

02,19

## Сверхпроводящий болометрический детектор с высокочастотным считыванием при температуре 400 мК

© А.В. Меренков, Т.М. Ким, В.И. Чичков, С.В. Калинин, С.В. Шитов

Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“,  
Москва, Россия

E-mail: merenkov.alexey92@gmail.com

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Впервые продемонстрировано детектирование терагерцового оптического сигнала с помощью болометрического детектора с планарным резонатором из ниобия, нагруженного микромостиком из гафния, с использованием нелинейности импеданса электронного газа на частоте 1.5 GHz вблизи критической температуры микромостика. Температура электронного газа смещалась током резонатора, а сверхпроводящий переход микромостика происходил под действием терагерцового сигнала. Тестовый термодинамический сигнал от тонкопленочного поглотителя Fe-Cr-Ni, нагретого в диапазоне 1–10 K, фокусировался с расстояния 10 mm иммерсионной линзой из сапфира на планарную антенну, согласованную с микромостиком в диапазоне 600–700 GHz. Измеренный коэффициент передачи мощности болометра составил +5.5 dB при мощности насыщения  $\sim 1$  pW и пороговой чувствительности приемной системы  $(3 \pm 1) \cdot 10^{-17}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , что близко к теоретическим значениям для исследованного мостика размером  $2.5 \times 2.5 \times 0.08$   $\mu\text{m}$ . Испытанный детектор может быть использован для создания изображающих терагерцовых матриц с частотным мультиплексированием в криостатах сорбционного типа.

**Ключевые слова:** RFTES-болометр, сверхпроводящий микромостик, высокочастотный импеданс сверхпроводника, пленка гафния, электронный газ, планарный резонатор, частотное мультиплексирование, планарная антенна, черное тело, термодинамический шум.

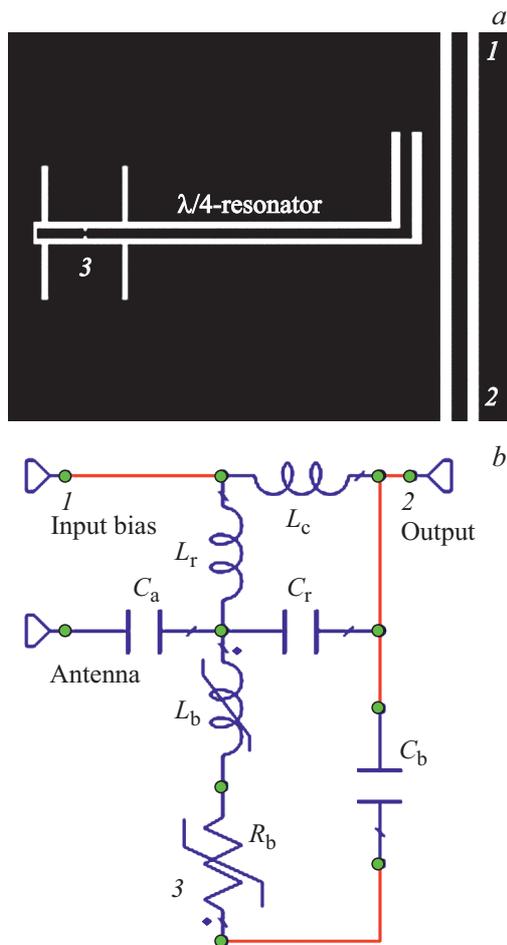
DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53081.50NH

### 1. Введение

В последнее время наблюдается рост интереса со стороны астрофизического сообщества к сверхчувствительным изображающим прямым детекторам терагерцового диапазона на основе сверхпроводящих материалов, особенно в виде интегральных матриц с числом пикселей  $\sim 1000$  [1–7], в том числе на орбитальных носителях. Предложенный нами монолитный детектор, получивший аббревиатуру RFTES (radio frequency transition edge sensor — сенсор на краю сверхпроводящего перехода с высокочастотным считыванием) [8–16], является неравновесным тепловым детектором и сохраняет в себе черты известных сверхпроводящих детекторов, имея ряд преимуществ. Отклик детектора основан на высокочастотной нелинейности поверхностного импеданса сверхпроводника [17], сформированного в виде тонкопленочного микромостика, включенного в высокодобротный четвертьволновой резонатор. Под действием терагерцового тока, поступающего от планарной антенны, температура электронной подсистемы сверхпроводника возрастает вблизи его критической температуры, и импеданс цепи увеличивается. Это приводит к увеличению пропускания схемы с резонатором, которая показана на рис. 1, что в терминах теории цепей означает увеличение коэффициента рассеивания  $S_{21}$ . Болометр RFTES получил свое название по аналогии с классическим TES-болометром (transition edge sensor — сенсор на

краю сверхпроводящего перехода) [1,2]. Болометр TES состоит из площадки-поглотителя на теплоизолирующей мембране в тепловом равновесии с термометром — с пленкой сверхпроводника вблизи  $T_c$ , меняющей свой импеданс по мере разогрева поглотителя сигналом.

Импеданс классического TES мал (единицы  $\Omega$ ), и для его измерения на постоянном (низкочастотном) токе требуются гальванические подводы, а также сверхмалощумящий усилитель тока, в качестве которого используют сверхпроводящий SQUID-усилитель. Как следует из рис. 1, болометру RFTES гальванические подводы не нужны; подключение смещения и буферного усилителя могут быть выполнены коаксиальными кабелями в стандарте 50  $\Omega$ . Это обеспечивает надежную защиту от помех и повышает живучесть RFTES. Другим отличием является то, что поглотитель и термометр RFTES совмещены в малом объеме пленки, осажженной на механически стабильную диэлектрическую подложку, и нагрев происходит током антенны, которая сама не нагревается. Высокодобротный сверхпроводящий резонатор ( $Q \approx 2 \cdot 10^4$ ) очень чувствителен к появлению дополнительных потерь и одновременно служит частотно-селективным фильтром. Настраивая резонаторы пикселей на уникальные частоты, можно использовать одну линию смещения для большой матрицы. Из теории колебаний известно, что для высокодобротного резонатора под воздействием малого тока/напряжения характерное время установления колебаний  $\tau_R$  совпадает



**Рис. 1.** Концепция RF TES-болометра: *a*) иллюстрация топологии RF TES (не в масштабе, металл показан черным); *b*) упрощенная эквивалентная схема:  $R_b$  — нелинейный импеданс мостика,  $L_b$  — кинетическая индуктивность мостика,  $C_b$  — блокировочная емкость,  $L_r$  и  $C_r$  — индуктивность и емкость, определяющие частоту резонатора,  $L_c$  — элемент связи резонатора и линии смещения  $L_c \ll L_r$ . Цифрами обозначены: 1 и 2 — вход и выход линии копланарного волновода смещения, 3 — микромостик, согласованный одновременно с планарной двущелевой антенной в диапазоне 600–700 GHz и с резонатором на частоте  $\sim 1.5$  GHz.

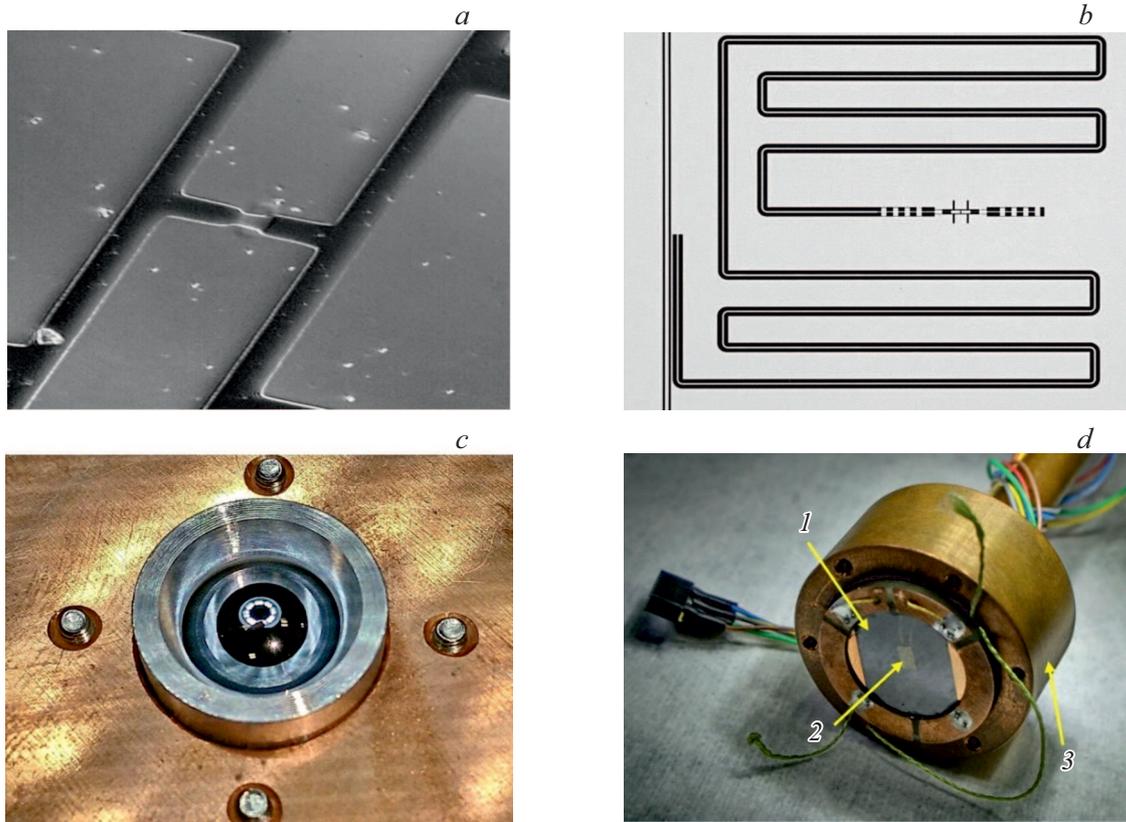
с характерным временем затухания, которое определяется добротностью данной колебательной системы. Полосу частот резонатора,  $\Delta f_R = f_R/Q$ , измеряют экспериментально, что позволяет определить  $\tau_R = \Delta f_R^{-1}$ . Под действием малых сигналов происходят малые изменения добротности, которые не превышают нескольких процентов, и для ряда оценок такими изменениями можно пренебречь. На практике минимальное время установления сигнала выбирают не короче  $(2-3)\tau_R$ , что на частоте резонатора  $\sim 1.5$  GHz при полосе  $\sim 80$  kHz составляет  $\sim (25-38)\mu s$ . Это более чем на 2 порядка быстрее TES ( $\sim 10$  ms).

Важнейшим параметром болометра является теплоизоляция поглотителя, что является нетривиальной

задачей в случае детектора с монокристаллической структурой. Электродинамические прототипы RF TES были испытаны в экспериментах с мостиками из ниобия при температуре жидкого гелия ( $\sim 4$  K) [9–12]. Была подтверждена правильность электродинамических расчетов и продемонстрирована пороговая чувствительность  $\sim 10^{-12} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ , которая соответствует тепловому сопротивлению Капицы. Целью дальнейшего исследования RF TES стало применение эффекта электронного газа аналогично HEB (hot electron bolometer — болометр на горячих электронах) [5–7]. Прямые детекторы на основе горячего электронного газа становятся актуальными при температурах ниже  $\sim 1$  K, когда время электрон-фононной релаксации становится достаточно долгим, и теплоизоляция между электронной подсистемой и решеткой на порядок превосходит сопротивление Капицы. Для мостика из гафния, рассматриваемого в настоящей работе, скорость нагрева определяется временем распределения тепла в электронной подсистеме, то есть скоростью электрон-электронного взаимодействия: расчет по методике [18] дает  $\sim 15$  ns при температуре  $\sim 400$  mK. Скорость остывания определяется временем электрон-фононной релаксации электронного газа,  $\sim 10\mu s$  при температуре  $\sim 400$  mK, что по порядку величины согласуется с временем реакции резонатора. Теплопроводность  $G$  электронного газа в микромостике падает пропорционально уменьшению его объема и степенным образом при понижении температуры. Измерения на частоте  $\sim 1.5$  GHz [14–16] показали, что теплопроводность для наших образцов в диапазоне температур 200–400 mK составляет  $10^{-12} - 10^{-11} \text{ W/K}$ , а температурная зависимость  $G \propto T^5$ . Эти данные подтвердили, что именно электронный газ отвечает за разогрев и изоляцию тепла в мостике, и сопротивлением Капицы можно пренебречь. Следует отметить, что такой результат был бы невозможен без наличия теплоизолирующих Андреевских зеркал [19] в области контакта микромостика с электродами из ниобия.

Пороговая чувствительность прямых детекторов характеризуется универсальным параметром NEP (noise equivalent power — мощность, эквивалентная шуму), который измеряется в единицах  $\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$  при полосе выходного интегратора  $f_{\text{out}} = 1$  Hz. Для произвольной полосы интегратора пороговый сигнал будет другим — он определяется как  $\text{NEP} \cdot \sqrt{f_{\text{out}}}$ . Такое масштабирование пороговой чувствительности связано со свойствами квадратичного детектора; оно позволяет соотнести максимальную скорость изменения сигнала и уровень его обнаружения, используя универсальное определение NEP, что актуально для любого детектора в режиме быстрого сигнала.

Сравним потенциал RF TES с существующими и общепризнанными лидерами: с детектором HEDD (hot electron detector device — детектор на горячих электронах) [20], который работает на постоянном токе, и с детектором MKID (microwave kinetic inductance detector — детектор на высокочастотной кинетической индуктивности) [3,4], который использует высоко-



**Рис. 2.** Элементы детектора и чернотельный излучатель: *a*) микромостик в центре планарной антенны; *b*) центральная область чипа со свернутым четвертьволновым резонатором и планарной антенной; *c*) входная апертура детектора с иммерсионной линзой; *d*) тестовый источник широкополосного излучения (черное тело): 1 — полупрозрачная резистивная пленка-поглотитель на сапфировой подложке; 2 — термометр на тыльной стороне подложки; 3 — корпус-держатель  $T \approx 1$  К).

частотные микрорезонаторы и стандартный охлаждаемый СВЧ-усилитель. Детектор HEDD позиционируется как рекордный сенсор с  $NEP \approx 10^{-20} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  [20]. Частотно-селективное мультиплексирование матрицы MKID на сегодня признано самой удобной технологией для охлаждаемых матричных детекторов, а  $NEP$  составляет  $\sim 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$  [3,4]. Преимуществами RFTES можно считать следующее: 1) RFTES превосходит HEDD по эксплуатационным характеристикам, так как позволяет отказаться от дорогостоящего и весьма деликатного в настройке SQUID-усилителя, а также может использовать частотно-селективное мультиплексирование для построения матриц; 2) RFTES сохраняет преимущества частотного мультиплексирования MKID и одновременно позволяет принципиально снизить влияние фазовых шумов источника смещения, неизбежных для MKID. Резонансная частота MKID сдвигается вниз под действием терагерцовых фотонов, поэтому рабочая точка выбирается на склоне резонансной кривой, где производная  $dS_{21}(f)/df$  максимальна. Любой генератор смещения имеет неустранимый фазовый/частотный шум с амплитудой  $\Delta f$ , это приводит к амплитудному шуму выходного сигнала  $\propto \Delta f \cdot dS_{21}(f)/df$ . В противоположность этому, рабочая точка RFTES располагается точно на резонансной частоте, где  $dS_{21}(f)/df|_{f_0} = 0$ , то есть ма-

лое изменение частоты  $\Delta f$  (или скачок фазы) не может преобразоваться в амплитудный шум описанным выше образом. Детекторы с электронным охлаждением [7] представляются нам существенно более сложными по конструкции, и их сравнение с RFTES затруднительно.

В настоящей работе мы впервые представляем результаты тестирования RFTES детектора с термодинамическим источником сигнала, при температуре детектора 400 мК. Такая относительно высокая рабочая температура позволит на практике использовать более дешевый сорбционный рефрижератор, что существенно снижает техническую сложность и эксплуатационную стоимость практического приемного устройства, позволяя использовать его, в том числе, в условиях невесомости.

## 2. Экспериментальная установка

Измерения проводились в диапазоне температур 390–410 мК в рефрижераторе растворения DR-200 фирмы Oxford Instruments. Чувствительный элемент — микромостик из гафния (рис. 2, *a*) размером  $2.5 \times 2.5 \times 0.08 \mu\text{m}$  и нормальным сопротивлением  $\sim 30 \text{ Ом}$  — интегрирован в разрыв копланарного резонатора, изготовленного из пленки ниобия толщиной

около 200 nm, так, что связан одновременно и с током резонатора на частоте  $\sim 1.5$  GHz, и с током планарной двушелевой антенны в диапазоне частот 600–700 GHz, как это проиллюстрировано на рис. 1. Антенна расположена в центре чипа из высокоомного кремния размером  $4 \times 4 \times 0.5$  mm (рис. 2, b). Все элементы были сформированы методом оптической литографии с точностью не хуже 0.5  $\mu$ m. Чип монтировался в детекторный блок на плоскую поверхность полусферической иммерсионной линзы из сапфира диаметром 10 mm [21] (рис. 2, c). Более детальное описание конструкции и процедуры изготовления чипа можно найти в работах [12,13].

В качестве тестового термодинамического излучателя использовалась тонкая резистивная пленка ( $\sim 1000$  Ом/кв) из сплава Fe-Cr-Ni, нанесенная магнетронным распылением на сапфировую подложку толщиной 0.5 mm и диаметром 15 mm. Расчет показал, что такая пленка является достаточно эффективным поглотителем в терагерцовом диапазоне частот, и она может выполнять функцию черного тела (ЧТ). Температура излучающей поверхности ЧТ (резистивной пленки) принималась равной температуре сапфировой подложки и измерялась полупроводниковым термометром, приклеенным на тыльную сторону (рис. 2, d). Разработанный чернотельный излучатель имел характерные времена температурной релаксации от 1 до 10 s и разогревалась пропускаемым по пленке током 0.2–2 mA в диапазоне температур 1–10 K. Источник тестового сигнала монтировался к медной штанге, отводящей тепло на ступень испарения рефрижератора DR-200 при температуре 1 K, и помещался на оптической оси линзы (рис. 2, c) на расстоянии  $\sim 10$  mm от ее поверхности.

Высокочастотное смещение на чип подавалось через аттенюаторы, исключающие проникновение теплового шума 300 K. Использовались два аттенюатора: 20 dB на ступени 55 K и 10 dB на ступени рефрижератора 3 K. Буферные усилители общим усилением  $\sim 40$  dB и шумовой температурой, приведенной к выходу детектора,  $\sim 20$  K, были установлены на ступени 3 K — использовался коаксиальный сверхпроводящий кабель из ниобия диаметром 2 mm и длиной  $\sim 0.5$  m, что позволяет снизить теплопоток на ступень растворения. Коэффициент пропускания цепи с чипом  $S_{21}$  регистрировался векторным анализатором цепей с выходной мощностью  $-44$  dBm в окрестности резонансной частоты  $\sim 1.5$  GHz ( $\pm 200$  kHz).

### 3. Анализ данных эксперимента и обсуждение

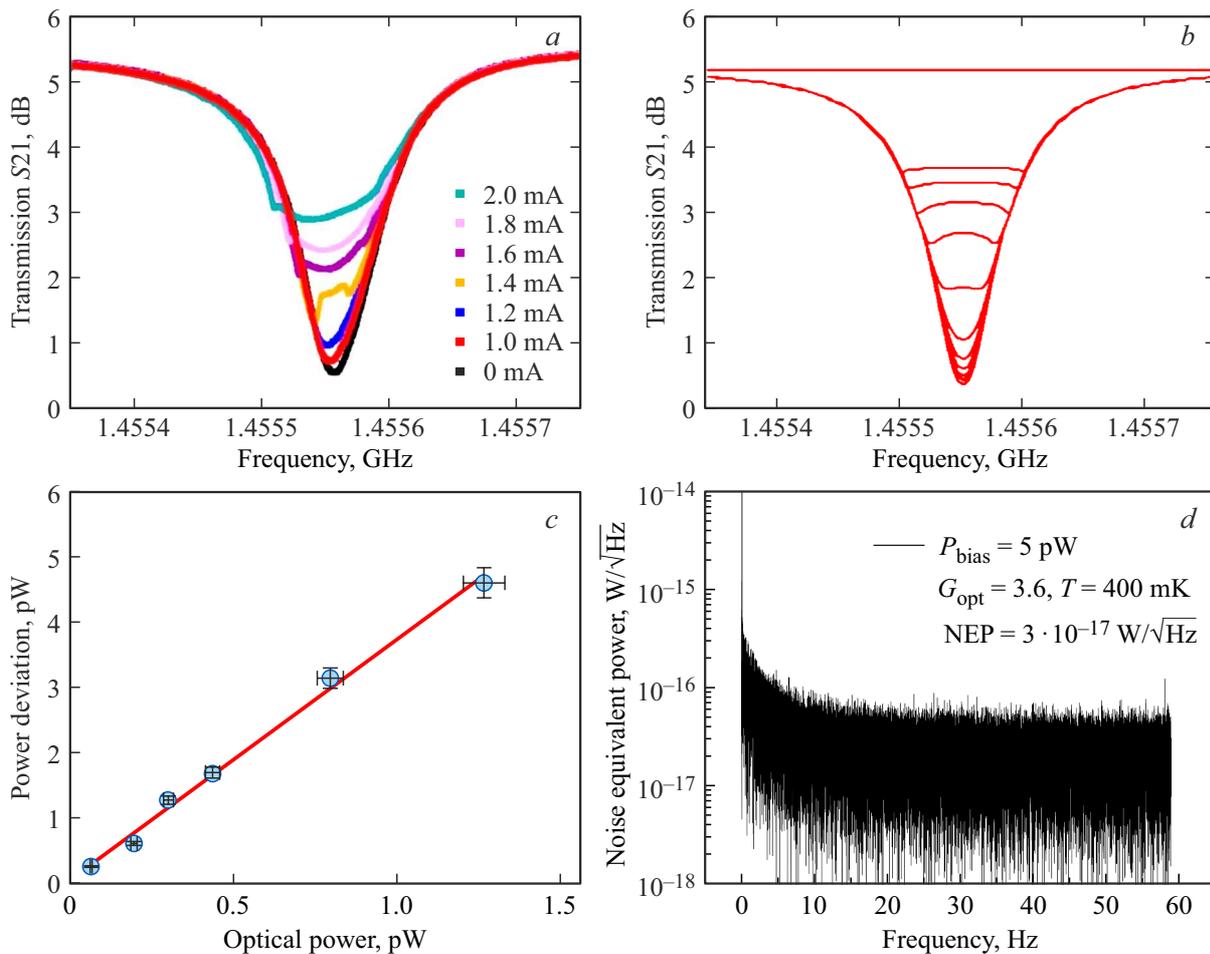
На рис. 3, a представлено изменение мощности смещения  $S_{21}(f)$  при нагреве резистивной пленки, что подтверждает оптический отклик болометра на широкополосное термодинамическое излучение ЧТ. Искажение классической формы резонансной кривой, которое происходит при значительных уровнях излучения и которое в литературе называют „кратером“, происходит не для

всех образцов. Например, его не наблюдалось в исследованиях [15,16], где тестировались мостики меньшей толщины (50 nm) с более низкой критической температурой сверхпроводящего перехода  $T_c$ . Здесь уместна аналогия с классическим TES, рабочая точка которого автоматически устанавливается на рабочее сопротивление после достижения критического тока и последующего „прыжка“ в резистивное состояние. Режим RF TES с критическим током анализировался в наших работах [10–13]. Однако расчет (рис. 3, b) показывает, что такая характеристика может быть объяснена качественно сочетанием высокого  $TCR = dR/dT$  ( $TCR$  — thermal coefficient of resistance, температурный коэффициент сопротивления) и большой добротности резонатора  $dZ/df$ , что приводит к ускоренному разогреву и быстрому (по шкале частот) переходу в стабильный режим на дно кратера. Эти данные являются решением упрощенного уравнения баланса получаемой и рассеиваемой мощности для модельной зависимости  $R_b(T)$  с использованием фиксированной теплопроводности  $G \approx 10^{-11}$  W/K из работы [15]

$$P_{in} \cdot |S_{31}(f)| = G(T - T_{bath}), \quad (1)$$

где  $P_{in}$  — подаваемая на чип мощность смещения,  $|S_{31}(f)|$  — коэффициент передачи мощности смещения на поглотитель  $R_b(T(f))$ ,  $T_{bath}$  — температура подложки (криостата). В результате численного решения этого уравнения относительно  $T$  по сетке значений  $f$  получаем зависимость  $R_b(f)$ , из которой определяем  $S_{21}(f)$ , используя схему с рис. 1, b. Строго говоря, постоянное значение  $G$  в (1) можно использовать лишь для малых изменений температуры. Легко видеть, что правая часть уравнения (1) представляет собой инкрементальное приращение тепла  $(dP/dT) \cdot \Delta T$ , что имеет ограниченную применимость лишь для малого перепада температуры и используется здесь лишь для качественной демонстрации эффекта. Для более точного расчета теплоотвода следует использовать либо интегрирование  $\int_{T_{bath}}^T G(T)dT$ , либо явную запись  $P \propto (T^6 - T_{bath}^6)$ . Небольшая асимметрия всей зависимости  $S_{21}(f)$  связана с двумя факторами. Первый — это отражение мощности смещения от элемента связи  $L_c$ . Скачок фазы в резонаторе компенсирует это отражение, что вызывает небольшое улучшение пропускания — перекося  $S_{21}(f)$  на частоте чуть выше резонанса — этот эффект не зависит от характеристик мостика и наблюдается в том числе и для MKID. Другим фактором может быть тепловой гистерезис, аналогичный тому, что наблюдается в сверхпроводящих микромостиках на постоянном токе: ток разрушения всегда больше тока возврата — левый берег кратера  $S_{21}(f)$  соответствует большему току резонатора, правый — току возврата (сканирование частоты идет слева направо).

При определении мощности оптически подаваемого тестового сигнала  $P_{opt}$  учитывался планковский характер спектра и то, что щелевая антенна на чипе поляризована, то есть переданная в антенну мощность



**Рис. 3.** Характеристики RTES: *a*) иллюстрация оптического отклика в виде скана по частоте для нескольких значений тока нагрева черного тела; *b*) расчет, иллюстрирующий механизм искажения резонансной кривой вблизи резонанса без привлечения эффекта критического тока; *c*) зависимость прироста мощности смещения на выходе детектора от рассчитанной мощности чернотельного излучения (точки), линейный тренд имеет коэффициент 3.6 (сплошная линия); *d*) NEP как спектральная плотность шума, приведенная к входу микромостика.

чернотельного излучения уменьшается вдвое

$$P_{\text{opt}}(T_{\text{ВВ}}) = (A \cdot B) / 2 \cdot \int_{f_1}^{f_2} hf df / \left( \exp\left(\frac{hf}{k_B T_{\text{ВВ}}}\right) - 1 \right), \tag{2}$$

где *A* — оптическая эффективность антенны, *B* — коэффициент черноты пленки-поглотителя, *h* — постоянная Планка, *k<sub>B</sub>* — постоянная Больцмана, *T<sub>ВВ</sub>* — физическая температура поглотителя (сапфировой подложки). Интегрирование проводится в диапазоне частот согласования антенны с мостиком, который выбран в окне прозрачности атмосферы 600–700 GHz. В оптическую эффективность антенны, *A*, входят оптические потери в линзе, включая поглощение, отражение и дифракционные потери, а также рассогласование мостика с антенной. Эти параметры оценивались в программе электромагнитного моделирования. Главный лепесток диаграммы двучелевой антенны направлен в подложку; отражениями на границе подложки ( $\epsilon \approx 12$ ) с линзой ( $\epsilon \approx 10$ ), а так-

же на сферической поверхности просветленной линзы пренебрегаем. В заднем лепестке линзовой антенны теряется около 20% принимаемой мощности. Потери в боковых лепестках первого порядка фронтального направления можно пренебречь, так как они попадают в апертуру ЧТ диаметром 15 mm. С учетом согласования антенны с мостиком ( $S_{11} \approx -10$  dB) значение *A* составило  $\sim 0.7$ . Коэффициент черноты *B* был оценен с помощью программы электромагнитного моделирования в приближении металла нулевой толщины с поверхностным сопротивлением 1000 Ω/sq, и составил  $\sim 0.6$ . Таким образом, коэффициент передачи чернотельного излучения на микромостик был оценен как 42%.

Мощность теплового фона внутри криостата в полосе антенны определяется температурой внутренних радиационных экранов ( $\sim 10^{-23}$  W при  $\sim 1$  K), и ею можно пренебречь. Полная мощность планковского излучателя при максимальной температуре при  $\sim 10$  K была оценена как  $\sim 100$  pW. Прямой инфракрасный нагрев болометра от ЧТ и сброс тепла нагревателя ЧТ на си-

стему термостабилизации рефрижератора (паразитные эффекты общей мощностью  $\sim 2 \text{ mW}$ ) были исследованы в отдельном эксперименте. Вариация мощности смещения детектора, вызванная нагревом ЧТ, с линзой, закрытой алюминиевой фольгой, оказалась на уровне переходных флуктуаций системного термоконтроллера фирмы Lakeshore ( $\sim 0.02 \text{ dB}$ ).

Нормированный спектр шума болометра, приведенного к его входу (NEP), был вычислен с учетом коэффициента тепловой передачи детектора. Болометр RFTES является не квадратичным, а линейным преобразователем мощности: приращение смещения на выходе  $\Delta P_{\text{bias}}$  соотносится с оптическим сигналом  $P_{\text{opt}}$ , принятым антенной, посредством множителя, имеющего смысл коэффициента усиления. Именно это свойство позволяет использовать RFTES с усилителем в стандарте 50 Ом, а не с усилителем тока, как TES-болометр. Квадратичное преобразование мощности принятого сигнала в постоянный ток/напряжение происходит не в самом RFTES, а в цепи оконечного регистратора мощности, уже после буферного усилителя. Безразмерный коэффициент усиления мощности  $\text{Gain} = \Delta P_{\text{bias}}/P_{\text{opt}}$  можно вычислить, используя уравнение баланса тепловой мощности мостика,  $P$ :

$$\begin{aligned} \text{Gain} &= (P_{\text{bias}}\Delta S_{21}/(\Delta P - P_{\text{bias}}\Delta S_{31})) \\ &= (P_{\text{bias}}(dS_{21}/dT))/(G - P_{\text{bias}} \cdot dS_{31}/dT). \end{aligned} \quad (3)$$

В формуле (3) числитель — это изменение мощности смещения, а знаменатель — мощность сигнала на мостике, которая складывается из полного приращения  $\Delta P$  за вычетом мощности обратной электротермической связи (ETF — Electro Thermal Feedback). Эффект ETF возникает вследствие изменения сопротивления мостика при его нагреве сигналом. Правая часть соотношения (3) показывает, что физический смысл ETF — это добавка к отводу или приращению тепла, что зависит от знака  $dS_{31}(R)/dR$ :

$$\text{ETF} = P_{\text{bias}} \frac{dS_{31}}{dT} = P_{\text{bias}} \frac{dS_{31}}{dR} \frac{dR}{dT}. \quad (4)$$

Заметим, что ETF меняет свой знак в зависимости от того, какое из соотношений,  $R(T) < R_s$  или  $R(T) > R_s$ , выполняется для выбранного режима работы детектора (положительная, PETF, вблизи сверхпроводящего состояния мостика или отрицательная, NETF соответственно). Из (3) следует, что слишком сильная положительная ETF может приводить к бесконечному и даже отрицательному усилению, что физически проявляется как скачкообразная динамика на краях вышеупомянутого кратера. В традиционных TES-болометрах низкоомный шунт выбирают из условия  $R_{\text{sh}} \ll R(T)$  и устанавливают его как можно ближе к детектору, чтобы обеспечить безусловную устойчивость — NETF. В случае RFTES функцию шунта выполняет резонатор — точнее, его импеданс  $Z_s$ , возникающий в точке разрыва, куда включен мостик.

Следует отметить, что стабильность RFTES возможна не только при условии  $R(T) > R_{\text{sh}}$ . Принципиальным отличием высокочастотного считывания импеданса является более плавная зависимость сверхпроводящего перехода  $R(T)$ , исследованная нами для гафния в работах [14–16]. Согласно теории Матисса–Бардина [17], высокочастотный импеданс поверхности сверхпроводника (тонкой пленки) вблизи критической температуры можно описать качественно, несколько упрощая, двумя каналами проводимости. При охлаждении из нормального состояния присутствие фотонов СВЧ препятствует скачкообразному появлению сверхпроводящих носителей, концентрация которых остается малой, и возникающая индуктивность приводит к возникновению ненулевого потенциала высокой частоты. Из-за этого нормальные электроны вовлекаются в перенос тока и возникают активные потери, которые плавно снижаются по мере снижения температуры решетки. Это позволяет выполнять условие  $G > \text{ETF} > 0$  при  $R(T) \ll R_s$ , что по формуле (3) определяет стабильность  $S_{21}$ . Наличие активных высокочастотных потерь при температуре ниже критической является именно тем механизмом, который позволяет реализовать нелинейный импеданс микромостика с электронным газом. Отметим, что высокочастотный разогрев и переключение критическим током [10,13], по-видимому, являются конкурентными процессами при выходе RFTES на рабочий режим, что интересно для дальнейшего детального изучения.

На рис. 3, *c* представлен отклик детектора на оптический сигнал,  $\Delta P_{\text{bias}}(P_{\text{opt}})$ , в виде отдельных точек, взятых с рис. 3, *a* на центральной частоте резонатора. Применяв линейный тренд, получаем  $\text{Gain} = dP_{\text{bias}}/dP_{\text{opt}} \approx 3.6$  ( $\sim 5.5 \text{ dB}$ ), что означает усиление. Согласно теории цепей, наличие такого усиления позволяет снизить требования к шумам буферного усилителя. Пороговая чувствительность определялась с помощью быстрого преобразования Фурье. Дискретная выборка из трека амплитудных шумов на выходе детектора,  $P_{\text{bias}}(t)$ , преобразовывалась в спектральную плотность флуктуаций,  $S_x(f)$  (рис. 3, *d*). Частотный диапазон полученного спектра определяется, согласно теореме Котельникова, временным интервалом выборки (8.5 ms), а его точность — общим числом точек шумовой дорожки (100001 точка). Выбранный диапазон спектра (0–60 Hz) лежит в области кадровой частоты стандартного видеопотока, что важно для перспективного применения матриц RFTES в радиовидении. Пороговая чувствительность (рис. 3, *d*) определялась по стандартной методике [22] как

$$\text{NEP}_{\text{exp}} = \frac{\sqrt{S_x}}{\text{Gain}},$$

где  $S_x(f)$  — спектральная плотность шума на входе буферного усилителя. Из данных, приведенных на рис. 3, *d*, после математического усреднения следует, что спектральная плотность собственного шума болометрической приемной системы, включающей буферный полупроводниковый усилитель, имеет плато  $(3 \pm 1) \cdot 10^{-17} \text{ W/Hz}$  и границу фликкер-шума  $\sim 5 \text{ Hz}$ .

Анализ исходных данных позволяет предположить, что фликкер-шум является следствием комбинации временной нестабильности рефрижератора и промышленных помех в цепи питания буферных усилителей. Теоретическое сравнение измеренной и теоретической NEP было выполнено на основе учета вкладов различных источников шума:

$$NEP_{\text{tot}}^2 = NEP_{\text{Johnson}}^2 + NEP_{\text{photon}}^2 + NEP_{\text{phonon}}^2 + NEP_{\text{amp}}^2.$$

Усилитель с шумовой температурой TLNA  $\approx 20$  К дает

$$NEP_{\text{amp}} = \frac{\sqrt{0.5k_B P_{\text{bias}} T_{\text{LNA}}}}{\text{Gain}} \approx 0.6 \cdot 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}.$$

Вклад тепловых шумов решетки характеризуется фоновым шумом

$$NEP_{\text{phonon}} = \sqrt{4k_B T^2 G_{e-\text{ph}}} \approx 0.9 \cdot 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}.$$

Здесь использовано значение  $G_{e-\text{ph}} \approx 10^{-11}$  W/K, полученное экстраполяцией зависимости  $G_{e-\text{ph}}(T)$  из работы [15]. Фотонный шум  $NEP_{\text{photon}} \approx \sqrt{2P_{\text{rad}} h f}$ , имеет две независимые компоненты. Слабый поток терагерцовых фотонов от ЧТ, который определяется температурой теплового якоря ( $\sim 1$  К в темновом режиме), в полосе антенны дает  $NEP_{\text{photon1}} \approx 10^{-22}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , и этой компонентой можно пренебречь. Вторая компонента — это поток фотонов смещения на частоте 1.5 GHz на уровне  $-79$  dBm, дающий  $NEP_{\text{photon2}} \approx 0.5 \cdot 10^{-17}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . Поскольку физическая температура мостика много ниже шумовой температуры усилителя, то вкладом шума Джонсона в микромостике можно пренебречь. Полученное значение  $NEP_{\text{tot}}$  дает теоретический предел чувствительности для экспериментального образца  $\sim 1.5 \cdot 10^{-17}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . При фоновом излучении холодного неба в стратосфере на уровне 8–10 К в окне прозрачности 600–700 GHz фотонная нагрузка RFTES ухудшит пороговый сигнал до значения  $NEP_{\text{photon1}} \approx 3 \cdot 10^{-17}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ , что превышает собственный шум исследованного детектора и позволяет использовать его в качестве эффективного инструмента для стратосферных платформ.

#### 4. Заключение

Проведенные исследования оптической чувствительности подтверждают эффективность концепции RFTES-болметра, в основе которой лежит использование активной компоненты высокочастотного нелинейного импеданса сверхпроводящего мостика с электронным газом. Полученную в эксперименте оптическую чувствительность RFTES-болметра, которая лишь в 1.5 раза ниже теоретического значения, можно считать перспективным результатом. Метод определения NEP детектора по расчетным параметрам излучения ЧТ не следует считать прецизионным. Не исключено, что использованный в анализе оптический сигнал завышен, и NEP

системы в реальности ближе к теоретическому значению. При переходе к электронно-лучевой литографии объем электронного газа в мостике может быть снижен в 300–400 раз, а критическая температура — в 2–3 раза за счет уменьшения толщины пленки до примерно 20–30 nm. На основе проведенных исследований можно с оптимизмом смотреть на возможность получения NEP на уровне  $\sim 10^{-20}$  W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ . Авторы надеются, что данное исследование может открыть путь к созданию нового поколения практических сверхвысокочувствительных детекторов и изображающих матриц с частотно-селективным мультиплексированием.

#### Финансирование работы

Исследование выполнено полностью на площадке НИТУ МИСиС и поддерживалось грантами НИТУ МИСиС № K2-2020-016, РФФ № 17-19-01786 и РФФИ № 20-37-90094.

#### 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**, 12, 664 (1977).
- [2] S.F. Lee, J.M. Gildemeister, W. Holmes, A.T. Lee, P.L. Richards. *Appl. Opt.* **37**, 16, 3391 (1998).
- [3] D.K. Day, H.G. LeDuc, B.A. Mazin, A. Vayonakis, J. Zmuidzinas. *Nature* **425**, 6960, 817 (2003).
- [4] J. Zmuidzinas. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **3**, 169 (2012).
- [5] B.S. Karasik, W.R. McGrath, H.G. LeDuc, M.E. Gershenson. *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 11, 745 (1999).
- [6] B.S. Karasik, D. Olaya, J. Wei, S.V. Pereverzev, M.E. Gershenson, J.H. Kawamura, W.R. McGrath, A.V. Sergeev. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 2, 293 (2007).
- [7] L.S. Kuzmin, A.L. Pankratov, A.V. Gordeeva, V.O. Zbrozhek, V.A. Shamporov, L.S. Revin, A.V. Blagodatkina, S. Masi, P. de Bernardis. *Commun. Phys.* **2**, 104 (2019).
- [8] S.V. Shitov. *Technical Phys. Lett.* **37**, 10, 932 (2011).
- [9] A. Kuzmin, S.V. Shitov, A. Scheuring, J.M. Meckbach, K.S. Il'in, S. Wuensch, A.V. Ustinov, M. Siegel. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **3**, 1, 25 (2013).
- [10] A.A. Кузьмин, С.В. Шитов, А.В. Устинов. *ЖТФ* **84**, 1, 139 (2014).
- [11] S.V. Shitov, N.N. Abramov, A.A. Kuzmin, M. Merker, M. Arndt, S. Wuensch, K.S. Il'in, E.V. Erhan, A.V. Ustinov, M. Siegel. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **25**, 3, 12 (2014).
- [12] S.V. Shitov, A.A. Kuzmin, M. Merker, V.I. Chichkov, A.V. Merenkov, A.B. Ermakov, A.V. Ustinov, M. Siegel. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **27**, 4, 1 (2017).
- [13] A.A. Kuzmin, M. Merker, S.H. Wuensch, M. Siegel, A.D. Semenov, S.V. Shitov, A.V. Ustinov. *Appl. Phys. Lett.* **111**, 4, 042601 (2017).
- [14] A.V. Merenkov, V.I. Chichkov, A.B. Ermakov, A.V. Ustinov, S.V. Shitov. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28**, 7 (2018).

- [15] A.V. Merenkov, S.V. Shitov, V.I. Chichkov, A.B. Ermakov, T.M. Kim, A.V. Ustinov. *Tech. Phys. Lett.* **44**, 7, 581 (2018).
- [16] A.V. Merenkov, V.I. Chichkov, A.V. Ustinov, S.V. Shitov. *IOP Conf. Ser.: J. Phys.* **1182**, 012009 (2019).
- [17] C. Mattis, J. Bardeen. *Phys. Rev.* **111**, 2, 412 (1958).
- [18] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. *Modern Problems. Condens. Matter Sci.* **10**, 1 (1985). ISSN 0167-7837,
- [19] A.F. Andreev. *Sov. Phys. JETP* **19**, 5, 1228 (1964).
- [20] B.S. Karasik, R. Cantor. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 19, 193503 (2011).
- [21] <http://www.tydexoptics.com/ru/>
- [22] E.L. Dereniak, G.D. Boreman. *Infrared Detectors and System.* John Wiley & Sons, N.Y. (1996).

*Редактор Е.В. Толстякова*