

Прогресс технологии RFTES-детекторов

© С.В. Шитов,^{1,2} Т.М. Ким,¹ Л.С. Соломатов,¹ Н.Ю. Руденко,¹ А.В. Меренков,¹ Ан.Б. Ермаков,² В.И. Чичков¹

¹Национальный исследовательский технологический университет „МИСИС“,
119049 Москва, Россия

² Институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН,
125009 Москва, Россия
e-mail: SergeyZe@gmail.com

Поступило в Редакцию 16 мая 2024 г.

В окончательной редакции 16 мая 2024 г.

Принято к публикации 16 мая 2024 г.

Рассмотрено современное состояние исследований и разработок отечественной технологии детектирования сверхслабых терагерцовых сигналов на основе высокочастотного разогрева сверхпроводящего абсорбера комбинацией токов резонатора на частотах около 1.5 GHz и сигнала с планарной антенны в диапазоне частот 550–750 GHz при температурах 50–400 mK, названной RFTES-технологией. Новая технология имеет своей целью создание прямых детекторов терагерцового диапазона аттоваттной чувствительности и уже продемонстрировала функционал, близкий к теоретически возможному для экспериментальных условий. Проводится сравнение с известными сверхпроводящими детекторами, обсуждаются конкурентные преимущества и перспективы для применения в интегральных схемах, включая многоэлементные изображающие матрицы, а также обнаруженный недавно сильный кинетический эффект в пленке гафния при температурах около 100 mK. Проанализированы перспективы развития технологии RFTES в направлении создания более сложных устройств таких, как дифференциальные детекторы и активные интегральные детекторы с квантовой чувствительностью, а также источники термодинамического шума для калибровки терагерцовых детекторов с пиковаттным тепловыделением.

Ключевые слова: сверхпроводящий абсорбер, пленки гафния, ниобий, RFTES-технологии.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58341.168-24

Введение

При разработке новой технологии детектирования и визуализации сверхслабых терагерцовых сигналов, которую мы назвали Radio Frequency Transition Edge Sensor (RFTES), ставилась цель создать детектор, соединяющий лучшие свойства таких зрелых технологий как TES (Transition Edge Sensor), MKID (Microwave Kinetic Inductance Detector), НЕВ (Hot Electron Bolometer) [1–8]. При выборе названия мы руководствовались устоявшимися на тот момент международно признанными терминами на английском языке, которые будем использовать ниже. Базовый принцип работы RFTES-детектора, описанный в работе [9], задумывался как новый способ измерения сопротивления сверхпроводящей пленки вблизи ее критической температуры с помощью токов СВЧ резонатора. Использование коаксиальных кабелей и полное отсутствие проводов с постоянным током обеспечивают такому измерению высокую помехозащищенность без применения каких-либо специальных фильтров. В RFTES-детекторе также, как и в НЕВ-детекторе, поглотитель и термометр объединены в одном общем объеме микромостика, что позволяет кардинально снизить уровень противоречия между чувствительностью и быстродействием болометра. Такой детектор можно также называть НЕВ-детектором с СВЧ считыванием, но высокая доля новаторских решений и более широкий

спектр применений, описанных в настоящей работе, делает целесообразным сохранять исторически сложившееся название RFTES.

Современной тенденцией развития детекторных технологий является создание изображающих матриц, в которых пиксели считываются по параллельным каналам, что позволяет сократить время картографирования небесных объектов за счет параллельного накопления сигнала. Для защиты от нежелательного тепла охлаждаемые детекторы объединяются в матрицу методом частотной селекции (Frequency Domain Multiplexing, FDM) [6,10,11] с помощью высокочастотных фильтров, настроенных на индивидуальные не совпадающие частоты, что является одним из базовых принципов радиосвязи; это позволяет считывать матрицу резонаторов, используя один единственный физический канал — коаксиальный кабель, а в случае MKID и RFTES отказаться от низкочастотного сквид-усилителя в пользу стандартного полупроводникового усилителя СВЧ. Технология MKID использует метод FDM на частотах порядка 10 GHz с применением планарных сверхпроводящих резонаторов, которые выполняют функцию фильтра-пробки (band-stop filter), пропускание которой управляется нелинейным импедансом пленочного микропоглотителя Z_B , как представлено на рис. 1. Этот принцип хорошо известен в радиотехнике и уже более полувека применяется в частотомерах, где механическое изменение длины резо-

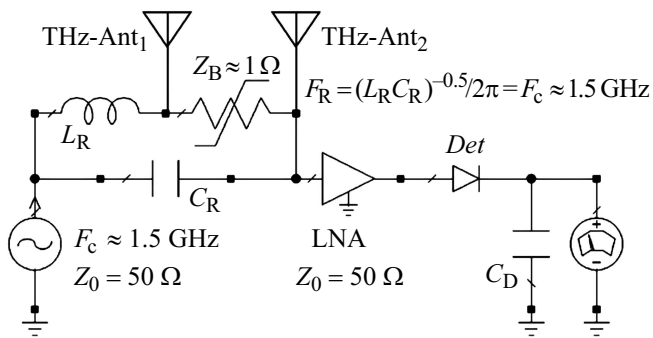


Рис. 1. Концептуальная эквивалентная схема приемника с RFETES-детектором. Принцип работы — модуляция несущей с помощью резонансной фильтр-пробки на частоте F_c за счет изменения ее добротности. Антенная решетка (THz-Ant₁ и THz-Ant₂) обеспечивает направленный прием терагерцового излучения, которое разогревает термистор Z_B .

натора позволяет найти неизвестную частоту по узкому и глубокому минимуму пропускания мощности [12]. Схема селекции с помощью фильтра-пробки (рис. 1) в планарном исполнении обладает универсальной применимостью в широком диапазоне импеданса поглотителя Z_B и может быть оптимизирована для распределенного резонатора. При этом мостик-поглотитель в зависимости от его импеданса следует включать в разные точки распределенного резонатора, так как амплитуда тока в распределенном резонаторе меняется вдоль его длины. Резюмируя, прямые детекторы, работающие в режиме FDM, являются модуляторами зондирующего сигнала, а следовательно — безразмерными линейными преобразователями мощности [W/W], и коэффициент передачи сигнала может быть охарактеризован в рамках понятиях „коэффициент передачи мощности“ и „модуляция несущей“, а прямое преобразование мощности в напряжение или ток (квадратичное детектирование) происходит в одном из последних (буферных) каскадов такого приемного устройства (*Det* — на рис. 1).

В работе [7] был описан детектор, представляющий собой НЕВ, работающий при сверхнизкой температуре и имеющий рекордную чувствительность порядка 10^{-20} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Облучение терагерцовыми фотонами меняло сопротивление R микромостика на основе Ti с электронным газом вблизи критической температуры мостика T_c , и такой отклик измерялся на постоянном токе с использованием сквид-усилителя. Считалось, что измерение терморезистивного датчика такого типа с применением метода FDM на СВЧ, скорее всего, невозможно или как минимум не эффективно [13]. Однако нам удалось разработать систему считывания микромостика из Hf с применением СВЧ резонатора и продемонстрировать, что это не так [14,15]. Перспективность RFETES-технологии можно охарактеризовать как сочетание предельно высокой чувствительности с высокой стабильностью и быстродействием, достаточных для создания эффективного прямого детектора, для которого не тре-

буется сквид-усилитель, а также возможна интеграция в изображающую FDM-матрицу с частотами считывания порядка 1 GHz.

Известно, что в области сверхпроводящего перехода доминирует активная составляющая нелинейного СВЧ импеданса, и пиксели RFETES-матрицы, в отличие от матрицы MKID, практически не меняют свою резонансную частоту ни при изменении мощности несущей, ни в зависимости от приращения мощности терагерцового опорного генератора, что делает их управление проще. В добавок диапазон частот принимаемых сигналов RFETES может простираться от единиц GHz до дальнего инфракрасного диапазона, а рабочие температуры могут быть повышены до 400 mK [15], что делает доступными сорбционные криостаты. Эти черты в перспективе благоприятствуют более широкому применению RFETES-детекторов как универсальных сенсоров, в том числе для фундаментальных исследований терагерцовых космических излучений, в частности, на борту космических обсерваторий. В настоящей работе анализируется прогресс RFETES-технологии: краткая история создания, сегодняшний статус и некоторые перспективы развития.

1. Экспериментальное исследование при 4 K и 400 mK

Исследование новой технологии было начато в коллаборации с немецкими коллегами на площадке университета Карлсруэ с построения электромагнитного прототипа, изготовленного полностью из ниобия, что позволило провести сравнительно простые эксперименты при температурах жидкого гелия около 4 K, и подтвердить как исходную концепцию, так и используемые методы конструирования и анализа [14].

Для приема терагерцового излучения от черного тела, находившегося при комнатной температуре, были использованы криостат с оптическим окном и чип с интегрированной двухщелевой планарной антенной диапазона 550–750 GHz (рис. 2). Резонансный фильтр-пробка был разработан на основе четвертьволнового отрезка копланарного волновода с частотой около 5.4 GHz, что позволило реализовать компактную конструкцию чипа. Уже при температурах жидкого гелия были получены интересные результаты и продемонстрирована весьма высокая практическая чувствительность предложенных детекторов (Noise Equivalent Power, NEP) около 10^{-14} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [16,17]. Эти работы ясно показали перспективность новой концепции и целесообразность перехода на более низкие температуры.

Исследования при сверхнизких температурах были начаты на площадке НИТУ МИСИС в 2014 г., где был создан и продемонстрирован ряд экспериментальных образцов RFETES на основе мостиков из пленок гафния. Критическим этапом исследования стала демонстрация высокочастотного разогрева мостика током опорного

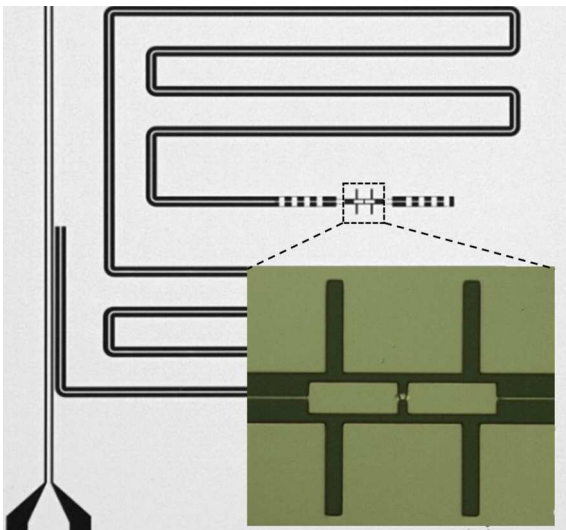


Рис. 2. Фотография чипа с RFQES-детектором *C*-типа. На вставке с увеличением показана терагерцовая двухщелевая антенна с мостиком из гафния в центре. Четвертьволновой резонатор из ниобия на частоту 1.5 GHz свернут для компактности. Мостик-поглотитель расположен вблизи открытого конца резонатора, где импеданс включения составляет около 1 Ohm.

сигнала (несущей) около 1.5 GHz и плавного подавления сверхпроводимости. Измерения теплопроводности методом замещения теплового стока мощностью несущей при сохранении добротности позволили убедиться, что электронная подсистема проявляет свойства электронного газа в диапазоне температур 100–300 mK [18].

Использованные материаловедческие подходы позволили продемонстрировать тонкие (50–80 nm) пленки гафния с критической температурой в диапазоне 200–400 mK; мостики из такого материала технологически совместимы с микрорезонаторами из ниобия $Q \sim 10\,000$ и проявляют нелинейность на СВЧ токе, аналогичную сверхпроводящему переходу. В течение следующих этапов исследования были разработаны новые методы тестирования RFQES-детекторов внутри криостата растворения [19]. Для измерения скорости реакции болометра был использован метод разогрева на гармонике резонатора; экспериментально измеренное время отклика составило около $3\ \mu\text{s}$, что хорошо сочетается с временем реакции высокочастотного резонатора. Недавно было показано, что чувствительность экспериментальных чипов хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями для рекордных на сегодня НЕВ-детекторов с электронным газом, а особенности описываются оригинальными математическими моделями, учитывающими как эффект аномального скин-эффекта [20] в тонких пленках сверхпроводящего гафния, так и электротермическую обратную связь в цепях несущей аналогично [3]. Оптическая чувствительность экспериментальных детекторов была исследована методом чернотельного излучателя в диапазоне частот

550–750 GHz, и было получено значение NEP около $10^{-17}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ [15], что практически совпало с теоретическим предсказанием, определяемым геометрией конкретного образца (мостика размером $2 \times 2\ \mu\text{m}$), а также подтвердило целесообразность дальнейших усилий в направлении получения чувствительности порядка $10^{-20}\ \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$, что лежит на уровне шума космического фона и делает технологию RFQES интересной темой в области прикладных сверхпроводящих наносистем. Для развития в этом направлении следует планировать переход на субмикронную литографию микромостиков, например, к размеру $0.2 \times 0.2\ \mu\text{m}$, что позволит увеличить чувствительность RFQES-детектора сразу на 2 порядка при тех же рабочих температурах.

2. Перспективы снижения физической температуры детектора

Важной частью концепции RFQES является метод получения нелинейного импеданса на частоте несущей в условиях неравновесного разогрева электронной подсистемы вблизи T_c . Нами был проведен анализ теории Маттиса-Бардина [20], положения которой были использованы для критики [21] новой технологии, предсказывая снижение крутизны dR/dT сверхпроводящего перехода, измеряемого на высокой частоте. Аргументом являлось то, что в области частот, когда энергия фотона близка у энергии щели сверхпроводника, $hf \approx 2\Delta$, вероятность полного распаривания сверхпроводящих носителей при поглощении фотонов близка к 100% независимо от температуры, т.е. ток создается нормальными электронами; это же условие возникает вблизи критической температуры T_c , когда энергия щели $\Delta(T_c) \rightarrow 0$, и, следовательно, температурная нелинейность высокочастотного импеданса вблизи T_c должна отсутствовать. Следуя этой логике, уменьшение T_c при заданной частоте несущей, приводящее к снижению Δ , должно дополнительно ухудшить работу RFQES при сверхнизких температурах. Однако проведенное нами численное моделирование с использованием результатов теории Маттиса-Бардина показало, что:

1) вблизи T_c выполняется соотношение $dT \cdot k_B \sim hf$, т.е. размытие области температур сверхпроводящего перехода dT имеет в своей физической основе сдвиг эффективной температуры электронной подсистемы пленки на температуру, пропорциональную энергии фотона несущей, и слабо зависит от конкретного значения целевой энергии, если целевая энергия при нулевой температуре не слишком мала, $\Delta(0) \gg hf$, что видно из данных рис. 3;

2) стремление к максимальной крутизне не является необходимым условием получения фундаментальной чувствительности RFQES-детектора, что подтверждается электромагнитными расчетами с учетом „размытых“ зависимостей $R(T, f_c)$ [15].

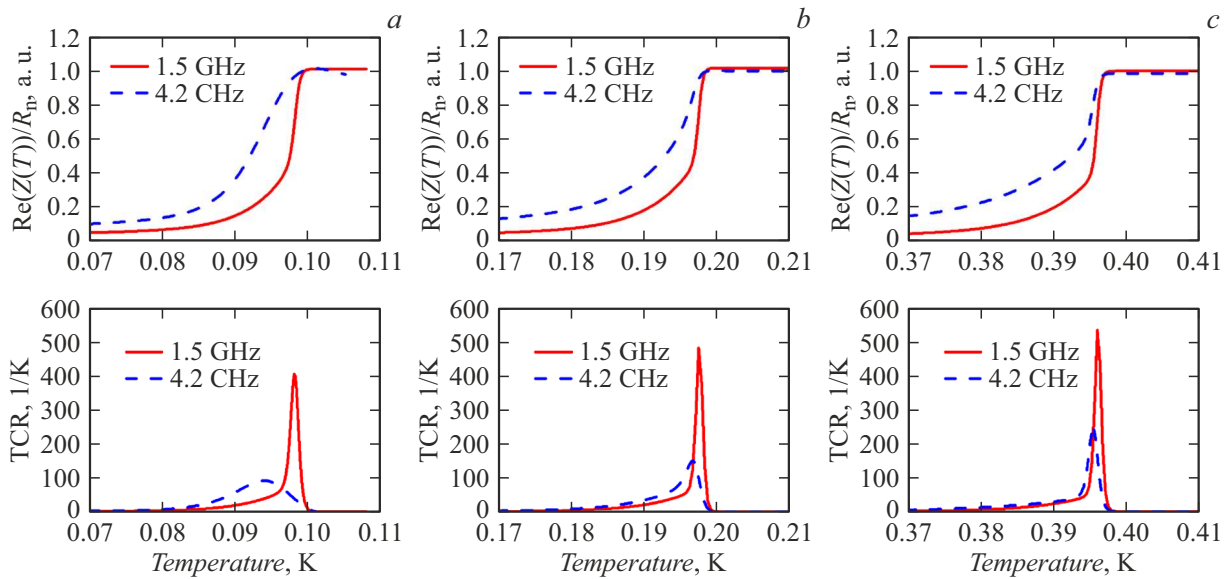


Рис. 3. Нормированные зависимости активной компоненты нелинейного импеданса $\text{Re}(Z(T))$, рассчитанные по теории Маттиса-Бардина [20] для гипотетических аналогов пленки сверхпроводящего гафния, имеющих разные критические температуры, для двух разных частот: 1.5 и 4.2 GHz (верхний ряд). Температурный коэффициент сопротивления $\text{TCR} = d\text{Re}(Z(T))/dT$ (нижний ряд) рассчитан для тех же критических температур: 100 (a), 200 (b) и 400 mK (c). Для сравнения все зависимости приведены в температурном диапазоне 40 мК. Видно, что деградацией TCR на частоте 1.5 GHz можно пренебречь.

Расчет показывает, что для заданной частоты несущей f_c и сопротивления мостика R_p крутизна сверхпроводящего перехода dR/dT слабо зависит от Δ . Отсюда можно сделать вывод, что использование пленок гафния с сильным эффектом близости может стать решением для продвижения технологии RFTES в область температур около 100 мК и ниже, что позволяет снизить NEP пропорционально T^{-4} , т.е. более чем на 2 порядка при переходе от температуры 400 мК к температуре 100 мК при сохранении тех же геометрических параметров мостика.

3. Кинетический эффект

Главным отличительным признаком RFTES-технологии является диссипативный отклик мостика вблизи T_c , который выражается в уширении резонансного поглощения чипа и уменьшении его глубины. Однако незначительное смещение резонансного провала коэффициента пропускания чипа S_{21} все же имеет место [15]. Это объясняется кинетической индуктивностью сверхпроводящей пленки, когда имеет место либо малая плотность сверхпроводящих носителей, либо большая плотность сверхпроводящего тока высокой частоты, распаривающая значительную часть таких носителей. В отличие от MKID кинетическая индуктивность не может играть существенной роли в токовом транспорте RFTES, где доминируют нормальные электроны, запертые в объеме мостика за счет андреевских зеркал [22], тем более что мостик включается в области малого тока вблизи открытого конца резонатора, как представлено на рис. 2.

В ходе экспериментальных исследований мы попытались разобраться с, казалось бы, побочной проблемой — у некоторых образцов не обнаруживались резонансы. Это можно было объяснить несколькими причинами, которые следует отнести к известным проблемам технологического процесса, когда нанесение нижнего слоя поглотителя и верхней пленки электродов производится с разрывом вакуума. Следствиями могут быть: 1) недостаточное качество пленки гафния, когда в диапазоне рабочих температур пленка не переходит в сверхпроводящее состояние; 2) резистивный (не сверхпроводящий) контакт мостика в области перекрытия с электродами; 3) полное отсутствие проводящего контакта мостика к одному или обоим электродам из ниобия из-за загрязнения интерфейса. Первый и второй случай приводят к тому, что резонанс сложно различить, так как резонатор настолько сильно демпфирован, что его амплитуда очень мала, а полоса несопоставимо шире ожидаемой. Третий случай должен бы приводить к смещению резонанса в сторону более высоких частот, которые не входят в рабочий диапазон используемого в системе буферного усилителя 1.35–1.6 GHz. Было принято решение модифицировать абсорбер, в частности заменить небольшую площадь контактов микромостика на широкий подслей гафния, как показано на рис. 4, что должно было исключить влияние контактов, или, по крайней мере, сделать вносимый ими импеданс малым за счет большой емкости такого перекрытия. Аналогичный подход использовался в прототипе из ниобия на ранней стадии исследования [14,16,17].

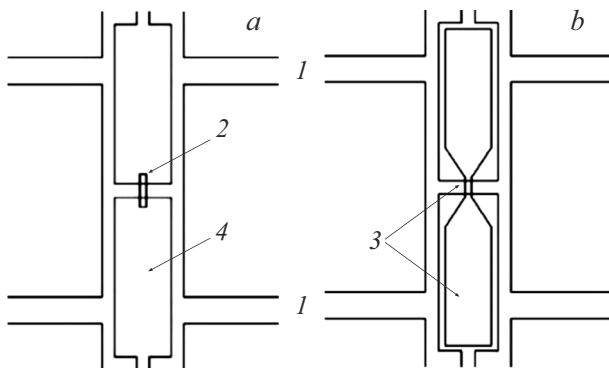


Рис. 4. Топология двух вариантов контакта пленки гафния к электродам из ниобия в составе терагерцовой двухщелевой антенны (вид в плане, сплошными линиями показаны границы пленок); антенна (1) показана не полностью (см. рис. 2): *a* — пленка гафния (2) толщиной 50 нм в виде короткого мостика $2 \times 2 \mu\text{m}$, соединяющего электроды из ниобия с перекрытием $2 \times 2 \mu\text{m}$; *b* — пленка гафния (3), образующая такой же мостик, но имеющая расширение под электродами из ниобия (4).

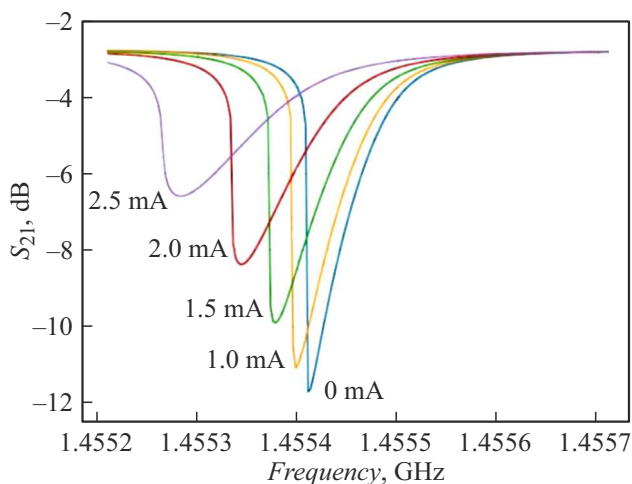


Рис. 5. Отклик RF-TES-детектора с сильным эффектом кинетической индуктивности на оптический сигнал от чернотельного излучателя в диапазоне токов разогрева черного тела 0–2.5 мА (мощность оптического сигнала $P_s = 0 - 1 \text{ pW}$) [19]. Мощность свипруемой несущей на входе чипа неизменна, -80 dBm (10 пВт), температура чипа 70 мК.

Измерения дали несколько неожиданный и интересный результат. Критическая температура пленки гафния составила около 210 мК, и возник эффект, который можно объяснить сильной кинетической индуктивностью, которую нам не удавалось наблюдать ранее. При повышении уровня несущей уже на малых мощностях резонансная кривая становится несимметричной и характеризуется мягким нелинейным резонансом, который весьма чувствителен к чернотельному излучению и аналогично МКID откликается и на физический разогрев и на облучение сдвигом в область низких частот (рис. 5).

Из рис. 5 видно, что левый склон резонансной кривой обладает чрезвычайно высокой крутизной dS_{21}/df и, как следствие, детектор демонстрирует коэффициент преобразования мощности входного сигнала на частоту несущей более 10 dB (рис. 6). Такое поведение RF-TES можно объяснить качественно уменьшением (исчезновением) эффекта андреевских зеркал [22].

Ожидалось, что за счет эффекта близости между подслоем гафния и накрывающей его пленкой ниобия произойдет усиление сверхпроводимости в гафнии, и андреевские зеркала на границе подводящих электродов и сужения сохранятся как минимум на частоте смещения около 1.5 GHz. Если на такой границе нет зеркал, то исчезает препятствие для быстрого ухода горячих электронов из малого объема мостика в большой объем гафния под электродами, и нагрев электронной подсистемы в области мостика становится невозможным (малоэффективным). Логично предположить, что увеличение плотности тока в области сужения (в мостике) приводит к возникновению нелинейного кинетического эффекта. Известно, что концепция МКID построена на распаривании без нагрева, т.е. без появления значительного числа неравновесных (горячих) электронов, что означает $2\Delta/h \leq f_s$ (f_s — частота сигнала). Иными словами, почти вся энергия фотона тратится на разрыв пары, а на тепловое взаимодействие с квазичастицами остается пренебрежимо малая энергия. В нашем случае в силу малой энергии щели гафния это

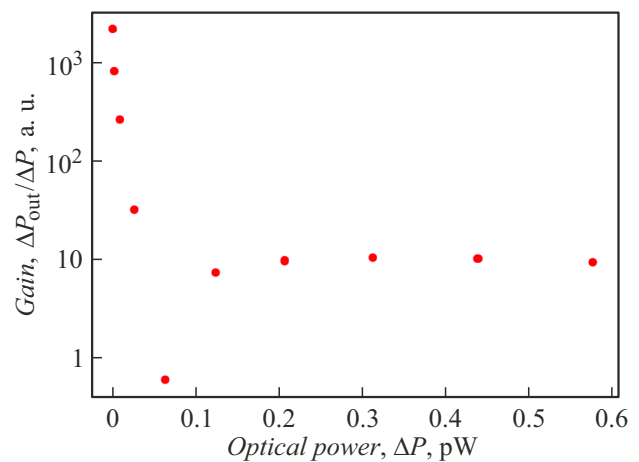


Рис. 6. Коэффициент преобразования чернотельного (ЧТ) излучения (Optical Power) в диапазоне температур черного тела 1–10 К в вариацию мощности несущей при фиксированной частоте 1.4554 GHz. Калибровка оптической мощности проведена аналогично работе [19] с учетом формулы Планка. Пик резонансной кривой смещается, как показано на рис. 5, и для излучения ЧТ менее 0.1 пВт частота 1.4554 GHz приходится на крутой левый склон резонансной кривой (Gain больше), а для больших мощностей — на правый более пологий склон (Gain меньше). Приращение выходной мощности детектора имеет разный знак в зависимости от положения минимума $S_{21}(f)$ относительно частоты несущей; для построения графика использован модуль такого приращения, ΔP_{out} .

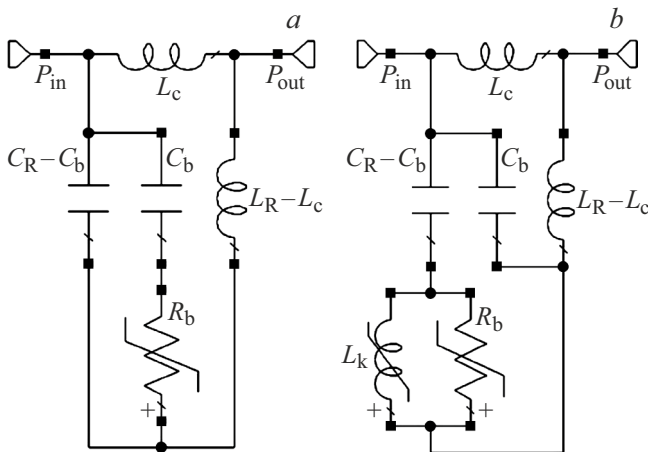


Рис. 7. Упрощенные эквивалентные схемы чипа RFETES-детектора *C*-типа: *a* — в резистивном приближении; *b* — с учетом кинетического эффекта, описываемого нелинейной индуктивностью L_k . Для простоты терагерцовые антенны, которые представлены на рис. 1, не показаны. Частота резонатора определяется значениями L_R и C_R , а глубина провала — коэффициентом связи с линией возбуждения, индуктором L_c . Для RFETES *C*-типа добротность резонатора настраивается с помощью делителя тока $C_b/(C_R - C_b)$. Заметим, что терминалы вход/выход на чипе взаимозаменяемы.

условие не выполняется, а выполняется соотношение $2\Delta/h \approx 20 \text{ GHz} \leq f_s \approx 650 \text{ GHz}$. Можно предположить, что большие объемы пленки гафния под электродами из ниобия являются поглотителями энергичных квази-частиц, которые рождаются в мостике, так как разница между энергиями сигнального фотона и щели велика. Если такая интерпретация верна, то широкий подслей помогает избежать увеличения плотности неравновесных квази-частиц в мостике, что благоприятно в свете концепции МКИД. Заметим, что в нашем случае такой отток горячих (неравновесных) квази-частиц проявляется не только на частоте терагерцового сигнала f_s , но и на низкой частоте несущей f_c .

Таким образом, изменение конфигурации абсорбера выявило сильный кинетический эффект, который достигает своей предельной нелинейной формы — мягкого резонанса с гистерезисом и крутизной $dS_{21}/df \rightarrow \infty$ на частоте воздействия около 1.5 GHz, демонстрируя весьма умеренный разогрев электронной подсистемы в пленочном микромостике на основе гафния. Резюмируя, новые экспериментальные данные свидетельствуют в пользу существования андреевских зеркал в случае коротких мостиков, что обсуждалось ранее [15,18], а необычный кинетический режим RFETES с новой конфигурацией абсорбера заслуживает более подробного изучения.

Данные эксперимента позволяют провести некоторые теоретические оценки, для чего можно использовать эквивалентные схемы RFETES, представленные на рис. 7. Приращение кинетической индуктивности L_k

при $T = 70 \text{ mK}$ можно оценить по сдвигу центральной частоты резонатора относительно оси симметрии, используя данные с рис. 5 и электромагнитную модель RFETES, представленную на рис. 7, *b* в приближении малых потерь ($Y_b \rightarrow 0$).

Эксперимент показал, что при малой мощности несущей $P_c \approx -105 \text{ dBm}$ (на чипе) нелинейный эффект мал, и резонансная кривая S_{21} на частоте вблизи $f_c = 1.45545 \text{ GHz}$ имеет симметричную форму. Расчет с использованием ЭМ модели, представленной на рис. 7, *b*, позволяет оценить ток в мостике как $0.33 \mu\text{A}$. При подаче на чип увеличенной мощности несущей $P_c \approx -80 \text{ dBm}$ ток через мостик составляет около $6 \mu\text{A}$, и наблюдается искажение — сдвиг нижней точки резонанса вниз по частоте на примерно 50 kHz (рис. 5, кривая 0 mA), что, согласно расчету, соответствует добавочной индуктивности мостика $dL_{k1} \approx 0.11 \text{ nH}$. Такой же сдвиг частоты дает оптическая мощность $P_{s1} \approx 0.15 \text{ pW}$, когда используется малая неискажающая мощность несущей $P_c \approx -105 \text{ dBm}$. При оптической мощности $P_{s2} \approx 1 \text{ pW}$ (кривая 2.5 mA , рис. 5) в мостике возникает дополнительная индуктивность, для которой ЭМ модель предсказывает $dL_{k2} \approx 0.33 \text{ nH}$. Приблизительно такое же смещение частоты происходит при повышении температуры чипа до $T \approx 200 \text{ mK}$, что уже близко к критической температуре мостика. На основе этих пар данных можно решить задачу относительно концентрации сверхпроводящих носителей n_s и верифицировать модель кинетического эффекта. Будем исходить из известного соотношения для кинетической индуктивности квадрата тонкой сверхпроводящей пленки в приближении фиксированной концентрации сверхпроводящих носителей n_s :

$$L_{k\Box}(n_s) = \frac{m}{n_s e^2 d}, \quad (1)$$

Ясно, что приращение индуктивности происходит из-за изменения концентрации вследствие распаривания сверхпроводящих носителей под действием терагерцовых фотонов. Заметим, что экспериментальная пленка имеет равные ширину и длину, т.е. составляет около 1 квадрата (рис. 4, *b*). Оценим изменение концентрации dn_s , используя рассчитанные из эксперимента приращения индуктивности $dL_{k\Box}$ для оптического сигнала мощностью 0.15 и 1 pW, как обсуждалось выше:

$$\frac{dL_{k\Box}}{dn_s} = -\frac{m}{n_s^2 e^2 d}. \quad (2)$$

Для этого представим оптическую мощность как поток фотонов N_{ph} со средней частотой в диапазоне антенны около 650 GHz: $N_{ph2} \approx 2.3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ для $P_{s2} = 1 \text{ pW}$, что с учетом геометрии (объема) мостика дает плотность потока фотонов $n_{ph2} \approx 2.58 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Для мощности 0.15 pW поток фотонов составит $N_{ph1} \approx 3.5 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$, а плотность потока $n_{ph1} \approx 1.74 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$. Будем считать, что все фотоны поглощаются сверхпроводящими носителями, которые распариваются, и в отсутствие

андреевских зеркал тепло быстро уносится квазичастицами из объема мостика, не нагревая его. Число одновременно возбужденных (распаренных) сверхпроводящих носителей будет зависеть от времени жизни возбужденного состояния τ , которое будет определяться временем рекомбинации. Будем считать его равным времени электрон-фононного взаимодействия, и можно принять для $T = 200$ мК $\tau_2 \approx 0.2$ ns, и для $T = 100$ мК $\tau_1 \approx 1$ ns. Это значит, что при коротком времени рекомбинации (при коротком времени жизни горячих квазичастиц) в процесс переноса будет вовлечено число пар меньше, чем число фотонов, приходящих за секунду, и эффект изменения концентрации будет меньше

$$n_{ph}\tau = dn_s. \quad (3)$$

Запишем систему уравнений для двух полученных приращений кинетической индуктивности dL_{k1} и dL_{k2} и соответствующих им концентраций фотонов и решим ее относительно n_s :

$$\begin{aligned} L_k(n_s - n_{ph1}\tau_1) - L_k(n_s) &= dL_{k1}, \\ L_k(n_s - n_{ph2}\tau_2) - L_k(n_s) &= dL_{k2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Решение (4) дает весьма низкую концентрацию сверхпроводящих носителей $n_s \approx 3.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Важно, что наличие решения системы уравнений (4) зависит от выбранных параметров τ_1 (100 мК) и τ_2 (200 мК), которые не противоречат известным экспериментальным данным, например [23]. Отметим также, что экспериментально полученный индуктивный отклик, возникающий при оптическом воздействии одинаковой мощности, не зависит от мощности несущей, что подтверждает независимое воздействие на электронную подсистему несущей на частоте около 1.5 GHz и сигнала на частоте около 650 GHz. При увеличении мощности несущей меняется лишь симметрия резонансной кривой: нижний по частоте склон становится круче, а верхний — более пологим, что неизбежно отражается и на коэффициенте преобразования dS_{21}/dT , который может превышать 10 dB. Таким образом, мы продемонстрировали эффективный режим нелинейной кинетической индуктивности в детекторе, построенном по другим правилам, чем MKID, но обладающем похожими, и даже более высокими передаточными характеристиками.

Проведем сравнительную оценку шумов MKID- и RFTES-режимов нашего детектора. Нелинейная кинетическая индуктивность связана напрямую с изменением концентрации сверхпроводящих носителей, т.е. имеет место стохастический процесс распада и рекомбинации куперовских пар, сопровождаемый электронным шумом не тепловой природы. В концепцию MKID входит условие достаточно малого объема пленки (размер порядка длины свободного пробега), в котором энергия щели ниже, чем в электродах, и в котором заперты как сверхпроводящие носители, так и релаксирующие квазичастицы, что в случае нашего „MKID“, очевидно, не выполняется.

В запертом объеме при малой энергии щели неизбежен разогрев электронной подсистемы, что, с одной стороны, благоприятно для распаривания с участием терагерцовых фотонов (концепция RFTES), но, с другой стороны, разогрев стимулирует накопление тепловых квазичастиц и „темновое“ распаривание за счет мощности несущей, что противоречит концепции MKID. Эти же паразитные эффекты ограничивают уровень несущей, необходимый для возбуждения резонатора и считывания состояния MKID. Резюмируя, режимы RFTES и MKID имеют противоречивые условия оптимизации, которые не могут быть реализованы для одного и того же материала и для одной и той же температуры. Это затрудняет прямое сравнение двух типов детекторов.

Инвазивное считывание лежит в основе технологии RFTES, однако в концепции MKID инвазивное воздействие на резонатор приводит к появлению избыточного рекомбинационного шума, который известен как фундаментальное ограничение на NEP (на пороговую чувствительность) MKID [24–26]:

$$\begin{aligned} NEP_{GR} &= 2\Delta \sqrt{\frac{N_{eq}}{\tau_{qp}}}, \\ N_{eq} &= n_0V. \end{aligned} \quad (5)$$

Для RFTES с коротким мостиком предполагается другая статистика шумов: вблизи T_c концентрация куперовских пар мала, и энергия щели также мала, что позволяет пренебречь рекомбинационным шумом по сравнению с тепловым шумом нормальных электронов в режиме электронного газа. Для RFTES можно ограничиться главной составляющей NEP-членом, представляющим тепловой шум электронного газа:

$$\begin{aligned} NEP_{RFTES} &= \sqrt{4GT_e^2k_B}, \\ G &= n\Sigma N_{eq}T_e^n \end{aligned} \quad (6)$$

и затем оценить отношение чувствительности MKID и RFTES как отношение

$$\alpha = \frac{NEP_{GR}}{NEP_{RFTES}} = \frac{2\Delta}{\sqrt{4n\Sigma T_e^n T_e^2 k_B \tau_{qp}}}, \quad (7)$$

n_0 — это концентрация (плотность) равновесных квазичастиц, в объеме мостика V ; Σ — материальный параметр $(12.5 \pm 2) \cdot 10^8 \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K}^6)$; показатель степени n в наших экспериментах составил $n = 5$ [18]. Заметим, что тепловой шум также присутствует в MKID, но не учтен в (7). Оценки показывают, что $\alpha \approx \Delta_{MKID}/\Delta_{RFTES}$, т.е. RFTES имеет преимущество при условии равной рабочей температуры адсорбера.

Как дополнение заметим, что инвазивный сигнал считывания в случае обоих детекторов приводит к генерации квазичастиц фотонами считывания. При этом увеличивается не только N_{eq} , но и шум вызванный фотонами несущей (фотонный NEP несущей). Поскольку рекомбинационный шум принципиально важен для

MKID, при считывании используют предельно малые мощности (неинвазивное или малоинвазивное считывание), что накладывает высокие требования на шумовую температуру используемого полупроводникового усилителя, T_{LNA} . Вспомним здесь, что оба типа детекторов являются модуляторами несущей, т.е. линейными преобразователями мощности $[W/W]$. При этом NEP, вносимое усилителем, тем хуже, чем больше мощность несущей и чем больше собственные шумы усилителя $\propto \sqrt{P_c \cdot T_{LNA}}$. Однако приведенное ко входу детектора значение шумов (NEP) обратно пропорционально коэффициенту преобразования детектора, который растет линейно с увеличением мощности опроса, что очевидно при заданной глубине модуляции и заданной мощности сигнала. Таким образом, инвазивное считывание может быть благоприятно для подавления NEP-усилителя $\propto \sqrt{T_{LNA} \cdot P_c}$, если учитывать рост коэффициента преобразования самого детектора. При этом тепловое воздействие несущей используется для смещения эффективной температуры электронной подсистемы RFTES, т.е. для установки температуры выше температуры подложки в направлении оптимальной температуры вблизи T_c .

4. Устойчивость и тепловые колебания

Неустойчивость теплового и токового режима в сверхпроводящих пленках, как правило, проявляется в скачкообразном переключении из сверхпроводящего состояния в резистивное или обратно, часто с образованием теплового гистерезиса. Важным этапом в развитии классического TES-детектора явилось исследование устойчивости сверхпроводящей пленки термометра на постоянном токе в середине сверхпроводящего фазового перехода $0 < R(T) < R_n$ [18]. Известно, что для стабилизации в этой области необходима отрицательная обратная электротермическая связь, что эквивалентно режиму заданного напряжения, которое реализуется за счет включения низкоомного резистивного шунта [3]. В случае классического TES такой шунт обычно реализуется в гибридном исполнении, т.е. на некотором удалении от термометра или даже вне чипа, что позволяет избежать паразитного нагрева поглотителя. Это условие затрудняет (ограничивает) использование высоких частот считывания, так как цепь гибридного (проводного) подключения может стать распределенной, а импеданс частотно зависимым, что ведет к потере режима заданного напряжения. В этом плане позитивной чертой RFTES является интегральное соединение с резонатором, которое позволяет с высокой точностью получить предварительно рассчитанный импеданс подключения мостика и открывает возможность определить устойчивый режим работы даже с положительной электротермической обратной связью, т.е. получать значительное усиление [15,16].

Интересной особенностью RFTES является возможность появления автоколебаний в виде модуляции мощ-

ности несущей, что было обнаружено еще в электромагнитном демонстраторе полностью из ниобия и впервые описано в работе [18]. Замечено, что в образцах с гафнием такое явление также возможно, и оно связано со старением образцов, т.е. может быть качественно объяснено появлением критического тока на границе мостика и электродов из ниобия. Нам удалось построить математическую модель, в которой ток несущей может достигать критического тока сверхпроводящего интерфейса в месте подключения мостика к электродам, и в цепи скачкообразно возникает последовательное сопротивление ΔR_n . Это приводит к переходу высокодобротного резонатора в новое состояние с меньшей добротностью и с более низким разогревом мостика, но сопровождается импульсным выделением тепла. Если в новом стационарном состоянии происходит охлаждение, и ток становится меньше критического, то происходит восстановление сверхпроводимости, и система приходит к началу цикла со скоростью, определяемой новой добротностью резонатора. Таким образом мы, скорее всего, имеем дело с релаксационными колебаниями оригинальной природы.

Интересно отметить, что частота таких колебаний порядка 10 kHz в эксперименте оказывается зависимой от тепловой мощности, воздействующей на поглотитель, а их мощность усредняется на выходе детектора, и мы не видим деградации NEP. Если принять, что ширина спектральной линии определяется мощностью шумов, то наблюдаемая ширина спектра таких колебаний определяется шумами, уровень которых согласуется с NEP, измеренной традиционным образом как дисперсия измеряемой мощности. Математическая модель таких колебаний обсуждается в отдельной работе [27], и с разумной точностью подтверждает экспериментальные наблюдения.

5. Перспективные применения

Наиболее востребованной прикладной опцией RFTES следует считать матричный изображающий сенсор [28]. Традиционная конструкция с индивидуальными линзовыми антеннами, например [29,30] предполагает коэффициент заполнения поля зрения около 0.25, т.е. для получения полной картины требуется 4 экспозиции. Это связано с геометрией оптической системы, когда диаметр эффективной апертуры линзы составляет лишь половину расстояния между оптическими осями соседних пикселей. Решение по более плотной упаковке пикселей может быть найдено на пути создания многолучевой антенны, когда в фокальной плоскости иммерсионной линзы устанавливается несколько антенн, изготовленных на одном чипе [18,31,32]. Однако расположить антенны с рис. 2 тесной группой затруднительно из-за протяженной части структуры вблизи открытого конца резонатора, где расположена антенна. Для реализации плотной упаковки можно использовать иной подход

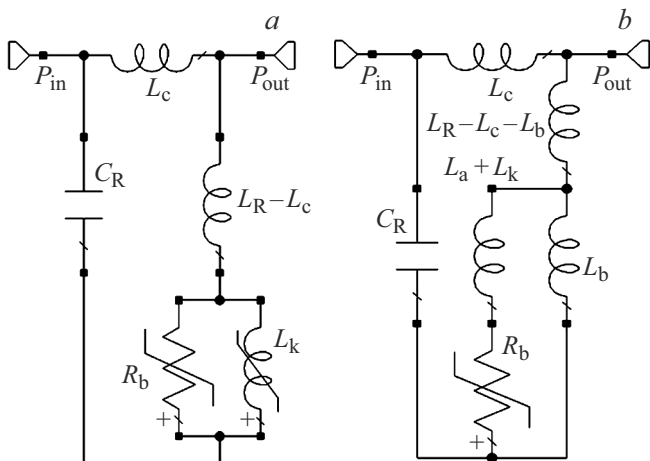


Рис. 8. Упрощенные эквивалентные схемы детекторов с поглотителем R_b в индуктивной цепи резонатора: *a* — MKID-сенсор, *b* — RF TES-детектор L -типа с учетом влияния индуктивности антенны, L_a , и кинетического эффекта, L_k . Для простоты терагерцовые антенны, подключенные к поглотителю, не показаны. Частота резонатора определяется значениями L_R и C_R , коэффициент связи с линией возбуждения — индуктором L_c . Для RF TES-детектора L -типа (*b*) добротность резонатора настраивается с помощью делителя напряжения, $L_b/(L_R - L_c - L_b)$.

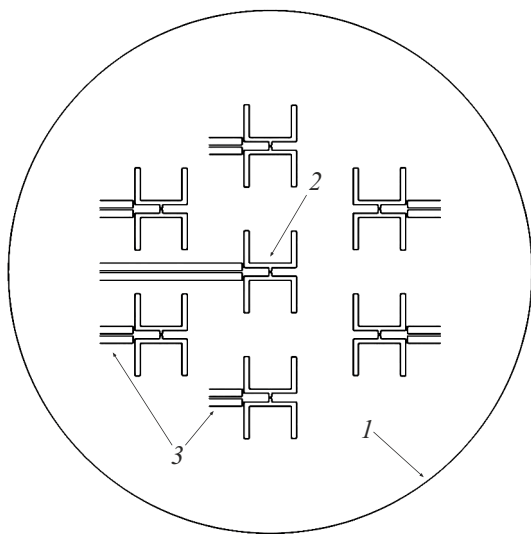


Рис. 9. Упрощенная топология чипа матрицы из семи плотно упакованных антенн RF TES-детекторов на общей иммерсионной линзе с использованием элемента связи L -типа между резонатором и поглотителем (L -детекторы). Антенны расположены внутри круга (*1*) диаметром около 1 мм и легко помещаются вблизи оптического центра (*2*) иммерсионной линзы диаметром 10 мм, что не вносит существенных искажений в симметрию их диаграмм направленности [31]. Для простоты показаны только линии подсоединения антенн к резонаторам (*3*), что аналогично рис. 2.

с индуктивным включением мостика в резонатор (детектор L -типа), который проиллюстрирован на рис. 8.

У детекторов L -типа отсутствует протяженная структура вблизи антенны, и компактная группа из семи пикселей может быть выполнена в конфигурации, показанной на рис. 9.

Еще одной интересной задачей с применением концепции L - и C -детекторов является интеграция двух детекторов в дифференциальную конфигурацию [33] (рис. 10). Баланс поглощения двух микромостиков в одном общем резонаторе позволяет регистрировать только разницу мощности сигналов, приходящих на их антенны. Данная концепция основана на эффекте одинаковых потерь, вносимых L - и C -абсорберами в общий резонатор, но дающих разный знак приращения dS_{21}/dT , что оставляет добротность резонатора неизменной, если на оба детектора действуют одинаковые сигналы. Если применить такой метод к двум соседним пикселям с минимально возможным разнесением на чипе, то детектирование градиентов (границ) излучения может стать существенно более эффективным.

Дальнейший путь развития RF TES-технологии виден в направлении модификации концепции двух нагрузок резонатора для создания активного детектора, описанного концептуально в работах [34,35], где сквид постоянного тока, аналогичный [36], интегрирован в резонатор как L -поглотитель дифференциального детектора. Этим достигается согласование сквид-усилителя с резонатором, амплитуду тока в котором контролирует RF TES-детектор C -типа. Таким образом реализуется помехозащищенное параметрическое усиление сигнала от микромостика, что позволяет достичь квантовой чувствительности всего устройства.

Метод чернотельного излучателя в THz-диапазоне частот, с точки зрения теории сигнальных цепей, может быть реализован аналогично популярному методу согласованной нагрузки с использованием коаксиального

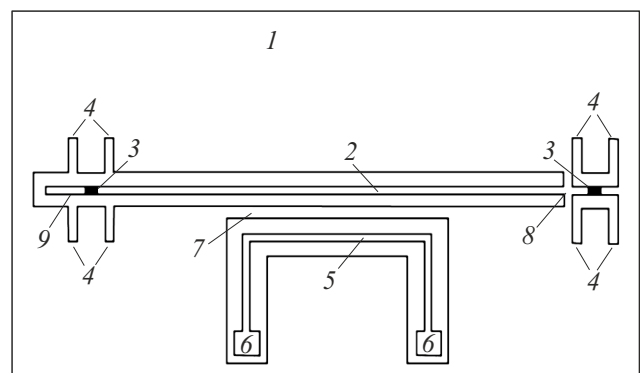


Рис. 10. Упрощенное изображение чипа дифференциального детектора, содержащего две RF TES-структуры: C -типа (слева) и L -типа (справа). На подложке (*1*) расположен резонатор (*2*), нагруженный двумя мостиками-поглотителями (*3*) с использованием концевой емкости связи (*9*) и индуктора связи (*8*). Терагерцовые антенны (*4*), линия возбуждения (*5*) с контактами (*6*) и магнитная связь (*7*) обеспечивают подогрев мостиков к оптимальной температуре вблизи T_c .

кабеля в GHz-диапазоне [37]. Это следует из того, что роль кабеля сводится к канализации шумовых СВЧ токов согласованной нагрузки в направлении сенсора точно так же, как для этой цели может быть использован прямоугольный волновод. Квазиоптический пучок, формируемый линзовой антенной, является одним из методов канализации излучения, но без применения волноведущих поверхностей. Поскольку размер согласованной нагрузки, включенной в волноведущую цепь планарной антенны (рис. 2), не играет существенной роли, ее размер можно считать сосредоточенным, и разогретый микромостик в резонаторе также может служить источником термодинамической мощности, которую излучает линзовая антенна в свободное пространство. Разработке этой концепции, позволяющей кардинально снизить тепловыделение и повысить скорость модуляции чернотельного калибратора терагерцового диапазона, посвящена экспериментальная работа [38].

Заключение

Концепция RF TES-детектора прошла несколько этапов верификации, в том числе измерение быстродействия и чувствительности по классическим методикам, включая оптические измерения с термодинамическими источниками в терагерцовом диапазоне, продемонстрировав хорошее согласие с исходными теоретическими предсказаниями. Обнаруженный режим высокоэффективного кинетического отклика заслуживает дополнительного исследования. Перспективными устройствами на основе RF TES-технологии являются изображающие матрицы, для управления которыми могут быть использованы существующие методики управления матрицами MKID-сенсоров. На основе RF TES-технологии могут быть созданы термодинамические излучатели, и ряд новых интегральных устройств, как то дифференциальный детектор и активный детектор со встроенным параметрическим усилителем. Все это делает дальнейшее развитие технологии RF TES весьма перспективным направлением прикладных исследований.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке проектом „Квантовый интернет“ №К2-2022-029 в рамках Программы стратегического академического лидерства „Приоритет-2030“, а также грантом РФФИ № 24-29-20298.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] J. Clarke, P.L. Richards, N.H. Yeh. *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 664 (1977). <https://doi.org/10.1063/1.89278>

- [2] D.E. Prober. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2119 (1993). <https://doi.org/10.1063/1.109445>
- [3] J.S. Lee, J. Gildemeister, W. Holmes, A. Lee, P. Richards. *Appl. Opt.*, **37** (16), 3391 (1998). <https://doi.org/10.1364/AO.37.003391>
- [4] K.D. Irwin, G.C. Hilton. *Topics Appl. Phys.*, **99**, 63 (2005). https://doi.org/10.1007/10933596_3
- [5] N. Bluzer. *J. Appl. Phys.*, **78**, 7340 (1995). <https://doi.org/10.1063/1.360383>
- [6] P.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, A. Vayonakis, J. Zmuidzinas. *Nature*, **425**, 817 (2003). <https://doi.org/10.1038/nature02037>
- [7] B.S. Karasik, W.R. McGrath, H.G. LeDuc, M.E. Gershenson. *Supercond. Sci. Technol.*, **12**, 745 (1999). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/12/11/316>
- [8] A. Shurakov, Y. Lobanov, G. Goltsman. *Supercond. Sci. Technol.*, **29** (2), 023001 (2016). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/29/2/023001>
- [9] С.В. Шитов. Письма в ЖТФ, **37** (19), 88 (2011). <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51791.18897> [S.V. Shitov. *Tech. Phys. Lett.*, **37** (10), 932 (2011). <https://doi.org/10.1134/S1063785011100117>]
- [10] T.M. Lanting, H.M. Cho, J. Clarke, W.L. Holzapfel, A.T. Lee, M. Lueker, P.L. Richards, M.A. Dobbs, H. Spieler, A. Smith. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 112511 (2005). <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2012.02.476>
- [11] K.D. Irwin, K.W. Lehnert. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 2107 (2004). <https://doi.org/10.1063/1.1791733>
- [12] Электронный ресурс. Режим доступа: <https://www.premwave.com/microwave-components/frequency-meters.php>
- [13] B.S. Karasik. *Private Communications* (2011)
- [14] A. Kuzmin, S.V. Shitov, A. Scheuring, J.M. Meckbach, K.S. I'in, S. Wuensch, A.V. Ustinov, M. Siegel. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Techn.*, **3** (1), 25 (2013). <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2012.2236148>
- [15] А.В. Меренков, Т.М. Ким, В.И. Чичков, С.В. Калинин, С.В. Шитов. ФТТ, **64** (10), 1404 (2022). <https://doi.org/10.21883/FTT.2022.10.53081.50НН>
- [16] S.V. Shitov, N.N. Abramov, A.A. Kuzmin, M. Merker, M. Arndt, S. Wuensch, K.S. I'in, E.V. Erhan, A.V. Ustinov, M. Siegel. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **25** (3), (2014). <https://doi.org/10.1109/TASC.2014.2385090>
- [17] A.V. Merenkov, V.I. Chichkov, A.B. Ermakov, A.V. Ustinov, S.V. Shitov. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **27** (4), 1 (2017). <https://doi.org/10.1109/TASC.2017.2655507>
- [18] A.V. Merenkov, V.I. Chichkov, A.B. Ermakov, A.V. Ustinov, S.V. Shitov. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **28** (7), 282798110 (2018). <https://doi.org/10.1109/TASC.2018.2827981>
- [19] Т.М. Ким, А.В. Меренков, А.Б. Ермаков, Л.С. Соломатов, В.И. Чичков, С.В. Шитов. ЖТФ, **93** (7), 995 (2023). <https://doi.org/10.21883/JTF.2023.07.55759.117-23>
- [20] D.C. Mattis, J. Bardeen. *Phys. Rev.*, **111**, 412 (1958). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.412>
- [21] Н.Н. Абрамов. ЖТФ, **86** (2), 46 (2016). [N.N. Abramov. *Tech. Phys.*, **61** (2), 2, 202 (2016). <https://doi.org/10.1134/S106378421602002X>]
- [22] А.Ф. Андреев. ЖЭТФ, **46** (5), 1823 (1964).
- [23] Е.М. Гершензон, М.Е. Гершензон, Г.Н. Голтсман, А.М. Лыул'кин, А.Д. Семенов, А.В. Сергеев. *Sov. Phys.*, **97** (3), 901 (1990).

- [24] A. Sergeev, M. Reizer. *Int. J. Mod. Phys. B*, **10**, 635 (1996).
<https://doi.org/10.1142/S021797929600026X>
- [25] M.E. Gershenson, D. Gong, T. Sato, B.S. Karasik, A.V. Sergeev. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 2049 (2001).
<https://doi.org/10.1063/1.1407302>
- [26] A.V. Sergeev, V.V. Mitin, B.S. Karasik, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 817 (2002). <https://doi.org/10.1063/1.1445462>
- [27] Л.С. Соломатов, А.В. Меренков, С.В. Шитов. *Теоретическое исследование автоколебаний в RF TES-детекторе. Нанозфизика и нанозлектроника*. Тр. XXVIII Междунар. симп. (ИФП РАН, Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.), т. 1, 560 с. ISBN 978-5-8048-0123-7
- [28] M.D. Audley, W.S. Holland, W.D. Duncan, D. Atkinson, M. Cliffe, M. Ellis, X. Gao, D.C. Gostick, T. Hodson, D. Kelly, M.J. MacIntosh, H. McGregor, T. Peacocke, I. Robson, I. Smith, K.D. Irwin, G.C. Hilton, J.N. Ullom, A. Walton, C. Dunare, W. Parkes, P.A.R. Ade, D. Bintley, F. Gannaway, M. Griffin, G. Pisano, R.V. Sudiwala, I. Walker, A. Woodcraft, M. Fich, M. Halpern, G. Mitchell, D. Naylor, P. Bastien. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **520**, 479 (2004).
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.378>
- [29] G.V. Rebeiz. *Proceed. IEEE*, **80**, 11 (1992).
<https://doi.org/10.1109/5.175253>
- [30] Электронный ресурс. Режим доступа:
<https://www.tydexoptics.com/>
- [31] M. Kominami, D.M. Pozar, D.H. Schaubert. *IEEE Trans. Ant. Propag.*, AP-33, 600 (1985).
<https://doi.org/10.1109/TAP.1985.1143638>
- [32] А.В. Уваров, С.В. Шитов, А.Н. Выставкин. *Успехи современной радиоэлектроники*, **8**, 43 (2010).
- [33] С.В. Шитов (Патент РФ на изобретение №2801920 от 28 декабря 2022)
- [34] С.В. Шитов. *ЖТФ*, **93** (7), 988 (2023).
<https://doi.org/10.21883/JTF.2023.07.55758.116-23>
- [35] Н.Ю. Руденко, С.В. Шитов. *Разработка активного терагерцового RF TES-детектора. Нанозфизика и нанозлектроника*. Тр. XXVIII Междунар. симп. (ИФП РАН, Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.), т. 1, 560 с., ISBN 978-5-8048-0123-7
- [36] G.V. Prokopenko, S.V. Shitov, D.V. Balashov, P.N. Dmitriev, V.P. Koshelets, J. Mygind. *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **11** (1), 1239 (2001).
<https://doi.org/10.1109/TASC.2003.814146>
- [37] Т.М. Ким, С.В. Шитов. *Письма в ЖТФ*, **47** (24), 13 (2021).
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.24.51791.18897>
- [38] Т.М. Ким, В.И. Чичков, С.В. Шитов. *Исследование термодинамического излучателя с СВЧ разогревом для калибровки RF TES-детектора. Нанозфизика и нанозлектроника*. Тр. XXVIII Междунар. симп. (ИФП РАН, Нижний Новгород, 11–15 марта 2024 г.), т. 1, 560 с., ISBN 978-5-8048-0123-7