

Многоэлементный однофотонный детектор большой площади

© М.Д. Солдатенкова,^{1,2} А.И. Ломакин,² С.С. Святодух,^{1,2,4} Н.А. Титова,² Э.М. Баева,^{1,2} А.И. Колбатова,²
Г.Н. Гольцман^{1,2,3,4}

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“,
109028 Москва, Россия

² Московский педагогический государственный университет,
119991 Москва, Россия

³ Российский квантовый центр,
121205 Москва, Россия

⁴ ООО „Сверхпроводниковые нанотехнологии“,
115114 Москва, Россия
e-mail: msoldatenkova@hse.ru

Поступило в Редакцию 22 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2025 г.

Принято к публикации 22 апреля 2025 г.

Новые области применения сверхпроводниковых однофотонных детекторов повышают требования к большой активной площади детекторов. Разработан дизайн и изготовлен 12-пиксельный NbN-детектор с большой активной областью и с шириной полосы 500 nm и размером активной площади $45 \times 50 \mu\text{m}$, что подходит для согласования с многомодовым оптоволоком. Исследованы вольт-амперные характеристики и определен критический ток образца I_c . Это значение было сопоставлено с максимально возможным теоретическим значением тока распаривания I_{dep} . Благодаря дизайну многоэлементного NbN-детектора, исключая влияние эффекта сгущения тока, большинство исследуемых образцов продемонстрировали значение I_c/I_{dep} , превышающее 0.7. Результаты показали, что большинство пикселей на исследуемом многоэлементном детекторе способны детектировать одиночные фотоны.

Ключевые слова: сверхпроводниковые однофотонные детекторы, сверхпроводимость, критический ток сверхпроводника, шунтирующий резистор, вольт-амперные характеристики.

DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61245.68-25

Введение

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы SNSPD (Superconducting Nanowire Single Photon Detectors), изготовленные на основе узкой сверхпроводящей полосы (ширина около 100 nm), изогнутой в форме меандра для лучшего согласования с оптоволоком, и работающие в видимом и ИК диапазоне, чрезвычайно востребованы в различных областях квантовых технологий [1,2]. Благодаря эффективности детектирования, близкой к единице, временному джиттеру < 10 ps [3,4], малому времени восстановления и низкому уровню темновых отсчетов (Dark Count Rates) [5], SNSPD не имеют аналогов в своей чувствительности для обнаружения даже слабых оптических сигналов. Это делает их незаменимыми для квантовой обработки информации и реализации каналов оптической связи при помощи оптического волокна и в открытом пространстве. Например, в работе [6] демонстрируется система распределения квантового ключа (Quantum key distribution, QKD) по волоконной линии связи на расстоянии 830 km. Однако стандартный SNSPD обычно имеет активную область диаметром $15 \mu\text{m}$ и меньше для согласования с одномодовым оптоволоком.

В то же время детекторы, имеющие большую активную детектирующую площадь, становятся чрезвы-

чайно востребованными для экспериментов, связанных с поиском темной материи [7], конфокальной флуоресцентной микроскопией [8], технологией LIDAR (Light Detection and Ranging) [9], а также изучением дальнего космоса [10]. Самый большой одиночный пиксель SNSPD имеет размер около $400 \times 400 \mu\text{m}$ [5]. Однако большая кинетическая индуктивность препятствует дальнейшему продвижению активной области однопиксельного SNSPD [11]. Это требование привело к созданию быстрых детекторов, состоящих из нескольких более коротких SNSPD, которые располагаются на одном чипе и подключаются параллельно. Это позволило снизить кинетическую индуктивность и увеличить скорость детектора более 10^9 cps (counts per second — отсчеты в секунду). Примеры таких устройств представлены в работах [10,12–18]. Однако подобные детекторы занимают относительно небольшую площадь порядка $100\text{--}400 \mu\text{m}^2$ и, что самое главное, имеют низкий фактор заполнения, т.е. активная детектирующая площадь устройства значительно меньше площади, занимаемой всем устройством [19]. Так, например, сравнительно недавно был продемонстрирован быстрый детектор, занимающий большую площадь $320\text{--}320 \mu\text{m}$ и созданный на основе аморфных сверхпроводниковых WSi SNSPD шириной 160 nm каждый для проведения исследований в дальнем космосе, однако фактор заполнения оказывается

меньше 15% [10]. Кроме того, изготовление узких полосок SNSPD обычно происходит с использованием электронно-лучевой литографии, которая характеризуется низкой производительностью образцов с высокими характеристиками. Следует отметить, что для решения задач, требующих перекрытия большей площади, например, для согласования с многомодовым волокном или линзой, стоит рассмотреть альтернативные пути развития.

Новым подходом к созданию детектора с большой площадью является использование сверхпроводящего детектора с полоской микронной ширины (SMSPD, Superconducting microwire single-photon detector). Возможность детектирования одиночных фотонов с помощью SMSPD была теоретически предсказана в 2017 г. В рамках новой модели, созданной для описания однофотонного отклика SNSPD: „Модели сверхпроводящего вихря, генерируемого фотоном“ [20]. Ключевым элементом данной модели является теория возникновения сверхпроводящего вихря из-за сгущения тока по бокам от горячего пятна. Выше определенного порогового значения тока смещения вихри могут отделяться от горячего пятна и лавинообразно проходить через сверхпроводниковую полоску, вызывая диссипацию и рост горячего пятна. Этот механизм однофотонного отклика был экспериментально продемонстрирован в работе [21]. В этой работе изучался отклик в мостиках из NbN, ширина которых значительно превышала область горячего пятна — более 150 nm. Таким образом, только возникновение вихрей может объяснить однофотонный отклик в широких мостиках. Важнейшим шагом стало уменьшение кинетической индуктивности каждого элемента за счет увеличения ширины нанопроволоки. Это открыло путь к созданию детектора, который не только занимает большую площадь, но и имеет более высокий коэффициент заполнения (большую детектирующую область). Недавно было продемонстрировано, что одиночный пиксель SMSPD может покрыть площадь в 1 mm² с коэффициентом заполнения от 0.3 до 0.5 [22]. Важно отметить, что такие детекторы уже демонстрируют насыщение эффективности детектирования и зарекомендовали себя как перспективные и функциональные устройства [23], обладающие значительным потенциалом в практических применениях.

Несмотря на вышеперечисленные преимущества SMSPD, нужно учитывать ряд особенностей работоспособности устройства. Так, например, значительное увеличение ширины полоски приводит к уменьшению кинетической индуктивности детектора, что в свою очередь приводит к возникновению эффекта залипания (latching effect). Это явление, при котором нормальный домен, образующийся в месте поглощения фотона, не успевает уменьшиться и восстановить сверхпроводящее состояние, из-за чего детектор не способен регистрировать следующие фотоны [24]. Чтобы устранить эффект залипания, добавляют либо последовательную индуктивность, либо параллельное сопротивление R_{sh} [22]. Из-

вестно, что в работе [25] авторы, теоретически и экспериментально изучая динамический механизм проскальзывания фазы параметра порядка в сверхпроводящих ультратонких нанопроводах (12–18 nm) в присутствии шунтирующего резистора, предположили, что I_c можно контролируемо приблизить очень близко к I_{dep} , пропуская ток через детектор с шунтирующим резистором. Однако наличие шунта ухудшает временные характеристики детектора. Кроме того, согласно теоретической работе Д.Ю. Водолазова [20], важнейшим условием для эффективной работы сверхпроводящего однофотонного детектора с шириной полоски в микронном диапазоне является соблюдение отношения $I_c/I_{dep} > 0.7$, где I_{dep} — теоретический ток распаривания куперовских пар для конкретного материала и структуры, а I_c — экспериментально полученное значение критического тока. Теория предсказывает, что если величина критического тока близка к току распаривания, то способность обнаружения фотонов не зависит от ширины детектора. Однако в эксперименте величина I_c редко достигает максимально возможного тока I_{dep} . Величина критического тока оказывается крайне чувствительна к дефектам в сверхпроводниках. Так, например, в роли различных дефектов (центров пиннинга) могут выступать природные дефекты в материале (несверхпроводящие наночастицы) или же технологические особенности структурирования. Помимо свойств сверхпроводниковых пленок, в достижимости максимального значения критического тока немалую роль играет выбор топологии детектора. Наиболее подходящим для этой задачи является сверхпроводниковый микро-мостик, так как данная структура не имеет поворотов, которые приводят к подавлению критического тока, который возникает из-за эффекта сгущения тока при обтекании препятствий (current crowding effect) [26]. Также для успешного обнаружения одиночных фотонов необходимо, чтобы материал обладал высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии. В работе [27] экспериментальным путем исследовалась зависимость световых отсчетов SMSPD от тока смещения для образцов с различным значением сопротивления на квадрат R_s . Детекторы, обладающие большим значением сопротивления на квадрат R_s (более 630 Ω/sq), продемонстрировали возможность обнаружения одиночных фотонов при более низких токах смещения, чем детекторы с меньшим значением R_s . Таким образом, для создания высокоэффективного рабочего SMSPD необходимо учитывать множество технологических аспектов.

В настоящей работе авторы разработали дизайн многоэлементного NbN-детектора с большой активной областью и фактором заполнения 0.7, изготовили его и исследовали вольт-амперные характеристики каждого элемента получившегося устройства. Детектор изготовлен на основе высокорезистивной пленки нитрида ниобия NbN ($R_s = 980 \Omega/\text{sq}$). На одном чипе размещено 12 образцов SMSPDs с шириной полоски 500 nm. Размер активной площади устройства составляет $45 \times 50 \mu\text{m}$, что подходит для согласования с многомодовым оптоволоком.

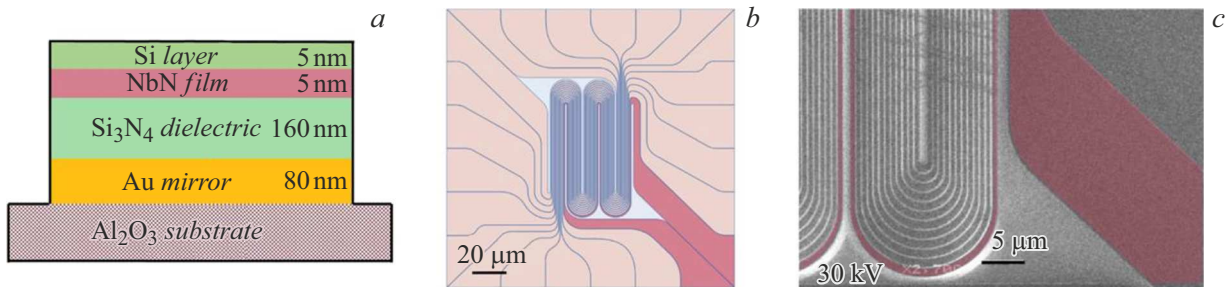


Рис. 1. *a* — схематическая последовательность слоев исследуемого устройства. Сверху вниз: пассивирующий слой кремния Si — 5 nm, сверхпроводящая пленка NbN — 5 nm, диэлектрик Si₃N₄ — 160 nm, зеркало Au — 80 nm, сапфировая подложка Al₂O₃; *b* — эскиз дизайна центральной части многоэлементного детектора; *c* — изображение готового многоэлементного детектора, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа. Красным цветом обозначен один из 12 элементов детектора.

Для предотвращения эффекта залипания мы установили резистор $R_{sh} = 33 \Omega$ параллельно каждому элементу и провели измерения вольт-амперных характеристик для восьми образцов в гелиевом криорефрижераторе замкнутого цикла при температуре 2.7 K. Исследование вольт-амперных характеристик показало, что в зависимости от остаточного сопротивления образца измеренный критический ток может оказаться завышенным из-за распределения тока между образцом и шунтирующим сопротивлением. На основе вольт-амперных характеристик мы определили реальный критический ток I_c образца и сравнили с током распаривания. Благодаря дизайну многоэлементного NbN-детектора, исключающему влияние эффекта сгущения тока на общий критический ток полоски, у большинства изученных образцов значение $I_c(T)/I_{dep}(T)$ превышает 0.7. Полученные результаты показывают, что наш многоэлементный детектор большой площади обладает преимуществом в факторе заполнения по сравнению с детекторами большой площади на основе SNSPD и имеет большой потенциал для дальнейшей работы, посвященной разработке многоэлементного детектора большой площади.

1. Изготовление детекторов

Исследуемый детектор был изготовлен из пленки NbN толщиной 5 nm, выращенной методом реактивного магнетронного распыления на установке AJA Orion-8. Напылительная установка было откачена до предварительного вакуума $3 \cdot 10^{-8}$ Торг. Мишень из ниобия Nb (с чистотой 9.9999) распылялась в атмосфере Ar:N₂ при давлении 3.5 мТорг. Чтобы улучшить поглощение фотонов с длиной волны 1550 nm, пленка была нанесена на сапфировую подложку (*r-cut*) с предварительно подготовленными на ней золотыми знаками и зеркалами толщиной 80 nm. Затем слой золота был покрыт диэлектриком Si₃N₄ толщиной 160 nm, полученным методом PECVD (Plasma-enhanced chemical vapor deposition). Для улучшения адгезии осаждаемой пленки NbN подложка была нагрета до 350 °C. После осадки пленка была пассивирована 5 nm слоем кремния

in situ. Нанесенная поверх NbN кремниевая пленка полностью удаляется в области контактных площадок, чтобы обеспечить хороший контакт к сверхпроводящему материалу, при этом в области детектирующей части кремниевый слой остается, предотвращая окисление NbN. У осажденной NbN-пленки были измерены температура сверхпроводящего перехода ($T_c = 7.2$ K), поверхностное сопротивление R_s при комнатной температуре (804 Ω/sq) и коэффициент остаточного сопротивления ($RRR = 0.79$). Схематическая последовательность слоев представлена на рис. 1, *a*.

Дизайн многоэлементного детектора, разработанный с использованием библиотеки PHIDL, представлен на рис. 1, *b*. Устройство состоит из 12 отдельных сверхпроводящих полосок, образующих активную область размером $45 \times 50 \mu\text{m}$. Ширина каждой полоски в этой области составляет 500 nm, а расстояние между соседними полосками — 200 nm. Чтобы избежать эффекта сгущения тока, минимальный внутренний радиус изгиба полоски составляет 1 μm . В месте изгиба ширина полоски плавно увеличивается до 1 μm и возвращается к первоначальной ширине в активной области. При разработке дизайна мы также отказываемся от общей для всех полосок площадки заземления на чипе (пример использования общей площадки заземления можно найти в работах [15–17,19]). Несмотря на то что данное решение несколько увеличивает длительность процесса изготовления SMSPD электронной литографией, оно позволяет минимизировать эффект сгущения тока, который возникает при заходе тока из полоски в площадку заземления. Полоски сконструированы таким образом, чтобы иметь примерно одинаковую кинетическую индуктивность L_K . Структурирование NbN-пленки проводилось в соответствии с разработанным дизайном в три этапа. На первом этапе формировались полоски SMSPD с помощью электронной литографии и плазмохимического травления в смеси газов Ag и SF₆. В качестве маски на этом этапе использовался позитивный электронный резист PMMA 3%. На втором этапе лазерной литографией были сформированы окна контактных площадок к полоскам. Контактная металлизация Ti/Au осаждалась

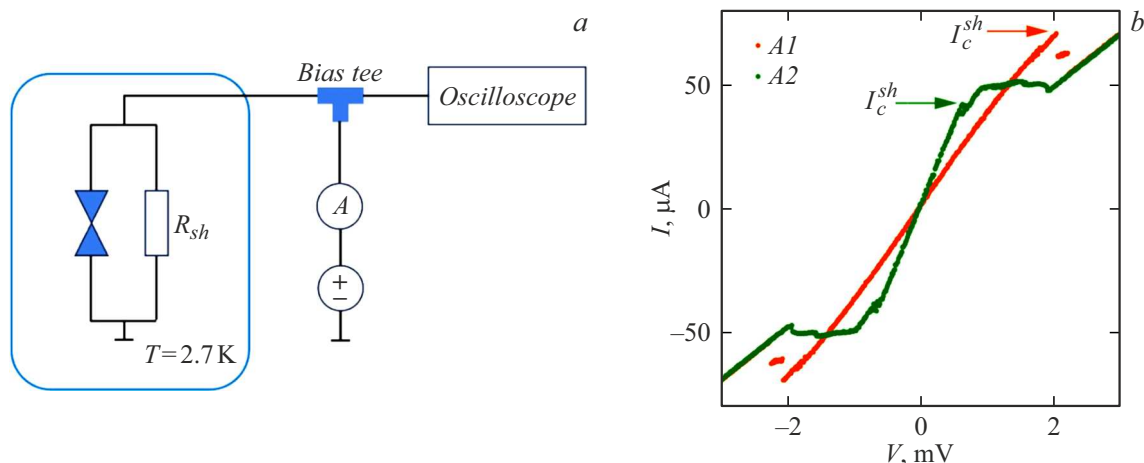


Рис. 2. *a* — измерительная схема вольт-амперных характеристик. Параллельно каждому детектору установлено шунтирующее сопротивление $R_{sh} = 33 \Omega$. Измерения происходят при температуре $T = 2.7 \text{ K}$; *b* — вольт-амперные характеристики для образцов *A1* и *A2* — оранжевая и зеленая кривые соответственно, полученные в режиме стабилизации по напряжению. Для образца *A1* остаточное сопротивление 20Ω , для образца *A2* — остаточное сопротивление 1.4Ω .

методом термического испарения через маску позитивного фоторезиста Az1512. Излишки металлизации после осаждения были удалены в процессе *lift-off*. На третьем этапе электронной литографией формировалась защитная маска в негативном электронном резисте maN-2405 для центральной части структур. После формирования защитной маски производилось плазмохимическое травление NbN пленки по полю для создания конечной топологии многоэлементного детектора. Изображение готового многоэлементного сверхпроводящего детектора, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа, представлено на рис. 1, *с*. Защитная маска после травления удалялась в теплом ацетоне, и пластина разделялась на отдельные чипы. После структурирования сопротивление каждой полоски составляет примерно $600 \text{ k}\Omega$ при температуре 300 K . Для каждого элемента детектора количество квадратов N составляет около 610, таким образом, сопротивление на квадрат пленки R_s составляет приблизительно $980 \Omega/\text{sq}$ при 300 K .

2. Экспериментальные методы

Исследование готовых детекторов проводилось в криорефрижераторе Гиффорда–Макмагона при базовой температуре 2.7 K в два этапа и заключалось в измерении зависимости сопротивления от температуры и исследовании вольт-амперных характеристик. В качестве источника напряжения, содержащего измерительные приборы вольтметр и амперметр, встроенные усилители и адаптер смещения bias-tee, используется универсальный блок смещения Scontel ControlUnit (3 generation). Схема установки представлена на рис. 2, *a*. Выход блока подключался через адаптер смещения к осциллографу для обнаружения электрических наводок

в системе. Устройство может работать как в режиме стабилизации по току, так и по напряжению. Для измерения зависимости сопротивления от температуры использовался мост сопротивлений 370 AC Resistance Bridge и температурный монитор LakeShore 218 с калибровкой для диодного термометра. Для тестирования сопротивления образцов при комнатной температуре использовалась ручная зондовая станция.

3. Исследование температурной зависимости сопротивления

Перед проведением низкотемпературных измерений в криостате замкнутого цикла образцы были протестированы на зондовой станции TS 200. При помощи зондовых головок по двухточечной схеме измерений были получены значения сопротивлений при комнатной температуре для всех образцов на чипе. Значения составили $582\text{--}612 \text{ k}\Omega$. Кроме того, была проведена проверка на наличие коротков на зеркало и между соседними детекторами. Далее мы исследовали образец в жидком гелии и получили зависимость сопротивления от температуры (рис. 3).

Черной стрелкой отмечена температура перехода образца в сверхпроводящее состояние T_c , которая составила 7.1 K и определялась, как температура, при которой $R = R_n/2$, где R_n — нормальное сопротивление сверхпроводника, равное $724 \text{ k}\Omega$, что соответствует $R_s = 1200 \Omega/\text{sq}$ при 20 K . Полученное значение критической температуры важно для дальнейшего понимания принципов работы детектора и для оценки величины тока распаривания.

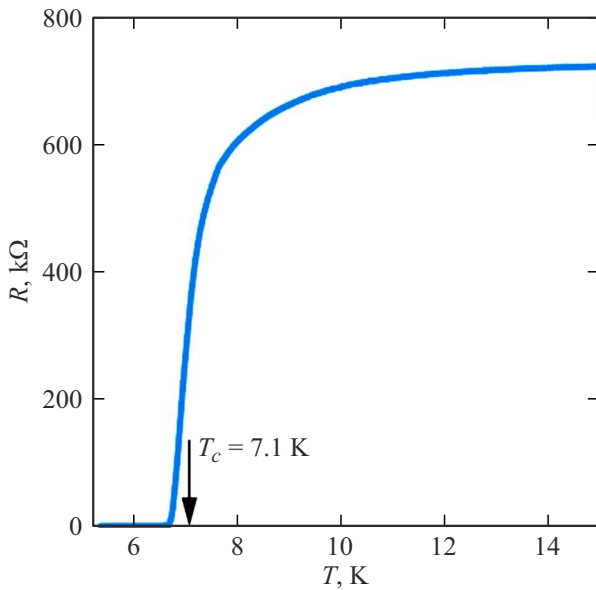


Рис. 3. Зависимость сопротивления R от температуры T . $R_n = 723 \text{ k}\Omega$ — нормальное сопротивление сверхпроводника. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c составляет 7.1 K и соответствует $R_n/2$, отмечено на графике черной стрелкой.

4. Оценка величины тока распаривания

Для того чтобы оценить величину тока распаривания, воспользуемся выражением из работы [28]:

$$I_{dep}(T) = 0.74w \frac{\Delta(0)^{3/2}}{eR_s \sqrt{\hbar D}} (1 - (T/T_c)^2)^{3/2}, \quad (1)$$

где $\Delta(0) = 1.764kT_c$ — энергия сверхпроводящей щели, e — заряд электрона, $D = 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$ — типичное значение коэффициента диффузии для NbN-пленки [29], $w = 500 \text{ nm}$ — ширина единичного сверхпроводящего детектора, $R_s = 980 \Omega/\text{sq}$ — сопротивление на квадрат при температуре 300 K , $T = 2.7 \text{ K}$ — базовая температура измерений, $T_c = 7.1 \text{ K}$ — критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние, полученная из зависимости сопротивления от температуры. Используя выражение (1), мы получаем, что ожидаемое значение тока распаривания для данных образцов равно $58.8 \mu\text{A}$ при температуре 2.7 K .

5. Обсуждение вольт-амперных характеристик

Для характеристики чипа были выбраны 8 полосок из 12 (образцы A1-A8). Чип с образцами размещался на держателе с платой, на которой были выполнены двенадцать 50-омных линий с общей землей. Каждая полоска была подсоединена к своей копланарной линии

для подачи напряжения или тока на полоску. Каждый образец смещается током либо напряжением по 2-точечной схеме, считывается отдельно и имеет свой шунтирующий smd резистор, соединенный с копланарной линией и общей землей. Схема для измерений вольт-амперных характеристик в режиме стабилизации по напряжению представлена на рис. 2, а. Подробно рассмотрим типичные вольт-амперные характеристики для образцов A1 и A2, изображенные на рис. 2, б. Для образца A1 зависимость представлена оранжевой кривой, а для образца A2 — зеленой. Черной стрелкой отмечено значение измеренного критического тока образца I_c^{sh} , находящегося в параллельной связке с шунтирующим резистором. Стоит отметить, что настоящей работе мы не подбирали оптимальное значение R_{sh} для устранения эффекта залипания, как это, например, делалось в работе [27], а лишь исследовали его влияние на вольт-амперные характеристики. Наклон вольт-амперной характеристики при нулевом напряжении смещения соответствует сумме сопротивлений проводов, сопротивления в адаптере смещения и сопротивления, которое определяется параллельным соединением остаточного сопротивления R_p образца и шунтирующего сопротивления R_{sh} . Из наклона вольт-амперных характеристик мы получили значения остаточных сопротивлений образцов R_p , которые составляют 20 и 1.4Ω для A1 и A2 соответственно. На рис. 3, б можно заметить, что образец A1 с высоким остаточным сопротивлением обладает большим критическим током $I_c^{sh} = 71.4 \mu\text{A}$ по сравнению с образцом A2, у которого $I_c^{sh} = 43 \mu\text{A}$. Очевидно, что значение критического тока не может превышать значение $I_{dep} = 58.8 \mu\text{A}$, и данное наблюдение можно интерпретировать следующим образом. Поскольку каждый образец шунтирован резистором с сопротивлением R_{sh} , общий ток перераспределяется между шунтирующим и остаточным сопротивлениями, следующим образом:

$$I = I_{sh} + I_d, \quad (2)$$

где I_{sh} — ток через шунт, I_d — ток через образец. Соотношение распределения токов зависит от соотношения R_p/R_{sh} в соответствии с выражением (3):

$$\frac{I_d}{I_{sh}} = \frac{R_{sh}}{R_p}, \quad (3)$$

где I_c — истинный критический ток образца. Данное выражение следует понимать следующим образом: если $R_p = 0$, то весь ток будет течь через образец, пока не достигнет $I_c^{sh} = I_c$. Однако, когда $R_p > 0$, схема будет работать как делитель тока, и часть тока пойдет через шунт, из-за чего для достижения в образце тока, равного I_c , потребуется больший ток ($I > I_c$). Таким образом, для вычисления истинного критического тока образца необходимо воспользоваться выражением

$$I_c = \frac{I_c^{sh}}{(1 + R_p/R_{sh})}. \quad (4)$$

Основные параметры исследуемых детекторов

Номер образца	I_c^{sh} , μA	R_p , Ω	I_c , μA	T , K	$I_c(T)/I_{dep}(T)$
A1	71.4	20	44.2	2.7	0.75
A2	43	1.4	41.1	2.7	0.7
A3	60	9.7	46.3	2.7	0.79
A4	46	10	32	2.7	0.54
A5	55	2.5	50.8	2.7	0.87
A6	48.2	0.5	47.6	2.7	0.8
A7	49	1.6	46.7	2.7	0.8
A8	40.5	13.3	28.8	2.7	0.49

Примечание. В соответствующих колонках слева направо в таблице отображены номер образца, I_c^{sh} — значение критического тока, полученное экспериментально для образца с шунтом, R_p — остаточное сопротивление сверхпроводника, I_c — критический ток сверхпроводника, полученный из выражения (4), T — базовая температура измерений, $I_c(T)/I_{dep}(T)$ — отношение критического тока к току распаривания I_{dep} , взятых при базовой температуре.

Из измеренного тока I_c^{sh} для образцов A1–A8, согласно выражению (4), мы получили значение критического тока I_c , которое варьируется от 29 до $5 \mu A$ при температуре 2.7 K (см. таблицу). Сравним полученный критический ток с максимально возможным током распаривания. Полученное соотношение критического тока к максимально достижимому $I_c(T)/I_{dep}(T)$ составляет 0.5–0.87. Стоит отметить, что два образца демонстрируют низкие показания $I_c(T)/I_{dep}(T) \sim 0.5$. Мы предполагаем, что занижение критического тока в NbN SMSPD может быть связано с поликристаллической структурой материала. Из-за кристалличности данного материала сверхпроводящие свойства пленки становятся чувствительны к различным дефектам подложки, что может приводить к появлению локальных дефектов пленки и отдалению критического тока от I_{dep} . Тем не менее большинство детекторов удовлетворяют условию $I_c(T)/I_{dep}(T) > 0.7$, при котором ожидается появление однофотонного отклика SMSPD [20]. Соотношение потенциально пригодных детекторов 75 % из восьми эквивалентных образцов. Максимальное значение $I_c(T)/I_{dep}(T)$ составляет 0.87 при температуре 2.7 K. Достижение такого высокого показателя обусловлено дизайном, предотвращающим эффект сгущения протекающего тока.

Выводы

Разработали дизайн многоэлементного сверхпроводящего однофотонного NbN-детектора большой площади. Ширина полосы каждого элемента составляет $0.5 \mu m$, из-за чего можно отнести данные детекторы к классу сверхпроводниковых детекторов с полоской микронной ширины (SMSPD, Superconducting microwire single-photon detector). Плавные изгибы сверхпроводящих полосок и уширения предотвращают эффект сгущения протекающего тока, благодаря чему у 75 % изученных образцов значение критического тока к току распарива-

ния $I_c(T)/I_{dep}(T)$ близко или даже превышает 0.7 при температуре 2.7 K, что говорит о пригодности данных образцов в качестве потенциальных однофотонных детекторов. Размер активной площади всего устройства составляет $45 \times 50 \mu m$, что подходит для согласования с многомодовым оптоволоком. Полученные результаты показывают, что наш многоэлементный детектор большой площади обладает преимуществом в факторе заполнения по сравнению с детекторами большой площади на основе нанопроволочных однофотонных сверхпроводниковых детекторов SNSPD и имеет большой потенциал для дальнейшей работы, посвященной разработке многоэлементного детектора большой площади. Будущая работа будет направлена на исследовании однофотонного отклика, изготовленного многоэлементного сверхпроводящего однофотонного NbN-детектора и подбору оптимального шунтирующего сопротивления.

Финансирование работы

Работа по разработке и изготовлению сверхпроводящих устройств выполнена при поддержке гранта РФФИ № 24-72-10105, экспериментальное исследование вольт-амперных характеристик осуществлено в рамках Программы фундаментальных исследований НИУ ВШЭ в 2025 г.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G.N. Goltsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, R. Sobolewski. Appl. Phys. Lett., **79** (6), 705 (2001). DOI: 10.1063/1.1388868
- [2] G. Goltsman, A. Korneev, A. Divochiy, O. Minaeva, M. Tarkhov, N. Kaurova, V. Seleznev, B. Voronov, O. Okunev, A. Antipov, K. Smirnov, Yu. Vachtomin, I. Milostnaya, G. Chulkova. J. Modern Optics, **56** (15), 1670 (2009). DOI: 10.1080/09500340903277750
- [3] B.A. Korzh, Q.-Y. Zhao, S. Frasca, J.P. Allmaras, T.M. Autry, E.A. Bersin, M. Colangelo, G.M. Crouch, A.E. Dane, T. Gerrits, F. Marsili, G. Moody, E. Ramirez, J.D. Rezac, M.J. Stevens, E.E. Wollman, D. Zhu, P.D. Hale, K.L. Silverman, R.P. Mirin, S.W. Nam, M.D. Shaw, K.K. Berggren. Nat. Photonics, **14**, 250 (2020). DOI: 10.1038/s41566-020-0589-x
- [4] I.E. Zadeh, J.W.N. Los, R.B.M. Gourgues, J. Chang, A.W. Elshaari, J.R. Zichi, Y.J. van Staaden, J.P.E. Swens, N. Kalhor, A. Guardiani, Y. Meng, K. Zou, S. Dobrovolskiy, A.W. Foghini, D.R. Schaart, D. Dalacu, P.J. Poole, M.E. Reimer, X. Hu, S.F. Pereira, V. Zwiller, S.N. Dorenbos. ACS Photonics, **7**, 1780 (2020). DOI: 10.1021/acsp Photonics.0c00433

- [5] J. Chiles, I. Charaev, R. Lasenby, M. Baryakhtar, J. Huang, A. Roshko, G. Burton, M. Colangelo, K. Van Tilburg, A. Arvanitaki, S.W. Nam, K.K. Berggren. *Phys. Rev. Lett.*, **128** (23), 231802 (2022). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.231802>
- [6] S. Wang, Z.Q. Yin, D.Y. He, W. Chen, R.Q. Wang, P. Ye, Y. Zhou, G.J. Fan-Yuan, F.X. Wang, W. Chen, Y.G. Zhu, P.V. Morozov, A.V. Divochiy, Z. Zhou, G.C. Guo, Z.F. Han. *Nature Photonics*, **16** (2), 154 (2022). DOI: 10.1038/s41566-021-00928-2
- [7] Y. Hochberg, I. Charaev, S.W. Nam, V. Verma, M. Colangelo, K.K. Berggren. *Phys. Rev. Lett.*, **123** (15), 151802 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.151802>
- [8] F. Xia, M. Gevers, A. Fognini, A.T. Mok, B. Li, N. Akbari, I.E. Zadeh, J.Q. Dregely, C. Xu. *ACS Photonics*, **8** (9), 2800 (2021). DOI: https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2021.AM3C.6
- [9] Y. Guan, H. Li, L. Xue, R. Yin, L. Zhang, H. Wang, G. Zhu, L. Kang, J. Chen, P. Wu. *Opt. Laser Eng.*, **156**, 107102 (2022). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2022.107102>
- [10] E.E. Wollman, J.P. Allmaras, A.D. Beyer, B. Korzh, M.C. Runyan, L. Narváez, W.H. Farr, F. Marsili, R.M. Briggs, G.J. Miles, M.D. Shaw. *Opt. Express*, **32** (27), 48185 (2024). DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.541425>
- [11] S. Steinhauer, S. Gyger, V. Zwiller. *Appl. Phys. Lett.*, **118** (10), 100501 (2021). DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0044057>
- [12] J. Huang, W. Zhang, L. You, C. Zhang, C. Lv, Y. Wang, X. Liu, H. Li, Z. Wang. *Supercond. Sci. Technol.*, **31** (7), 074001 (2018). DOI: 10.1088/1361-6668/aac180
- [13] I. Craiciu, B. Korzh, A.D. Beyer, A. Mueller, J.P. Allmaras, L. Narváez, M. Spiropulu, B. Bumble, T. Lehner, E.E. Wollman, M.D. Shaw. *Optica*, **10** (2), 183 (2023). DOI: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2210.11644>
- [14] W. Zhang, J. Huang, W. Zhang, L. You, C. Lv, L. Zhang, H. Li, Z. Wang, X. Xie. *IEEE Transactions Appl. Superconductivity*, **29** (5), 1 (2019). DOI: 10.1109/TASC.2019.2895621
- [15] L. Stasi, T. Taher, G.V. Resta, H. Zbinden, R. Thew, F. Bussi eres. *arXiv preprint arXiv:2406.15312* (2024)
- [16] G.V. Resta, L. Stasi, M. Perrenoud, S. El-Khoury, T. Brydges, R. Thew, H. Zbinden, F. Bussi eres. *Nano Lett.*, **23** (13), 6018 (2023). DOI: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.3c01228>
- [17] F. Gr unenfelder, A. Boaron, M. Perrenoud, G.V. Resta, D. Rusca, C. Barreiro, R. Houlmann, R. Sax, L. Stasi, S. El-Khoury, E. H anggi, N. Bosshard, F. Bussi eres, H. Zbinden. *Nature Photonics*, **17**, 422 (2023). DOI: <https://doi.org/10.1038/s41566-023-01168-2>
- [18] C. Pe a, C. Wang, S. Xie, A. Bornheim, M. Bar a, C.S. Mart n, V. Vega, A. Apresyan, E. Knehr, B. Korzh, L. Narv ez, S. Patel, M. Shaw, M. Spiropulu. *arXiv preprint arXiv:2410.00251* (2024).
- [19] M. Perrenoud, M. Caloz, E. Amri, C. Autebert, C. Sch unenberger, H. Zbinden, F. Bussi eres. *Supercond. Sci. Technol.*, **34** (2), 024002 (2021).
- [20] D.Yu. Vodolazov. *Phys. Rev. Appl.*, **7**, 034014 (2017). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.7.034014>
- [21] Y. Korneeva, D.Yu. Vodolazov, A.V. Semenov, I. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A.A. Korneev, G.N. Goltsman, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev. Appl.*, **9** (6), 064037 (2018). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.9.064037>
- [22] G.Z. Xu, W.J. Zhang, L.X. You, Y.Z. Wang, J.M. Xiong, D.H. Fan, L. Wu, H.Q. Yu, H. Li, Z. Wang. *Opt. Express*, **31** (10), 16348 (2023). DOI: 10.1364/OE.487024
- [23] J.S. Luskin, E. Schmidt, B. Korzh, A.D. Beyer, B. Bumble, J.P. Allmaras, A.B. Walter, E.E. Wollman, L. Narv ez, V.B. Verma, S.W. Nam, I. Charaev, M. Colangelo, K.K. Berggren, C. Pe a, M. Spiropulu, M.G. Sciveres, S. Derenzo, M.D. Shaw. *Appl. Phys. Lett.*, **122** (24), 243506 (2024). DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0150282>
- [24] A.J. Kerman, J.K.W. Yang, R.J. Molnar, E.A. Dauler, K.K. Berggren. *Phys. Rev. B—Condensed Matter Mater. Phys.*, **79** (10), 100509 (2009). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.100509>
- [25] M.W. Brenner, D. Roy, N. Shah, A. Bezryadin. *Phys. Rev. B—Condensed Matter Mater. Phys.*, **85** (22), 224507 (2012). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.224507>
- [26] H.L. Hortensius, E.F.C. Driessen, T.M. Klapwijk, K.K. Berggren, J.R. Clem. *Appl. Phys. Lett.*, **100** (18), 182602 (2012). DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4711217>
- [27] Yu.P. Korneeva, N.N. Manova, M.A. Dryazgov, N.O. Simonov, Ph.I. Zolotov, A.A. Korneev. *Supercond. Sci. Technol.*, **34** (8), 084001 (2021). DOI: 10.1088/1361-6668/ac0950
- [28] J.R. Clem, V.G. Kogan. *Phys. Rev. B*, **86**, 174521 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.86.174521
- [29] A. Semenov, B. G unther, U. B ottger, H. H ubers, H. Bartolf, A. Engel, A. Schilling, K. Ilin, M. Siegel, R. Schneider, D. Gerthsen, N. Gippius. *Phys. Rev. B*, **80**, 054510 (2009). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.054510>