, 6 (apr 2012), 063001.
- [25] KORNEEVA, Y. P., VODOLAZOV, D. Y., SEMENOV, A., FLORYA, I., SIMONOV, N., BAEVA, E., KORNEEV, A., GOLTSMAN, G., AND KLAPWIJK, T. Optical single-

photon detection in micrometer-scale NbN bridges. *Physical Review Applied* 9, 6 (2018), 064037.

- [26] FLORYA, I., KORNEEVA, Y. P., MIKHAILOV, M. Y., DEVIZENKO, A. Y., KORNEEV, A., AND GOLTSMAN, G. Photon counting statistics of superconducting single-photon detectors made of a three-layer WSi film. *Low Temperature Physics* 44, 3 (2018), 221–225.
- [27] ZADEH, E. I., CHANG, J., LOS, J. W., GYGER, S., ELSHAARI, A. W., STEINHAUER, S., DORENBOS, S. N., AND ZWILLER, V. Superconducting nanowire single-photon detectors: A perspective on evolution, state-of-the-art, future developments, and applications. *Applied Physics Letters* 118, 19 (2021), 190502.
- [28] ENGEL, A., AND SCHILLING, A. Numerical analysis of detection-mechanism models of superconducting nanowire single-photon detector. *Journal of Applied Physics* 114, 21 (2013), 214501.
- [29] ENGEL, A., RENEMA, J., IL'IN, K., AND SEMENOV, A. Detection mechanism of superconducting nanowire single-photon detectors. *Superconductor Science and Technology* 28, 11 (2015), 114003.
- [30] LIKHAREV, K. Superconducting weak links. *Reviews of Modern Physics* 51, 1 (1979), 101.
- [31] LIU, D.-K., CHEN, S.-J., YOU, L.-X., WANG, Y.-L., MIKI, S., WANG, Z., XIE, X.-M., AND JIANG, M.-H. Nonlatching superconducting nanowire single-photon detection with quasi-constant-voltage bias. *Applied Physics Express* 5, 12 (2012), 125202.
- [32] CHILES, J., BUCKLEY, S. M., LITA, A., VERMA, V. B., ALLMARAS, J., KORZH, B., SHAW, M. D., SHAINLINE, J. M., MIRIN, R. P., AND NAM, S. W. Superconducting microwire detectors based on WSi with single-photon sensitivity in the near-infrared. *Applied Physics Letters* 116, 24 (2020), 242602.

- [33] RAVINDRAN, P., CHENG, R., TANG, H., AND BARDIN, J. C. Active quenching of superconducting nanowire single photon detectors. *Optics express* 28, 3 (2020), 4099–4114.
- [34] HOLZMAN, I., AND IVRY, Y. Superconducting nanowires for single-photon detection: Progress, challenges, and opportunities. *Advanced Quantum Technologies* 2, 3-4 (2019), 1800058.
- [35] ZHANG, H., LIU, J., GUO, J., XIAO, L., AND XIE, J. Photon energy-dependent timing jitter and spectrum resolution research based on time-resolved SNSPDs. *Optics express* 28, 11 (2020), 16696–16707.
- [36] KORZH, B., ZHAO, Q.-Y., ALLMARAS, J. P., FRASCA, S., AUTRY, T. M., BERSIN, E. A., BEYER, A. D., BRIGGS, R. M., BUMBLE, B., COLANGELO, M., ET AL. Demonstration of sub-3 ps temporal resolution with a superconducting nanowire single-photon detector. *Nature Photonics* 14, 4 (2020), 250–255.
- [37] ZHANG, W., YANG, X., LI, H., YOU, L., LV, C., ZHANG, L., ZHANG, C., LIU, X., WANG, Z., AND XIE, X. Fiber-coupled superconducting nanowire single-photon detectors integrated with a bandpass filter on the fiber end-face. *Superconductor Science and Technology* 31, 3 (2018), 035012.
- [38] YANG, X., LI, H., ZHANG, W., YOU, L., ZHANG, L., LIU, X., WANG, Z., PENG, W., XIE, X., AND JIANG, M. Superconducting nanowire single photon detector with on-chip bandpass filter. *Optics express* 22, 13 (2014), 16267–16272.
- [39] ZHANG, C., ZHANG, W., YOU, L., HUANG, J., LI, H., SUN, X., WANG, H., LV, C., ZHOU, H., LIU, X., ET AL. Suppressing dark counts of multimode-fiber-coupled superconducting nanowire single-photon detector. *IEEE Photonics Journal* 11, 5 (2019), 1–8.

- [40] SCHMIDT, E., ILIN, K., AND SIEGEL, M. AlN-buffered superconducting NbN nanowire single-photon detector on GaAs. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 27, 4 (2016), 1–5.
- [41] WOLLMAN, E. E., VERMA, V. B., BEYER, A. D., BRIGGS, R. M., KORZH, B., ALLMARAS, J. P., MARSILI, F., LITA, A. E., MIRIN, R., NAM, S., ET AL. UV superconducting nanowire single-photon detectors with high efficiency, low noise, and 4 K operating temperature. *Optics express* 25, 22 (2017), 26792–26801.
- [42] MENG, Y., ZOU, K., HU, N., LAN, X., XU, L., ZICHI, J., STEINHAUER, S., ZWILLER, V., AND HU, X. Fractal superconducting nanowire avalanche photodetector at 1550 nm with 60% system detection efficiency and 1.05 polarization sensitivity. *Optics Letters* 45, 2 (2020), 471–474.
- [43] WEIN, S. C., JI, J.-W., WU, Y.-F., ASADI, F. K., GHOBADI, R., AND SIMON, C. Analyzing photon-count heralded entanglement generation between solid-state spin qubits by decomposing the master-equation dynamics. *Physical Review A* 102, 3 (2020), 033701.
- [44] BURENKOV, V., XU, H., QI, B., HADFIELD, R. H., AND LO, H.-K. Investigations of afterpulsing and detection efficiency recovery in superconducting nanowire single-photon detectors. *Journal of Applied Physics* 113, 21 (2013), 213102.
- [45] HU, P., LI, H., YOU, L., WANG, H., XIAO, Y., HUANG, J., YANG, X., ZHANG, W., WANG, Z., AND XIE, X. Detecting single infrared photons toward optimal system detection efficiency. *Optics Express* 28, 24 (2020), 36884–36891.
- [46] LI, D., AND JIAO, R. Design of a low-filling-factor and polarization-sensitive superconducting nanowire single photon detector with high detection efficiency. *Photonics Research* 7, 8 (2019), 847–852.

- [47] CHI, X., ZOU, K., GU, C., ZICHI, J., CHENG, Y., HU, N., LAN, X., CHEN, S., LIN, Z., ZWILLER, V., ET AL. Fractal superconducting nanowire single-photon detectors with reduced polarization sensitivity. *Optics letters* 43, 20 (2018), 5017–5020.
- [48] ZHANG, W., HUANG, J., ZHANG, C., YOU, L., LV, C., ZHANG, L., LI, H., WANG, Z., AND XIE, X. A 16-pixel interleaved superconducting nanowire single-photon detector array with a maximum count rate exceeding 1.5 GHz. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 29, 5 (2019), 1–4.
- [49] ALLMARAS, J. P., WOLLMAN, E. E., BEYER, A. D., BRIGGS, R. M., KORZH, B. A., BUMBLE, B., AND SHAW, M. D. Demonstration of a thermally coupled row-column snsdpd imaging array. *Nano letters* 20, 3 (2020), 2163–2168.
- [50] YAMASHITA, T., MIKI, S., TERAI, H., AND WANG, Z. Low-filling-factor superconducting single photon detector with high system detection efficiency. *Optics express* 21, 22 (2013), 27177–27184.
- [51] MIKI, S., YAMASHITA, T., TERAI, H., AND WANG, Z. High performance fiber-coupled NbTiN superconducting nanowire single photon detectors with Gifford-McMahon cryocooler. *Optics express* 21, 8 (2013), 10208–10214.
- [52] LI, H., ZHANG, L., YOU, L., YANG, X., ZHANG, W., LIU, X., CHEN, S., WANG, Z., AND XIE, X. Large-sensitive-area superconducting nanowire single-photon detector at 850 nm with high detection efficiency. *Optics express* 23, 13 (2015), 17301–17308.
- [53] LI, D., LIU, X., AND JIAO, R. Multispectral and low-filling-factor superconducting nanowire single photon detector with high absorption efficiency. *AIP Advances* 10, 8 (2020), 085111.
- [54] MÜNZBERG, J., VETTER, A., BEUTEL, F., HARTMANN, W., FERRARI, S., PERNICE, W. H., AND ROCKSTUHL, C. Superconducting nanowire single-photon detector implemented in a 2D photonic crystal cavity. *Optica* 5, 5 (2018), 658–665.

- [55] YOU, L., LI, H., ZHANG, W., YANG, X., ZHANG, L., CHEN, S., ZHOU, H., WANG, Z., AND XIE, X. Superconducting nanowire single-photon detector on dielectric optical films for visible and near infrared wavelengths. *Superconductor Science and Technology* 30, 8 (2017), 084008.
- [56] VODOLAZOV, D. Y. Single-photon detection by a dirty current-carrying superconducting strip based on the kinetic-equation approach. *Physical Review Applied* 7, 3 (2017), 034014.
- [57] MANOVA, N., SMIRNOV, E. O., KORNEEV, A., GOLTSMAN, G., ET AL. Superconducting photon counter for nanophotonics applications. In *Journal of Physics: Conference Series* (2019), vol. 1410, IOP Publishing, p. 012147.
- [58] CHARAEV, I., MORIMOTO, Y., DANE, A., AGARWAL, A., COLANGELO, M., AND BERGGREN, K. K. Large-area microwire MoSi single-photon detectors at 1550 nm wavelength. *Applied Physics Letters* 116, 24 (2020), 242603.
- [59] XU, G.-Z., ZHANG, W.-J., YOU, L.-X., XIONG, J.-M., SUN, X.-Q., HUANG, H., OU, X., PAN, Y.-M., LV, C.-L., LI, H., ET AL. Superconducting microstrip single-photon detector with system detection efficiency over 90% at 1550 nm. *Photonics Research* 9, 6 (2021), 958–967.
- [60] DONATI, S., AND TAMBOSSO, T. Single-photon detectors: From traditional PMT to solid-state SPAD-based technology. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20, 6 (2014), 204–211.
- [61] COVA, S., GHIONI, M., LOTITO, A., RECH, I., AND ZAPPA, F. Evolution and prospects for single-photon avalanche diodes and quenching circuits. *Journal of Modern Optics* 51, 9-10 (2004), 1267–1288.
- [62] CHEONG, J. S., ONG, J. S. L., NG, J. S., KRYSA, A. B., AND DAVID, J. P. AlInP SAM-APD as a blue-green detector. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 20, 6 (2014), 142–146.

- [63] ZARIFKAR, A., AND SOROOSH, M. Circuit modeling of separate absorption, charge and multiplication avalanche photodiode (SACM-APD). In *6th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, 2004. Proceedings of LFNM 2004*. (2004), IEEE, pp. 213–219.
- [64] ZHAO, Y. Impact ionization in absorption, grading, charge, and multiplication layers of InP/InGaAs SAGCM APDs with a thick charge layer. *IEEE transactions on electron devices* 60, 10 (2013), 3493–3499.
- [65] TOSI, A., ACERBI, F., ANTI, M., AND ZAPPA, F. InGaAs/InP single-photon avalanche diode with reduced afterpulsing and sharp timing response with 30 ps tail. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 48, 9 (Sep. 2012), 1227–1232.
- [66] JIANG, W.-H., LIU, J.-H., LIU, Y., JIN, G., ZHANG, J., AND PAN, J.-W. 1.25 GHz sine wave gating InGaAs/InP single-photon detector with a monolithically integrated readout circuit. *Optics letters* 42, 24 (2017), 5090–5093.
- [67] CHEN, H., JIANG, M., SUN, S., TANG, G., AND LIANG, L. Room temperature continuous frequency tuning InGaAs/InP single-photon detector. *AIP Advances* 8, 7 (2018), 075106.
- [68] MENG, X., TAN, C. H., DIMLER, S., DAVID, J. P., AND NG, J. S. 1550 nm InGaAs/InAlAs single photon avalanche diode at room temperature. *Optics express* 22, 19 (2014), 22608–22615.
- [69] MENG, X., XIE, S., ZHOU, X., CALANDRI, N., SANZARO, M., TOSI, A., TAN, C. H., AND NG, J. S. InGaAs/InAlAs single photon avalanche diode for 1550 nm photons. *Royal Society open science* 3, 3 (2016), 150584.
- [70] LEE, Y.-S., CHEN, Y.-J., WU, P.-L., SHI, J.-W., ET AL. Very-fast timing performance of InGaAs/InAlAs single photon avalanche diode with dual multiplication layers. In *CLEO: Applications and Technology* (2020), Optical Society of America, pp. AF1I–8.

- [71] KIRDODA, J., DUMAS, D. C., MILLAR, R. W., MIRZA, M. M., PAUL, D. J., KUZMENKO, K., VINES, P., GREENER, Z., AND BULLER, G. S. Geiger mode Ge-on-Si single-photon avalanche diode detectors. In *2019 IEEE 2nd British and Irish Conference on Optics and Photonics (BICOP)* (2019), IEEE, pp. 1–4.
- [72] LLIN, L. F., KIRDODA, J., THORBURN, F., HUDDLESTON, L. L., GREENER, Z. M., KUZMENKO, K., VINES, P., DUMAS, D. C., MILLAR, R. W., BULLER, G. S., ET AL. High sensitivity Ge-on-Si single-photon avalanche diode detectors. *Optics Letters* *45*, 23 (2020), 6406–6409.
- [73] VINES, P., KUZMENKO, K., KIRDODA, J., DUMAS, D. C., MIRZA, M. M., MILLAR, R. W., PAUL, D. J., AND BULLER, G. S. High performance planar germanium-on-silicon single-photon avalanche diode detectors. *Nature communications* *10*, 1 (2019), 1–9.
- [74] LEE, K., AND YANG, K. Analysis of InGaAs/InP single-photon avalanche diodes with the multiplication width variation. *Photonics Technology Letters, IEEE* *26* (05 2014), 999–1002.
- [75] ACERBI, F., ANTI, M., TOSI, A., AND ZAPPA, F. Design criteria for InGaAs/InP single-photon avalanche diode. *IEEE Photonics Journal* *5*, 2 (April 2013), 6800209–6800209.
- [76] CHEN, J., ZHANG, Z., ZHU, M., XU, J., AND LI, X. Optimization of InGaAs/InAlAs avalanche photodiodes. *Nanoscale Research Letters* *12*, 1 (2017), 33.
- [77] CAO, S., ZHAO, Y., FENG, S., ZUO, Y., ZHANG, L., CHENG, B., AND LI, C. Theoretical analysis of InGaAs/InAlAs single-photon avalanche photodiodes. *Nanoscale Research Letters* *14*, 1 (2019), 3.
- [78] CAO, S., ZHAO, Y., UR REHMAN, S., FENG, S., ZUO, Y., LI, C., ZHANG, L., CHENG, B., AND WANG, Q. Theoretical studies on InGaAs/InAlAs SAGCM avalanche photodiodes. *Nanoscale research letters* *13*, 1 (2018), 158.

- [79] REN, M., GU, X., LIANG, Y., KONG, W., WU, E., WU, G., AND ZENG, H. Laser ranging at 1550 nm with 1-ghz sine-wave gated ingaas/inp apd single-photon detector. *Optics express* 19, 14 (2011), 13497–13502.
- [80] LIU, J.-J., HO, W.-J., CHEN, J.-Y., LIN, J.-N., TENG, C.-J., YU, C.-C., LI, Y.-C., AND CHANG, M.-J. The fabrication and characterization of inalas/ingaas apds based on a mesa-structure with polyimide passivation. *Sensors* 19, 15 (2019), 3399.
- [81] WANG, C., WANG, J., XU, Z., WANG, R., LI, J., ZHAO, J., WEI, Y., AND LIN, Y. Design considerations of InGaAs/InP single-photon avalanche diode for photon-counting communication. *Optik* 185 (2019), 1134–1145.
- [82] KAO, C.-W., AND CROWELL, C. Impact ionization by electrons and holes in InP. *Solid-State Electronics* 23, 8 (1980), 881 – 891.
- [83] ZHOU, M., WANG, W., QU, H., HAN, H., ZHU, Y., GUO, Z., GUI, L., WANG, X., AND LU, W. InGaAsP/InP single photon avalanche diodes with ultra-high photon detection efficiency. *Optical and Quantum Electronics* 52 (2020), 1–9.
- [84] BRONZI, D., VILLA, F., TISA, S., TOSI, A., AND ZAPPA, F. SPAD figures of merit for photon-counting, photon-timing, and imaging applications: A review. *IEEE Sensors Journal* 16, 1 (2016), 3–12.
- [85] ZANG, K., JIANG, X., HUO, Y., DING, X., MOREA, M., CHEN, X., LU, C.-Y., MA, J., ZHOU, M., XIA, Z., ET AL. Silicon single-photon avalanche diodes with nano-structured light trapping. *Nature communications* 8, 1 (2017), 1–6.
- [86] WANG, F.-X., CHEN, W., LI, Y.-P., HE, D.-Y., WANG, C., HAN, Y., WANG, S., YIN, Z., AND LI, H.-W. Non-Markovian property of afterpulsing effect in single-photon avalanche detector. *Journal of Lightwave Technology* 34 (06 2016).

- [87] BRONZI, D., TISA, S., VILLA, F., BELLISAI, S., TOSI, A., AND ZAPPA, F. Fast sensing and quenching of CMOS SPADs for minimal afterpulsing effects. *IEEE Photonics Technology Letters* 25, 8 (2013), 776–779.
- [88] ZIARKASH, A. W., JOSHI, S. K., STIPČEVIĆ, M., AND URŠIN, R. Comparative study of afterpulsing behavior and models in single photon counting avalanche photo diode detectors. *Scientific reports* 8, 1 (2018), 1–8.
- [89] ITZLER, M. A., JIANG, X., AND ENTWISTLE, M. Power law temporal dependence of InGaAs/InP SPAD afterpulsing. *Journal of Modern Optics* 59, 17 (2012), 1472–1480.
- [90] CECCARELLI, F., ACCONCIA, G., GULINATTI, A., GHIONI, M., AND RECH, I. Fully integrated active quenching circuit driving custom-technology SPADs with 6.2-ns dead time. *IEEE Photonics Technology Letters* 31, 1 (2018), 102–105.
- [91] JIANG, W.-H., GAO, X.-J., FANG, Y.-Q., LIU, J.-H., ZHOU, Y., JIANG, L.-Q., CHEN, W., JIN, G., ZHANG, J., AND PAN, J.-W. Miniaturized high-frequency sine wave gating InGaAs/InP single-photon detector. *Review of Scientific Instruments* 89, 12 (2018), 123104.
- [92] TAN, L., NG, J., TAN, C., AND DAVID, J. Avalanche noise characteristics in submicron inp diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 44, 4 (2008), 378–382.
- [93] NG, J., TAN, C., DAVID, J., AND REES, G. Effect of impact ionization in the InGaAs absorber on excess noise of avalanche photodiodes. *IEEE journal of quantum electronics* 41, 8 (2005), 1092–1096.
- [94] BERDALOVIC, I., OSRECKI, Z., SEGMANOVIC, F., GRUBISIC, D., KNEZEVIC, T., AND SULIGOJ, T. Design of passive-quenching active-reset circuit with adjustable hold-off time for single-photon avalanche diodes. In *2016 39th International Convention on Information and Communication Technology, Electronics and Microelectronics (MIPRO)* (2016), pp. 34–39.

- [95] LIU, J., LI, Y., DING, L., WANG, Y., ZHANG, T., WANG, Q., AND FANG, J. Fast active-quenching circuit for free-running InGaAs(P)/InP single-photon avalanche diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 52, 10 (2016), 1–6.
- [96] MADDOX, S. J., REN, M., WOODSON, M. E., BANK, S. R., AND CAMPBELL, J. C. Recent progress in avalanche photodiodes for sensing in the IR spectrum. In *Image Sensing Technologies: Materials, Devices, Systems, and Applications III* (2016), N. K. Dhar and A. K. Dutta, Eds., vol. 9854, International Society for Optics and Photonics, SPIE, pp. 1 – 6.
- [97] ZHANG, Q., XU, F., CHEN, Y.-A., PENG, C.-Z., AND PAN, J.-W. Large scale quantum key distribution: challenges and solutions. *Optics express* 26, 18 (2018), 24260–24273.
- [98] ID QUANTIQUE SA. ID Quantique products website: https://www.idquantique.com/quantum-sensing/products/#infrared_photon_counters, may 2021.
- [99] WANG, S., CHEN, W., YIN, Z.-Q., LI, H.-W., HE, D.-Y., LI, Y.-H., ZHOU, Z., SONG, X.-T., LI, F.-Y., WANG, D., ET AL. Field and long-term demonstration of a wide area quantum key distribution network. *Optics express* 22, 18 (2014), 21739–21756.
- [100] KIKTENKO, E. O., POZHAR, N. O., DUPLINSKIY, A. V., KANAPIN, A. A., SOKOLOV, A. S., VOROBEIY, S. S., MILLER, A. V., USTIMCHIK, V. E., ANUFRIEV, M. N., TRUSHECHKIN, A., ET AL. Demonstration of a quantum key distribution network in urban fibre-optic communication lines. *Quantum Electronics* 47, 9 (2017), 798.
- [101] PRAVEENKUMAR, S., JAYA, T., VIJAYAN, K., AND YUVARAJ, S. Simulation of quantum key distribution in a secure star topology optimization in quantum channel. *Microprocessors and Microsystems* 82 (2021), 103820.

- [102] ERAERDS, P., LEGRÉ, M., ZHANG, J., ZBINDEN, H., AND GISIN, N. Photon counting OTDR: Advantages and limitations. *J. Lightwave Technol.* *28*, 6 (Mar 2010), 952–964.
- [103] YU, C., SHANGGUAN, M., XIA, H., ZHANG, J., DOU, X., AND PAN, J.-W. Fully integrated free-running InGaAs/InP single-photon detector for accurate lidar applications. *Optics express* *25*, 13 (2017), 14611–14620.
- [104] KIRKWOOD, R. A. *Superconducting single photon detectors for quantum information processing*. PhD thesis, University of Glasgow, 2017.
- [105] BARBIERI, C., NALETTO, G., OCCHIPINTI, T., FACCHINETTI, C., VERROI, E., GIRO, E., DI PAOLA, A., BILLOTTA, S., ZOCCARATO, P., BOLLI, P., ET AL. AquEYE, a single photon counting photometer for astronomy. *Journal of Modern Optics* *56*, 2-3 (2009), 261–272.
- [106] LEE, C., JOHNSON, B., JUNG, T., AND MOLNAR, A. A 72×60 angle-sensitive SPAD imaging array for lens-less FLIM. *Sensors* *16*, 9 (2016), 1422.
- [107] AL-RAWHANI, M. A., HU, C., GIAGKOULOVITS, C., ANNESE, V. F., CHEAH, B. C., BEELEY, J., VELUGOTLA, S., ACCARINO, C., GRANT, J. P., MITRA, S., ET AL. Multimodal integrated sensor platform for rapid biomarker detection. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering* *67*, 2 (2019), 614–623.
- [108] YIN, H.-L., CHEN, T.-Y., YU, Z.-W., LIU, H., YOU, L.-X., ZHOU, Y.-H., CHEN, S.-J., MAO, Y., HUANG, M.-Q., ZHANG, W.-J., ET AL. Measurement-device-independent quantum key distribution over a 404 km optical fiber. *Physical review letters* *117*, 19 (2016), 190501.
- [109] CHEN, J.-P., ZHANG, C., LIU, Y., JIANG, C., ZHANG, W., HU, X.-L., GUAN, J.-Y., YU, Z.-W., XU, H., LIN, J., ET AL. Sending-or-not-sending with independent lasers: Secure twin-field quantum key distribution over 509 km. *Physical review letters* *124*, 7 (2020), 070501.

- [110] PUGH, C. J., KAISER, S., BOURGOIN, J.-P., JIN, J., SULTANA, N., AGNE, S., ANISIMOVA, E., MAKAROV, V., CHOI, E., HIGGINS, B. L., ET AL. Airborne demonstration of a quantum key distribution receiver payload. *Quantum Science and Technology* 2, 2 (2017), 024009.
- [111] LIAO, S.-K., LIN, J., REN, J.-G., LIU, W.-Y., QIANG, J., YIN, J., LI, Y., SHEN, Q., ZHANG, L., LIANG, X.-F., ET AL. Space-to-ground quantum key distribution using a small-sized payload on tiangong-2 space lab. *Chinese Physics Letters* 34, 9 (2017), 090302.
- [112] TAKENAKA, H., CARRASCO-CASADO, A., FUJIWARA, M., KITAMURA, M., SASAKI, M., AND TOYOSHIMA, M. Satellite-to-ground quantum-limited communication using a 50-kg-class microsatellite. *Nature photonics* 11, 8 (2017), 502–508.
- [113] YIN, J., CAO, Y., LI, Y.-H., LIAO, S.-K., ZHANG, L., REN, J.-G., CAI, W.-Q., LIU, W.-Y., LI, B., DAI, H., ET AL. Satellite-based entanglement distribution over 1200 kilometers. *Science* 356, 6343 (2017), 1140–1144.
- [114] REN, J.-G., XU, P., YONG, H.-L., ZHANG, L., LIAO, S.-K., YIN, J., LIU, W.-Y., CAI, W.-Q., YANG, M., LI, L., ET AL. Ground-to-satellite quantum teleportation. *Nature* 549, 7670 (2017), 70–73.
- [115] LIAO, S.-K., CAI, W.-Q., HANDSTEINER, J., LIU, B., YIN, J., ZHANG, L., RAUCH, D., FINK, M., REN, J.-G., LIU, W.-Y., ET AL. Satellite-relayed intercontinental quantum network. *Physical review letters* 120, 3 (2018), 030501.
- [116] YANG, X., YOU, L., ZHANG, L., LV, C., LI, H., LIU, X., ZHOU, H., AND WANG, Z. Comparison of superconducting nanowire single-photon detectors made of NbTiN and NbN thin films. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 28, 1 (2017), 1–6.
- [117] ZHANG, W., YOU, L., LI, H., HUANG, J., LV, C., ZHANG, L., LIU, X., WU, J., WANG, Z., AND XIE, X. NbN superconducting nanowire single photon detector

with efficiency over 90% at 1550 nm wavelength operational at compact cryocooler temperature. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy* 60, 12 (2017), 1–10.

- [118] WU, J., YOU, L., CHEN, S., LI, H., HE, Y., LV, C., WANG, Z., AND XIE, X. Improving the timing jitter of a superconducting nanowire single-photon detection system. *Applied optics* 56, 8 (2017), 2195–2200.
- [119] SMIRNOV, K., DIVOCHIY, A., VAKHTOMIN, Y., MOROZOV, P., ZOLOTOV, P., ANTIPOV, A., AND SELEZNEV, V. NbN single-photon detectors with saturated dependence of quantum efficiency. *Superconductor Science and Technology* 31, 3 (2018), 035011.
- [120] MIKI, S., MIYAJIMA, S., YABUNO, M., YAMASHITA, T., YAMAMOTO, T., IMOTO, N., IKUTA, R., KIRKWOOD, R., HADFIELD, R., AND TERAI, H. Superconducting coincidence photon detector with short timing jitter. *Applied Physics Letters* 112, 26 (2018), 262601.
- [121] HUANG, J., ZHANG, W., YOU, L., ZHANG, C., LV, C., WANG, Y., LIU, X., LI, H., AND WANG, Z. High speed superconducting nanowire single-photon detector with nine interleaved nanowires. *Superconductor Science and Technology* 31, 7 (2018), 074001.
- [122] TAO, X., CHEN, S., CHEN, Y., WANG, L., LI, X., TU, X., JIA, X., ZHAO, Q., ZHANG, L., KANG, L., ET AL. A high speed and high efficiency superconducting photon number resolving detector. *Superconductor Science and Technology* 32, 6 (2019), 064002.
- [123] CHANG, J., LOS, J. W. N., TENORIO-PEARL, J. O., NOORDZIJ, N., GOURGUES, R., GUARDIANI, A., ZICHI, J. R., PEREIRA, S. F., URBACH, H. P., ZWILLER, V., DORENBOS, S. N., AND ZADEH, I. E. Detecting infrared single photons with near-unity system detection efficiency, 2020.
- [124] ZADEH, E. I., LOS, J. W., GOURGUES, R. B., STEINMETZ, V., BULGARINI, G., DOBROVOLSKIY, S. M., ZWILLER, V., AND DORENBOS, S. N. Single-photon

detectors combining high efficiency, high detection rates, and ultra-high timing resolution. *Apl Photonics* 2, 11 (2017), 111301.

- [125] ZADEH, E. I., LOS, J. W., GOURGUES, R. B., CHANG, J., ELSHAARI, A. W., ZICHI, J. R., VAN STAADEN, Y. J., SWENS, J. P., KALHOR, N., GUARDIANI, A., ET AL. Efficient single-photon detection with 7.7 ps time resolution for photon-correlation measurements. *ACS Photonics* 7, 7 (2020), 1780–1787.
- [126] MARSILI, F., VERMA, V. B., STERN, J. A., HARRINGTON, S., LITA, A. E., GERRITS, T., VAYSHENKER, I., BAEK, B., SHAW, M. D., MIRIN, R. P., ET AL. Detecting single infrared photons with 93% system efficiency. *Nature Photonics* 7, 3 (2013), 210–214.
- [127] VERMA, V. B., KORZH, B., BUSSIERES, F., HORANSKY, R. D., LITA, A. E., MARSILI, F., SHAW, M., ZBINDEN, H., MIRIN, R., AND NAM, S. High-efficiency WSi superconducting nanowire single-photon detectors operating at 2.5 K. *Applied Physics Letters* 105, 12 (2014), 122601.
- [128] DAULER, E. A., GREIN, M. E., KERMAN, A. J., MARSILI, F., MIKI, S., NAM, S. W., SHAW, M. D., TERAI, H., VERMA, V. B., AND YAMASHITA, T. Review of superconducting nanowire single-photon detector system design options and demonstrated performance. *Optical Engineering* 53, 8 (2014), 081907.
- [129] KORNEEVA, Y. P., MIKHAILOV, M. Y., PERSHIN, Y. P., MANOVA, N., DIVOCHIY, A., VAKHTOMIN, Y. B., KORNEEV, A., SMIRNOV, K., SIVAKOV, A., DEVIZENKO, A. Y., ET AL. Superconducting single-photon detector made of MoSi film. *Superconductor Science and Technology* 27, 9 (2014), 095012.
- [130] VERMA, V. B., KORZH, B., BUSSIERES, F., HORANSKY, R. D., DYER, S. D., LITA, A. E., VAYSHENKER, I., MARSILI, F., SHAW, M. D., ZBINDEN, H., ET AL. High-efficiency superconducting nanowire single-photon detectors fabricated from MoSi thin-films. *Optics express* 23, 26 (2015), 33792–33801.

- [131] LI, J., KIRKWOOD, R. A., BAKER, L. J., BOSWORTH, D., EROTOKRITOU, K., BANERJEE, A., HEATH, R. M., NATARAJAN, C. M., BARBER, Z. H., SOREL, M., ET AL. Nano-optical single-photon response mapping of waveguide integrated molybdenum silicide (MoSi) superconducting nanowires. *Optics express* 24, 13 (2016), 13931–13938.
- [132] CALOZ, M., KORZH, B., TIMONEY, N., WEISS, M., GARIGLIO, S., WARBURTON, R. J., SCHÖNENBERGER, C., RENEMA, J., ZBINDEN, H., AND BUSSIÈRES, F. Optically probing the detection mechanism in a molybdenum silicide superconducting nanowire single-photon detector. *Applied Physics Letters* 110, 8 (2017), 083106.
- [133] REDDY, D. V., NEREM, R. R., NAM, S. W., MIRIN, R. P., AND VERMA, V. B. Superconducting nanowire single-photon detectors with 98% system detection efficiency at 1550 nm. *Optica* 7, 12 (Dec 2020), 1649–1653.
- [134] VERMA, V. B., LITA, A. E., VISSERS, M. R., MARSILI, F., PAPPAS, D. P., MIRIN, R. P., AND NAM, S. W. Superconducting nanowire single photon detectors fabricated from an amorphous Mo_{0.75}Ge_{0.25} thin film. *Applied Physics Letters* 105, 2 (2014), 022602.
- [135] KORNEEVA, Y., FLORYA, I., VDOVICHEV, S., MOSHKOVA, M., SIMONOV, N., KAUROVA, N., KORNEEV, A., AND GOLTSMAN, G. Comparison of hot spot formation in NbN and MoN thin superconducting films after photon absorption. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* 27, 4 (2017), 1–4.
- [136] IVRY, Y., SURICK, J. J., BARZILAY, M., KIM, C.-S., NAJAFI, F., KALFON-COHEN, E., DANE, A. D., AND BERGGREN, K. K. Superconductor–superconductor bilayers for enhancing single-photon detection. *Nanotechnology* 28, 43 (2017), 435205.
- [137] NAMEKATA, N., ADACHI, S., AND INOUE, S. Ultra-low-noise sinusoidally gated avalanche photodiode for high-speed single-photon detection at telecommunication wavelengths. *IEEE Photonics Technology Letters* 22, 8 (2010), 529–531.

- [138] KORZH, B., WALENTA, N., LUNghi, T., GISIN, N., AND ZBINDEN, H. Free-running InGaAs single photon detector with 1 dark count per second at 10% efficiency. *Applied Physics Letters* 104, 8 (2014), 081108.
- [139] COMANDAR, L. C., FRÖHLICH, B., DYNES, J. F., SHARPE, A. W., LUCAMARINI, M., YUAN, Z., PENTY, R. V., AND SHIELDS, A. J. Gigahertz-gated InGaAs/InP single-photon detector with detection efficiency exceeding 55% at 1550 nm. *Journal of Applied Physics* 117, 8 (2015), 083109.
- [140] FANG, Y.-Q., CHEN, W., AO, T.-H., LIU, C., WANG, L., GAO, X.-J., ZHANG, J., AND PAN, J.-W. InGaAs/InP single-photon detectors with 60% detection efficiency at 1550 nm. *Review of Scientific Instruments* 91, 8 (2020), 083102.
- [141] TADA, A., NAMEKATA, N., AND INOUE, S. Saturated detection efficiency of single-photon detector based on an InGaAs/InP single-photon avalanche diode gated with a large-amplitude sinusoidal voltage. *Japanese Journal of Applied Physics* 59, 7 (2020), 072004.