

05;15

Сверхпроводящий резонатор с микромостиком из гафния при температурах 50–350 мК

© А.В. Меренков¹, С.В. Шитов^{1,2}, В.И. Чичков¹,
А.Б. Ермаков², Т.М. Ким¹, А.В. Устинов^{1,3,¶}

¹ Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“, Москва, Россия

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

³ Физический институт Университета Карлсруэ, Карлсруэ, Германия

¶ E-mail: alexey.ustinov@kit.edu

Поступило в Редакцию 11 декабря 2017 г.

Экспериментально продемонстрирован высокочастотный сверхпроводящий резонатор с микромостиком из пленки гафния для применения в схеме считывания изображающей матрицы терагерцевого диапазона с частотным мультиплексированием. Исследовалась вариабельность импеданса мостика на частоте 1.5 GHz, что является ключевым фактором управления добротностью резонатора. Мостик, имеющий толщину около 50 nm, критическую температуру $T_c \approx 380$ mK и размер в плане $2.5 \times 2.5 \mu\text{m}$, был включен как нагрузка резонатора, выполненного из пленки ниобия толщиной около 100 nm ($T_c \sim 9$ K). Показано, что мостик плавно меняет свой импеданс пропорционально мощности смещения во всем диапазоне температур. Измерения эффективной теплоизоляции мостика проводились в криостате растворения при температурах 50–300 mK. Вычислена тепловая проводимость мостика G , которая составила $\sim 4 \cdot 10^{-13}$ W/K, что дает оценку чувствительности структуры в болометрическом режиме $NEP \approx 8 \cdot 10^{-19}$ W/Hz^{1/2} при температуре 150 mK.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.13.46328.17149

Для фундаментальных исследований в области радиоизображения, в том числе в радиоастрономии, требуются сверхчувствительные детекторы, содержащие более 1000 пикселей. Для считывания охлаждаемых матриц разработаны методы частотного мультиплексирования, которые позволяют передавать информацию с разных пикселей по одному общему кабелю. Это снижает тепловую нагрузку и позволяет

максимально использовать время интеграции каждого пикселя [1]. Конкурирующими решениями являются два типа детекторов: неравновесный детектор на кинетической индуктивности (MKID) [2] и болометрический сенсор, в котором разогрев поглотителя измеряется равновесным сенсором на краю сверхпроводящего перехода (TES) [3,4]. Важным преимуществом MKID является интегральная схема считывания на частотах порядка 1 GHz с единственным полупроводниковым усилителем стандарта 50 Ω . Здесь TES-детектор проигрывает, так как для него необходим дорогостоящий СКВИД-усилитель, работающий на частотах ниже 1 MHz, что затрудняет создание интегральной системы считывания. При переходе к температурам ниже 1 K электронная подсистема многих материалов слабо взаимодействует с кристаллической решеткой и может быть разогрета относительно независимо, особенно вблизи сверхпроводящего перехода [5]. Появление неравновесного нано-НЕВ-детектора (НЕВ — болометр на горячих электронах) [6,7], который можно условно отнести к разновидности TES с саморазогревом, подтолкнуло нас к разработке концепции RFTES (RFTES — болометр на краю сверхпроводящего перехода с высокочастотным считыванием) [8–10]. Мы предложили измерять такой разогрев на частотах резонатора в несколько GHz, считая возможным реализовать переменность импеданса мостика на сравнительно высоких частотах. Нам удалось экспериментально продемонстрировать электродинамический прототип с частотой считывания ~ 5 GHz при температурах 1.5–4.5 K с оптической чувствительностью (NEP) около 10^{-14} W/Hz^{1/2} [9]. Задачей настоящей работы является демонстрация переменности импеданса мостика при более низких температурах и малой энергии щели в области его сверхпроводящего перехода, что является критическим параметром в применении нашего метода частотного мультиплексирования для болометрических матриц с целевой чувствительностью лучше 10^{-18} W/Hz^{1/2}.

Эквивалентная схема и фотография нового чипа представлены на рис. 1. Четвертьволновой резонатор, свернутый для компактности, играет одновременно роль узкополосного фильтра (~ 0.1 MHz) и трансформатора импеданса связанной с ним линии на частоте 1.5 GHz. Добротность $Q \approx 10\,000$ была реализована в интегральном исполнении для следующих параметров: сопротивление болометра $R_B = 10 \Omega$, эквивалентные емкости контура $C_1/C_2 = 100$ и $C_1 + C_2 \approx C_R$. Изменение состояния мостика меняет ток в резонаторе; связь с линией 50 Ω создает

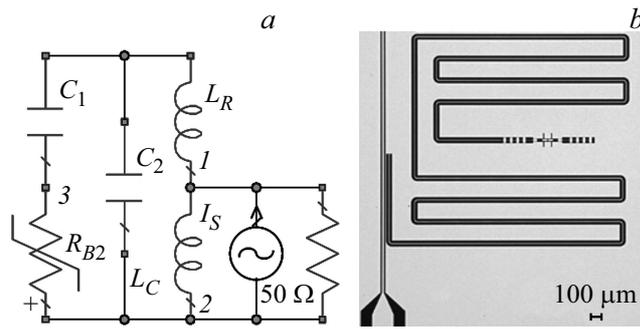


Рис. 1. *a* — эквивалентная схема RF TES-детектора с цепью частотной селекции. *1, 2* — порты подключения входа и выхода чипа, *3* — порт подключения мостика. *b* — RF TES-детектор в резонаторе, согласованном с 50Ω стандартом. Серый цвет соответствует металлу, черный — подложке.

необходимое значение импеданса включения мостика, $R_{SH} \ll R_B$, как того требует условие устойчивости классического TES-детектора [11]. В отличие от режима работы MKID мы рассматриваем ток на частоте 1.5 GHz как инвазионный, т.е. он нагревает мостик и обеспечивает условия для смещения температуры его электронной подсистемы в начало перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное (саморазогрев). Терагерцевый сигнал, воздействие которого исследовано в [6,7] и который не является непосредственным предметом обсуждения в данной работе, может поступать от антенны, интегрированной с резонатором аналогично MKID (рис. 1, *b*), в виде потока фотонов с энергией, много большей целевой энергии материала мостика. Для таких токов мостик ведет себя как нормальный металл, вариабельность его импеданса заведомо отсутствует, но происходит дополнительный разогрев электронной подсистемы, что можно регистрировать на постоянном токе смещения [6]. Если же частота такого смещения не слишком велика, то изменение импеданса мостика $Z(T, f)$ должно приводить к изменению добротности Q резонатора и пропускания связанной с ним линии S_{21} (аналогично MKID).

Существует несколько теорий, подходящих для описания вариаций импеданса сверхпроводника $Z(T, f)$ на частотах, которые нельзя считать низкими [12–14]. Все они предсказывают, что с ростом частоты

соотношение $dZ(T, f)/dT$, описывающее вариабельность комплексного импеданса, уменьшается, и его активная составляющая проявляется при температурах гораздо ниже критической температуры материала мостика. На практике зависимость сопротивления $R(T)$ пленки никогда не бывает такой резкой, как предсказывает теория. Это позволяет выдвинуть гипотезу о существовании частоты f_0 , на которой теоретическая крутизна сравнивается с экспериментальной, и высокочастотным эффектом можно пренебречь. Теория Маттиса–Бардина в пределе Пиппарда позволяет для микромостика из гафния с критической температурой $T_C \approx 0.36–0.4$ К вычислить нормированный активный импеданс $R(T, \omega)$ с использованием следующих уравнений из работы [13]:

$$\frac{R}{R_N} = \frac{\sigma_1 \sigma_N}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2},$$

где

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_N} = \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T)}^{\infty} (f(u) - f(u + \hbar\omega))g(u)du + \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T) - \hbar\omega}^{-\Delta(T)} (1 - 2f(u + \hbar\omega))g(u)du,$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T) - \hbar\omega, -\Delta(T)}^{\Delta(T)} \frac{(1 - 2f(u + \hbar\omega))(u^2 + \Delta(T)^2 + \hbar\omega u)du}{\sqrt{\Delta(T)^2 - u^2} \sqrt{(u + \hbar\omega)^2 - \Delta(T)^2}}$$

и $f(u)$ — функция Ферми–Дирака, а функция $g(u)$ дается формулой

$$g(u) = \frac{u^2 + \Delta(T)^2 + \hbar\omega u}{\sqrt{u^2 - \Delta(T)^2} \sqrt{(u + \hbar\omega)^2 - \Delta(T)^2}}.$$

Сравнение результатов расчета с экспериментально измеренной зависимостью $R(T)$ для наших пленок гафния представлено на рис. 2, а и показывает не слишком большое их различие на частоте 1.5 GHz. Электродинамическое проектирование образцов проводилось с помощью пакета NI AWRDE „Microwave Office“. Все элементы структуры

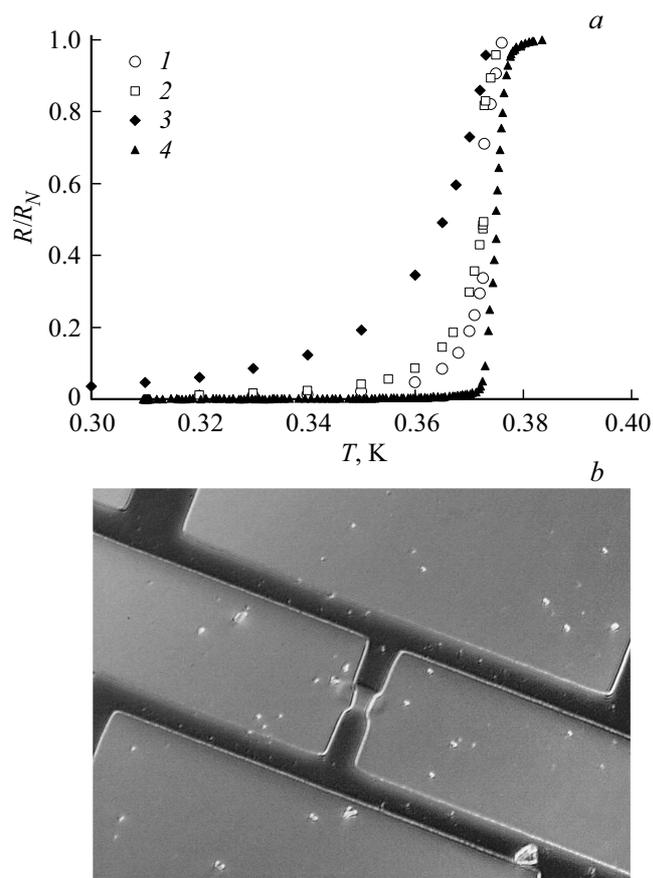


Рис. 2. *a* — действительная (активная) часть нормированного высокочастотного импеданса мостика из гафния при частотах воздействия 1 (1), 1.5 (2) и 5 GHz (3) в сравнении с экспериментально измеренным отношением $R/R_N(T)$ на постоянном токе (4). *b* — фотография микромостика из гафния, встроенного в четвертьволновой резонатор.

изготовлены из пленки ниобия толщиной ~ 100 nm ($T_C \approx 9$ K), а мостик — из пленки гафния толщиной ~ 50 nm (рис. 1, *b* и 2, *b*). Чипы изготавливались в лаборатории „Сверхпроводящие метаматериа-

лы“ НИТУ МИСиС на подложках из монокристаллического кремния. Применялась прямая (безмасочная) экспозиция фоторезиста с помощью сканирующего лазерного литографа Heidelberg μ PG 501. Пленки ниобия и гафния наносились методом магнетронного распыления на постоянном токе при базовом давлении камеры $(8-9) \cdot 10^{-8}$ mbar и рабочем давлении аргона $5 \cdot 10^{-3}$ mbar. Скорость напыления была равна 22 nm/min для ниобия и 28 nm/min для гафния; чистота материалов мишеней составляла 99.99%. Мостик из гафния формировался методом взрывной фотолитографии. Измерения S -параметров проводились с помощью векторного анализатора СВЧ-цепей фирмы Agilent в диапазоне мощностей на входе чипа от -110 до -80 dBm (10^{-15} – 10^{-1} W на самом мостике). Для структуры, представленной на рис. 1, b , резонансная частота составила 1.5001 GHz, что практически совпало с проектным значением. Коэффициент пропускания S_{21} измерялся при фиксированной мощности в диапазоне температур 50–350 mK, при фиксированной температуре из указанного диапазона варьировалась мощность смещения. Судя по полученным зависимостям S_{21} , импеданс мостика при изменении мощности и при изменении температуры меняется плавно; резкие скачки импеданса, гистерезис и иные проявления неустойчивости, наблюдавшиеся в работах [8,9], отсутствуют. Результат эксперимента по удержанию постоянного значения S_{21} (постоянной температуры электронной подсистемы мостика) при разных температурах криостатирования T_i за счет подбора мощности смещения P_i показан на рис. 3, a . Известно, что с понижением температуры теплопроводность электронной подсистемы гафния $G(T)$ падает степенным образом, пропорционально $\sim T^N$, где $N = 3-5$ [5]. Условие постоянного разогрева, полученное в эксперименте, может быть записано в виде уравнения замещения оттока тепла электрической мощностью смещения: $G_i(T_i - T_{i+1}) = P_{i+1} - P_i$, решение которого для набора экспериментальных точек представлено на рис. 3, b . Эта зависимость может быть аппроксимирована как $G(T) \sim T^3$, что свидетельствует именно о разогреве электронной подсистемы мостика [5,15]. Теоретический предел чувствительности NEP, соответствующий экспериментальной теплопроводности $G \approx 4 \cdot 10^{-13}$ W/K, может быть вычислен по классической формуле $NEP = \sqrt{4k_B T^2 G}$, что также представлено на рис. 3, b . В заключение следует отметить, что теплопроводность G может быть снижена еще по крайней мере на один порядок за счет

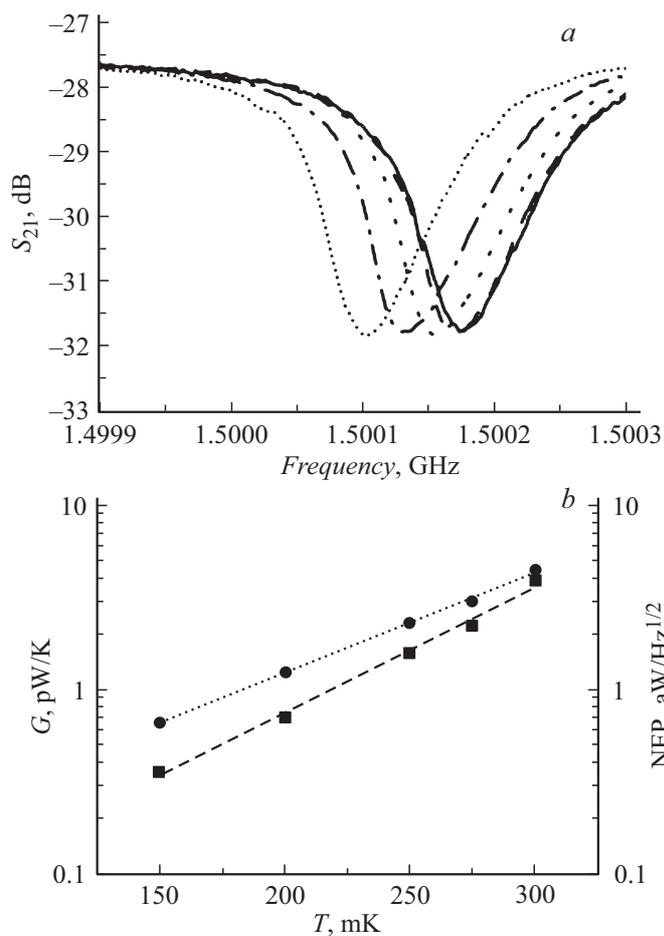


Рис. 3. *a* — режим постоянного разогрева мостика (постоянной добротности резонатора): убывание температуры (справа налево 275, 250, 200, 150 и 100 mK) компенсируется мощностью смещения (−43.9, −42.5, −41.4, −41, −41 dBm соответственно); указана выходная мощность анализатора без учета ослабления охлаждаемыми аттенюаторами 40 dB и переходного затухания связи около 9 dB. *b* — теплопроводность мостика G , вычисленная по экспериментальным данным, приведенным на части *a* (квадраты), и соответствующая ей чувствительность детектора при накачке на частоте резонатора 1.5 GHz (кружки).

уменьшения объема мостика при переходе на субмикронную литографию. Полученная на основе экспериментальных данных рекордная оценка $NEP = 8 \cdot 10^{-19} \text{ W/Hz}^{1/2}$ при температуре 150 мК будет уточнена в ближайшем будущем в оптическом эксперименте с применением вакуумного чернотельного излучателя [16]. Таким образом, в результате проведенных исследований продемонстрирована вариабельность импеданса сверхпроводящей пленки гафния за счет разогрева ее электронной подсистемы. На основе метода постоянного разогрева электронного газа была измерена теплопроводность болометра и подтверждена возможность создания нового сверхчувствительного детектора для терагерцевых матриц с частотным мультиплексированием.

Работа в части теоретических расчетов и моделирования поддерживалась Министерством образования и науки РФ в рамках программы повышения конкурентоспособности НИТУ МИСиС (грант № К2-2014-025), а в части экспериментальных исследований — грантом Российского научного фонда № 17-19-01786.

Список литературы

- [1] *Lantinga T.M., Cho H., Clarke J., Dobbs M., Lee A.T., Richards P.L., Spieler H., Smith A.* // Millimeter Submillimeter Detectors Astronomy. 2003. V. 4855. P. 172–181.
- [2] *Day P.K., LeDuc H.G., Mazin B.A.* // Nature. 2003. V. 425. P. 817–821.
- [3] *Irwin K.D., Hilton G.C.* // Top. Appl. Phys. 2005. V. 99. P. 63–149.
- [4] *Holland W.* // Proc. SPIE. 2006. V. 6275. P. 62751E.
- [5] *Gershenson M.E., Gong D., Sato T., Karasik B.S., Sergeev A.V.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. P. 2049–2051.
- [6] *Karasik B.S., Cantor R.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 193503.
- [7] *Karasik B.S., Sergeev A.V., Prober D.E.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. V. 1. N 1. P. 97–111.
- [8] *Shitov S.V., Abramov N.N., Kuzmin A.A., Merker M., Arndt M., Wuensch S., Ilin K.S., Erhan E.V., Ustinov A.V., Siegel M.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2015. V. 25. N 3. P. 2101704(1–3).
- [9] *Shitov S.V., Kuzmin A.A., Merker M., Chichkov V.I., Merenkov A.V., Ermakov A.B., Ustinov A.V., Siegel M.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2017. V. 27. N 4. P. 2100805.

- [10] *Kuzmin A.A., Shitov S.V., Scheuring A., Meckbach J.M., Pin K.S., Wuensch S., Ustinov A.V., Siegel M.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2013. V. 3. N 1. P. 25–31.
- [11] *Irwin K.D.* // AIP Conf. Proc. 2009. V. 1185. P. 229–236.
- [12] *Gorter J., Casimir H.B.G.* // Z. Phys. 1934. V. 15. P. 539–542.
- [13] *Mattis C., Bardeen J.* // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 412–417.
- [14] *Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Халатников И.М.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. В. 1. С. 187–191.
- [15] *Swartz E.T., Pohl R.O.* // Rev. Mod. Phys. 1989. V. 61. P. 605–668.
- [16] *Уваров А.В., Шитов С.В., Выставкин А.Н.* // Метрология. 2010. № 9. С. 3–14.