

02,13

Джозефсоновские туннельные переходы с интегральным СИН-шунтированием

© М.С. Шевченко^{1,2}, Л.В. Филиппенко¹, О.С. Киселев^{1,3}, В.П. Кошелец^{1,3}

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

³ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, Россия

E-mail: shevchenko@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 29 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2022 г.

Принята к публикации 12 мая 2022 г.

Посвящена исследованию туннельных джозефсоновских переходов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (СИС) с новым типом шунтирования, основанном на использовании дополнительного перехода сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (СИН), расположенного вокруг СИС-перехода. В ходе исследования были проведены численные расчеты параметров таких шунтированных переходов и выполнено моделирование их вольтамперных характеристик (ВАХ). Спроектированные образцы были изготовлены, проведены исследования их параметров; измерены ВАХи переходов с различной степенью шунтирования, исследовано поведение переходов под воздействием высокочастотных сигналов в суб-ТГц-диапазоне.

Ключевые слова: сверхпроводниковые устройства, туннельный переход сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник, эффект Джозефсона, шунтирование джозефсоновского перехода.

DOI: 10.21883/FTT.2022.09.52809.38NN

1. Введение

Шунтированные джозефсоновские переходы необходимы для создания генераторов и приемников излучения ТГц- и суб-ТГц-диапазона, сверхпроводниковых квантовых интерферометров (СКВИДов), одноквантовых цифровых устройств. Шунтирование обеспечивает получение безгистерезисной вольтамперной характеристики при сохранении достаточно высокого характерного напряжения (и, соответственно, характерной частоты) [1]. Обычно в качестве шунта используются тонкопленочные резисторы [2,3], но данный способ имеет недостатки (большой размер структуры, высокая паразитная индуктивность, что снижает рабочую частоту устройств) [4]. Для устранения этих недостатков и был предложен новый тип шунтирования, заключающийся в изготовлении туннельных СИС-переходов с интегральным шунтированием СИН-переходом, расположенным вокруг основного перехода и изготовленным с ним в одном технологическом процессе (рис. 1). Внутренний радиус СИН-перехода определяется радиусом СИС-перехода, внешний — выбирается с учетом необходимого сопротивления. Более подробное описание технологии изготовления и первые результаты содержатся в [5].

Новый способ шунтирования СИН-переходом позволяет значительно снизить общий размер топологии и, следовательно, уменьшить паразитную индуктивность шунта, что положительно сказывается на его работе в высокочастотном диапазоне. Известны другие способы

внутреннего шунтирования, которые тоже позволяют уменьшить размеры структуры. Существует способ шунтирования за счет изготовления переходов с очень высокой плотностью тока [2], но при таком способе необходимо изготавливать переходы маленького размера (площади переходов менее $0.1 \mu\text{m}^2$) и с очень тонкой прослойкой изолятора (порядка нескольких атомных слоев), такой процесс является сложно контролируемым. Другой способ заключается в изготовлении джозефсоновского перехода со слоем проводящего вещества, например, $\text{Nb}_{1-y}\text{Ti}_y\text{N}/\text{Ta}_x\text{N}/\text{Nb}_{1-y}\text{Ti}_y\text{N}$ [6]. Недостаток такого способа шунтирования заключается в слабой воспроизводимости требуемых параметров. Проведенные исследования [7] свидетельствуют о том, что даже у образцов, изготовленных на одной подложке сильно варьируются критические токи I_c и нормальные сопротивления R_n из-за нарушения стехиометрии.

Таким образом, предложенный нами способ интегрального СИН-шунтирования имеет ряд достоинств по сравнению со своими аналогами. Настоящая работа посвящена изучению характеристик таких переходов.

2. Моделирование

Для определения геометрических параметров переходов с высоким характерным напряжением $V_c = I_c R$ (I_c — критический ток джозефсоновского перехода, R — суммарное сопротивление шунта и перехода

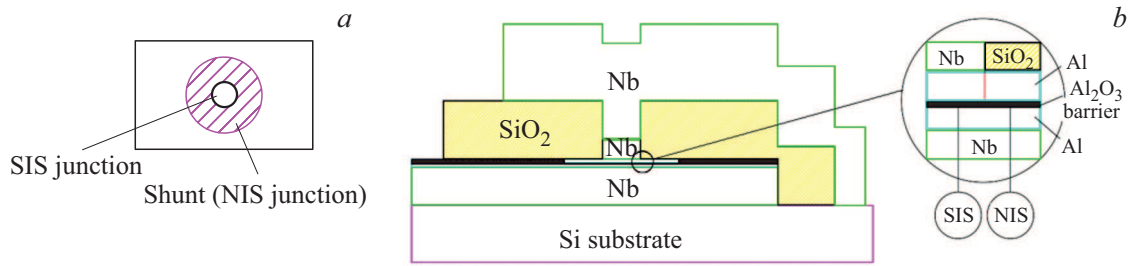


Рис. 1. *a* — схема интегрального шунтирования СИИ-переходом; *b* — схема в разрезе.

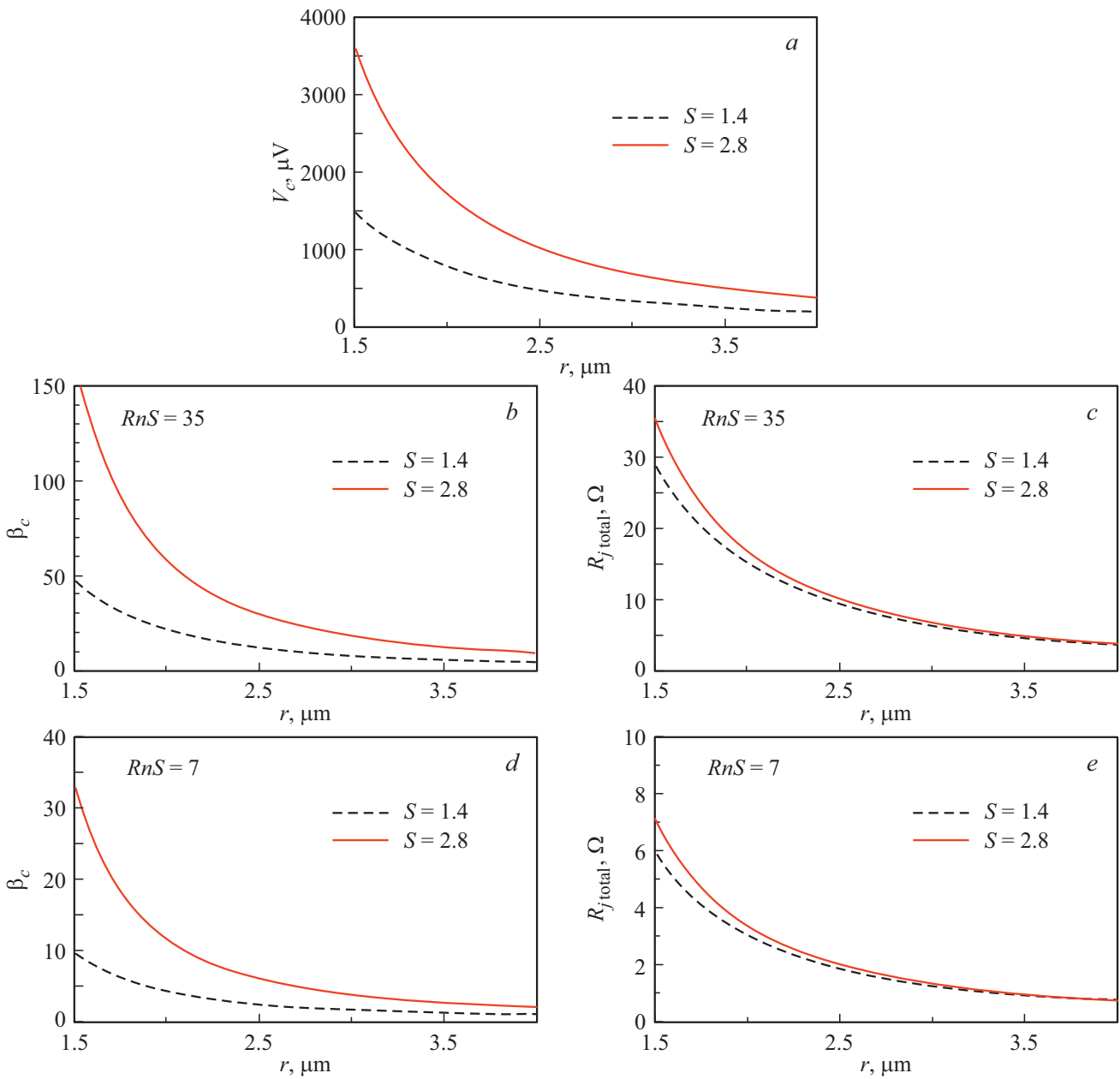


Рис. 2. Расчеты параметров переходов с СИИ-шунтированием в зависимости от внешнего радиуса шунта и для площадей СИИ-перехода 1.4 и 2.8 μm^2 . *a* — характерное напряжение V_c ; *b* — параметр гистерезисности β_c и *c* — суммарное напряжение шунта и перехода $R_{j\text{total}}$ ниже энергетической щели для удельного туннельного сопротивления $RnS = 35 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$; *d* — β_c и *e* — $R_{j\text{total}}$ для $RnS = 7 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

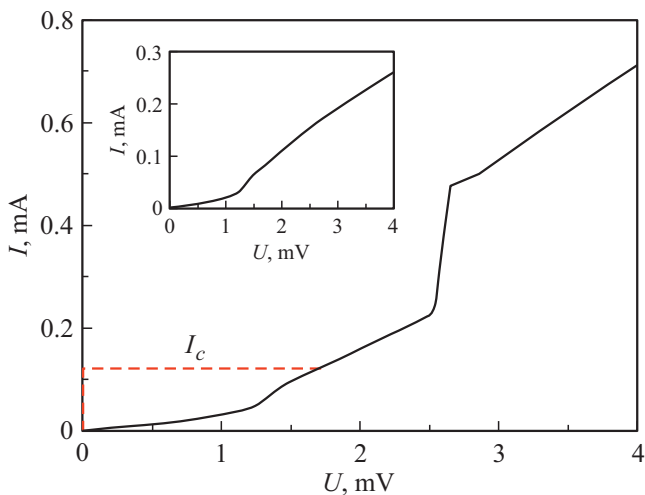


Рис. 3. Численный расчет квазичастичной ветви ВАХ СИС-перехода Nb-Al/AlOx-Nb, шунтированного СИН-переходом. $T = 4.2$ К. На вставке ВАХ СИН-перехода Al-AlOx-Nb, с помощью которого осуществляется шунтирование. Радиус СИС-перехода $r_1 = 0.95 \mu\text{m}$; внешний радиус шунта $r_2 = 2 \mu\text{m}$; удельное туннельное сопротивление $RnS = 30 \Omega * \mu\text{m}^2$; расчетные параметры переходов с такими размерами и RnS : $V_c = 1300 \mu\text{V}$ и $\beta_c = 30$. Пунктир — расчетные значения критического тока на прямой ветви.

при напряжениях ниже энергетической щели) и однозначной ВАХ (в этом случае параметр Мак-Камбера $\beta_c = (2\pi/\Phi_0)I_c R^2 C \lesssim 1$ [1,8], где Φ_0 — квант магнитного потока, C — емкость перехода) были проведены численные расчеты (рис. 2). Радиус СИН шунта варьировался от 1.5 до $4 \mu\text{m}$.

Из рис. 2 видно, что для достижения большего характерного напряжения при меньших β_c требуется изготавливать переходы с высокой плотностью тока (маленьким удельным туннельным сопротивлением RnS).

В рамках численного моделирования также был произведен расчет ВАХ перехода с интегральным СИН шунтированием (рис. 3), с использованием выражения для аналитической ВАХ СИН-перехода [9]. Разработанные численные модели позволяют определять, какие параметры будут у переходов с заданной плотностью тока, геометрическими размерами СИС-перехода и шунта; а также определять нужные параметры для получения переходов с необходимыми свойствами.

3. Экспериментальные исследования

Спроектированные образцы были изготовлены и исследованы. На рис. 4 приведены экспериментальные ВАХ образцов с интегральным СИН-шунтированием для различных внешних радиусов шунта. Видно, что предложенный дизайн шунта действительно работает.

Было также проведено исследование характеристик шунтированных структур при воздействии на

них переменного сигнала. В качестве генератора использовался распределенный джозефсоновский переход (РДП) [10,11], работающий в диапазоне 300–700 GHz; он располагался на той же подложке, что и шунтированная структура. На рис. 5 показаны ВАХ шунтированного перехода без воздействия сигнала и при воздействии сигналов частотой 330, 400 и 460 GHz (на напряжениях $V_n = n\hbar\omega/2e$ наблюдаются соответствующие ступени Шапиро, обусловленные синхронизацией джозефсоновской генерации внешним сигналом), из чего можно сделать вывод, что новый вид шунтирования работает и на высоких частотах.

На рис. 6, а показаны ВАХ перехода с интегральным СИН-шунтированием при различной мощности сигнала на частоте 410 GHz. ВАХ были измерены для получения зависимостей удвоенной амплитуды критического тока, амплитуды 1-ой и 2-ой ступени Шапиро, и оценки величины V_c по высокочастотным измерениям. Амплитуда ступени с номером n при условии, что

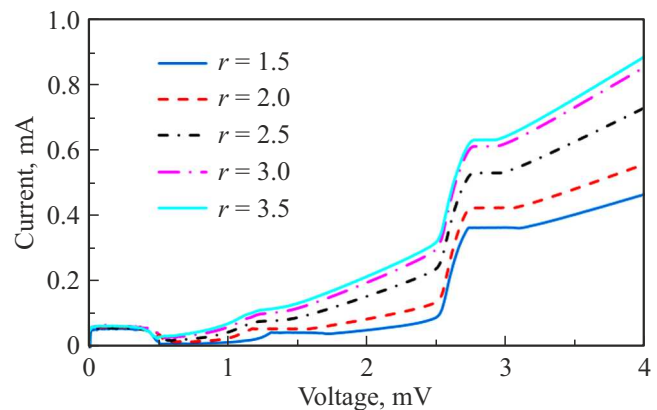


Рис. 4. Экспериментальные ВАХ переходов с интегральным СИН-шунтированием, измеренные в режиме задания напряжения. Площадь СИС-перехода $S = 1.4 \mu\text{m}^2$. Внешний радиус шунта варьируется от $1.5 \mu\text{m}$ до $3.5 \mu\text{m}$.

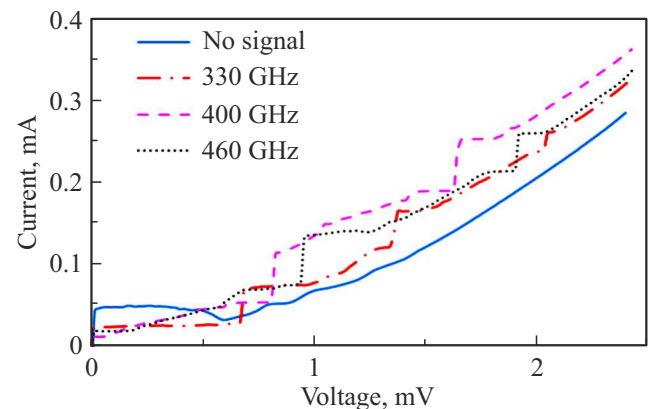


Рис. 5. ВАХ переходов с интегральным СИН-шунтированием без воздействия сигнала и при воздействии сигналов частотой 330, 400 и 460 GHz. На напряжениях $V_n = n\hbar\omega/2e$ наблюдаются ступени Шапиро.

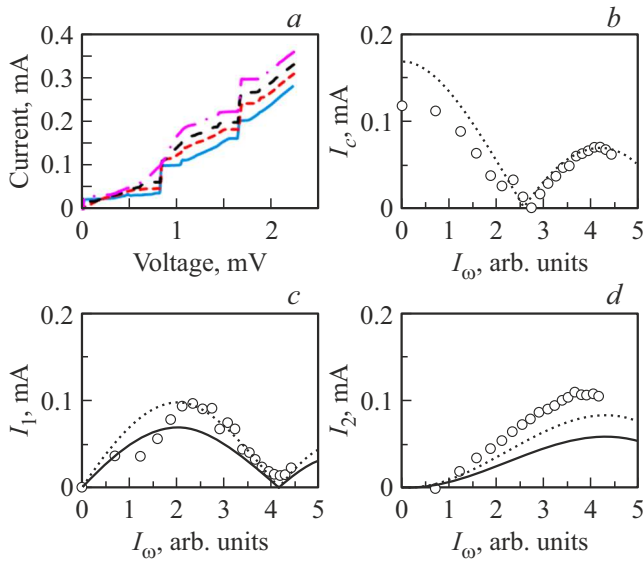


Рис. 6. *a* — ВАХи перехода с СИН-шунтированием под воздействием сигнала РДП различной мощности на частоте 410 GHz; *b* — удвоенная амплитуда критического тока I_c ; *c* — амплитуда первой I_1 и *d* — второй I_2 ступеней Шапиро в зависимости от амплитуды тока высокочастотного сигнала I_ω в относительных единицах. Точки — экспериментальные данные; зависимости для резистивной модели, согласованные с экспериментом при $I_\omega = 0$, показаны сплошными линиями; те же зависимости, согласованные с экспериментом при $I_\omega = 4$, представлены пунктирными линиями.

частота внешнего периодического сигнала ω меньше или равна характерной частоте перехода $\omega_c = 2eV_c/\hbar$, задается формулой $I_n^\pm = I_c J_n(I_\omega/I_c)$ [1], где J_n — функция Бесселя первого рода, порядка n , а I_ω — амплитуда внешнего сигнала.

Были проведены измерения амплитуды первых ступеней для разных частот, в зависимости от мощности генератора, которая варьировалась за счет изменения тока РДП при постоянном напряжении (частоте) [10]. На рис. 6, *b, c, d* показаны зависимости удвоенного критического тока и амплитуды первых двух ступеней тока от амплитуды тока сигнала I_ω на частоте 410 GHz, которая в первом приближении пропорциональна корню из величины сверхпроводящего тока РДП при напряжении 1 mV [11].

Сплошными линиями и пунктиром показаны зависимости, построенные на основе резистивной модели переходов с малым затуханием [1,12] — функции Бесселя соответствующего порядка. Данные зависимости позволяют оценить характерное напряжение шунтированного перехода V_c^{RF} по высокой частоте [1]; хорошее совпадение осциллирующей с немодифицированной функцией Бесселя на частоте 410 GHz позволяет утверждать, что величина V_c^{RF} порядка 0.8 mV.

Были проведены измерения ВАХ шунтированных переходов при различных температурах в диапазоне от 4.2 до 8 К (рис. 7).

По результатам этих измерений были построены зависимости критического тока I_c и тока возврата I_r в зависимости от значения напряжения энергетической щели V_g (рис. 8, *a*). Из значения V_g была оценена температура [13,14], результаты представлены на рис. 8, *b*.

Из рис. 8 видно, что, как и предсказывалось в [1], при уменьшении критического тока, и, соответственно

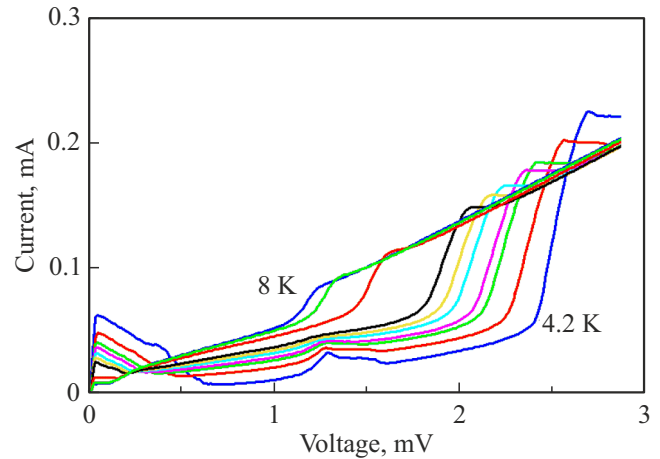


Рис. 7. ВАХи перехода с СИН-шунтированием при различных температурах в диапазоне от 4.2 К до 8 К. Площадь перехода $S = 1.4 \mu\text{m}^2$; внешний радиус СИН-перехода $r = 1.5 \mu\text{m}$.

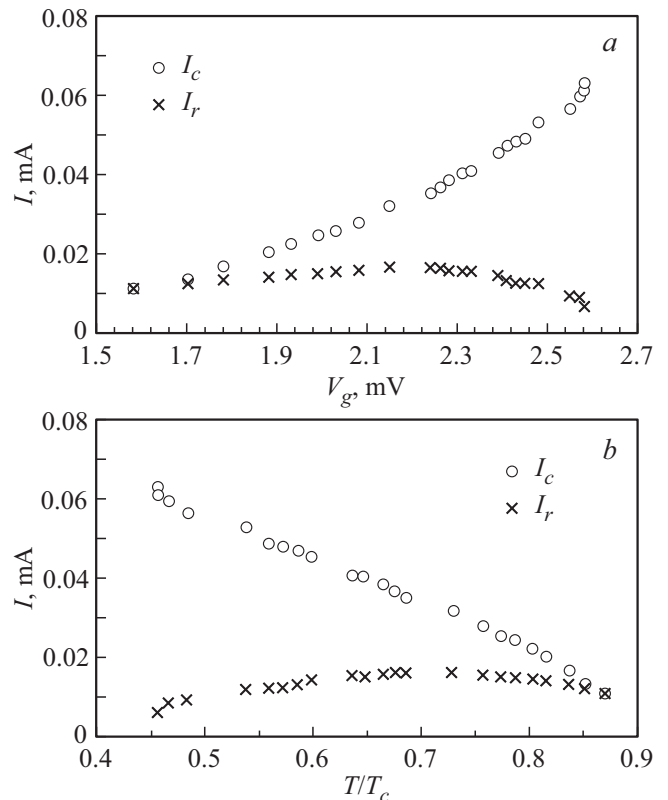


Рис. 8. *a* — зависимость критического тока I_c и тока возврата I_r от напряжения энергетической щели V_g ; *b* — зависимость критического тока I_c и тока возврата I_r от температуры (оценка из значения V_g). $T_c = 9.2$ К.

параметра $\beta_c = (2\pi/\Phi_0)I_c R^2 C$ отношение I_r/I_c стремится к 1, т.е. ВАХ перехода становится однозначной. Результаты, представленные на рис. 8, *b* соответствуют расчетам, проведенным в [13] в рамках микроскопической теории сверхпроводимости с учетом эффекта близости объемного сверхпроводника и тонкой пленки нормального металла для структур SNINS (сверхпроводник–нормальный металл–изолятор–нормальный металл–сверхпроводник).

4. Заключение

Был разработан дизайн переходов с новым интегральным шунтированием СИН переходом. Было проведено численное моделирование и рассчитаны параметры таких переходов — суммарное сопротивление шунта и СИС-перехода, характерное напряжение, параметр гистерезисности Мак-Камбера. Образцы были изготовлены, исследованы их ВАХи, а также поведение под воздействие высокочастотного сигнала. По результатам исследований можно сделать вывод о том, что предложенный способ шунтирования действительно функционирует, в том числе и на высоких частотах. Характерное напряжение по высокочастотным измерениям можно оценить снизу значением 0.8 mV (частота 400 GHz). Также были проведены температурные измерения, которые показали, как меняется критический ток перехода, и соответственно, характерное напряжение в зависимости от энергетической щели (температуры).

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20-42-04415). Туннельные переходы были изготовлены в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН в рамках государственного задания. Для изготовления образцов было использовано оборудование УНУ № 352529 „Криоинтеграл“, развитие которой поддержано грантом МНВО РФ, соглашение № 075-15-2021-667.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] К.К. Лихарев. Введение в динамику джозефсоновских переходов. Наука, М. (1985). 320 с.
- [2] S.K. Tolpygo, V. Bolkhovsky, S. Zarr, T.J. Weir, A. Wynn, A.L. Day, L.M. Johnson, M.A. Goukerю. IEEE Transact. Appl. Supercond. **27**, 4, 1 (2017).
- [3] Tiantian Liang, Guofeng Zhang, Wentao Wu, Yongliang Wang, Lu Zhang, Hua Jin, Xue Zhang, Liliang Ying, Bo Gao. IEEE Transact. Appl. Supercond. **30**, 7, 1 (2020).
- [4] C.B. Whan, C.J. Lobb. J. Appl. Phys. **77**, 1, 382 (1995).
- [5] M.S. Shevchenko, A.A. Atepalikhin, F.V. Khan, L.V. Filippenko, A.M. Chekushkin, V.P. Koshelets. IEEE Transact. Appl. Supercond. **32**, 4, 1 (2021).
- [6] T. Van Duzer, L. Zheng, X. Meng, C. Loyo, S.R. Whiteley, L. Yu, N. Newman, J.M. Rowel, N. Yoshikawa. Physica C **372**, 1 (2002).
- [7] Lei Yu, Raghuram Gandikota, Rakesh K. Singh, Lin Gu, David J. Smith, Xiaofan Meng, Xianghui Zeng. Supercond. Sci. Technol. **19**, 8, 719 (2006).
- [8] D.E. McCumber. J. Appl. Phys. **39**, 3113 (1968).
- [9] D. Chouvaev. Normal metal hot-electron microbolometer with superconducting Andreev mirrors. Chalmers University of Technology (2001).
- [10] P.N. Dmitriev, L.V. Filippenko, V.P. Koshelets. Josephson Junctions. Jenny Stanford Publishing (2017). P. 185–244.
- [11] D.R. Gulevich, V.P. Koshelets, F.V. Kusmartsev. Phys. Rev. B **96**, 2, 024515 (2017).
- [12] K.K. Likharev. Rev. Mod. Phys. **51**, 1, 101 (1979).
- [13] A.A. Голубов, М.Ю. Куприянов. ЖЭТФ **96**, 1420 (1989).
- [14] A.A. Golubov, E.P. Houwman, J.G. Gijssbertsen, V.M. Krasnov, J. Flokstra, H. Rogalla, M.Y. Kupriyanov. Phys. Rev. B, **51**, 2, 1073 (1995).

Редактор Т.Н. Василевская