

05.4;09;12

УВСО джозефсоновские переходы на бикристаллической подложке из сапфира для устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн

© А.Д. Маштаков, К.И. Константибян, Г.А. Овсянников,
Е.А. Степанцов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Поступило в Редакцию 1 сентября 1998 г.

Изготовлены и экспериментально исследованы джозефсоновские ВТСП переходы на бикристаллических подложках из сапфира. Достигнутые критические параметры переходов отвечают требованиям проектирования устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Данные динамических измерений показали, что в обсуждаемых переходах наблюдается синусоидальная зависимость сверхпроводящего тока от разности фазы сверхпроводящих волновых функций электродов и для анализа их СВЧ свойств применима простая резистивная модель. В то же время температурная зависимость критического тока переходов заметно отличается от характерной для туннельных переходов с s -сверхпроводниками и может быть объяснена как d -типом спаривания сверхпроводящих электродов, так и SNS контактом.

Джозефсоновские переходы (ДП) из высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) при гелиевой температуре $T = 4.2$ К по совокупности параметров, таких как сопротивление в нормальном состоянии R_N , критическая частота $f_C = \Phi_0 I_C R_N$ (Φ_0 — квант магнитного потока, I_C — критический ток), емкость C могут значительно превосходить

своих низкотемпературных аналогов. Для сравнения заметим, что для ниобиевых ДП с $f_C \cong 600 \text{ GHz}$, $R_N \cong 10 \div 30 \Omega$ и параметром МакКамбера $\beta_C = 2\pi f_C R_N C \approx 1$, характеризующим величину емкости C ДП, от которой зависит форма вольт-амперной характеристики (ВАХ) и соответственно наличие или отсутствие гистерезиса; по оценкам [1] потребуются изготавливать шунтированные ДП субмикронных размеров $S \approx 0.1 \mu\text{m}^2$ с плотностью критического тока $j_C \geq 10^4 \text{ A/cm}^2$, что весьма проблематично даже для хорошо отлаженной технологии изготовления ниобиевых туннельных переходов. Отсутствие гистерезиса на ВАХ ВТСП ДП устраняет необходимость шунтирования, а потенциально высокие значения f_C допускают их применение в области частот, превышающих значение щели ниобия. Однако вопросы устойчивого получения высококачественных ВТСП ДП не решены в настоящее время. Наиболее воспроизводимыми с разбросом критических токов $\pm 12\%$ по чипу являются переходы, изготовленные на бикристаллических подложках из SrTiO_3 [2], которые, однако, из-за большой диэлектрической проницаемости $\varepsilon > 1000$ непригодны для СВЧ применений. Монокристаллический сапфир с относительно низкой диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \approx 9.5$ (параллельно основной кристаллографической оси) и малыми потерями ($\text{tg } \delta \approx 10^{-8}$ на частоте 72 GHz при $T = 4 \text{ K}$ [3]), являющийся традиционным материалом СВЧ электроники, представляется одним из наиболее перспективных материалов для подложек. В работах [2,4] сообщалось о $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) ДП на бикристаллах сапфира, однако в литературе отсутствуют данные о соответствии параметров, полученных из статических данных по ВАХ и полученных из динамических измерений, а также о шумовых параметрах, что особенно важно для применений в чувствительных приемных устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. В данной работе мы сообщаем об изготовлении и измерении динамических параметров ДП из пленок YBCO на бикристаллических сапфировых подложках с параметрами $f_C = 300 \div 700 \text{ GHz}$, $R_N \cong 10 \div 30 \Omega$, $\beta_C \approx 1$ при $T = 4.2 \text{ K}$.

ДП изготавливались на плоскости (1102) сапфировых подложек, состоящих из двух кристаллов, у которых направления $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ составляли угол $\pm 12^\circ$ с плоскостью границы. Для получения YBCO пленки сначала методом ВЧ магнетронного распыления при температуре 750°C из металлической мишени Се осаждался эпитаксиальный буферный слой CeO_2 толщиной $40 \div 80 \text{ nm}$, который необходим для предотвращения диффузии атомов Al в пленку YBCO. Процесс осаждения буферного

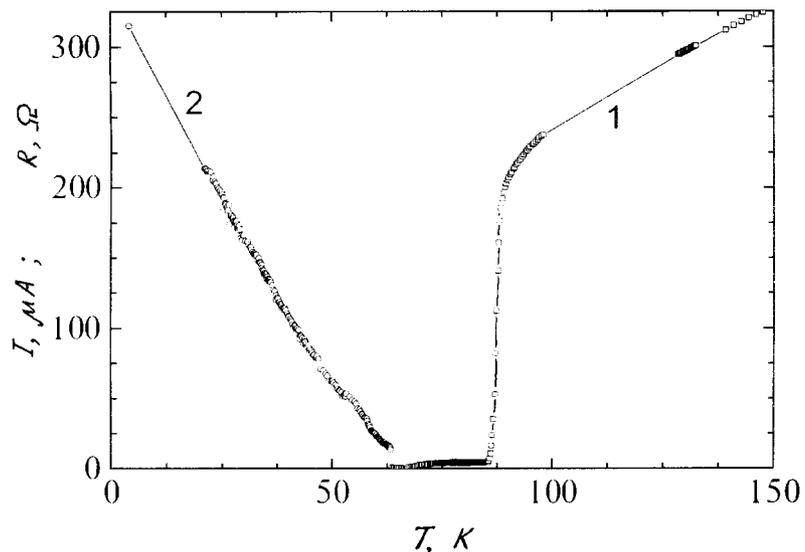


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления $R(T)$ (1) и критического тока $I_c(T)$ (2) для YBCO ДП на плоскости (1102) бикристалла сапфира с углом разориентации 24° .

слоя CeO_2 проводился при давлении 1.2 Pa в смеси газов Ar и O_2 в соотношении парциальных давлений 1:1. Эпитаксиальная пленка YBCO осаждалась на поверхность CeO_2 методом диодного распыления в разряде постоянного тока при большом давлении кислорода $4 \cdot 10^2$ Pa [5]. При этом нижний слой YBCO толщиной 50 nm напылялся при более низкой температуре поверхности подложки 725°C для предупреждения химического взаимодействия YBCO и CeO_2 [5]. Верхний основной слой пленки YBCO толщиной 100 nm напылялся при температуре поверхности подложки 780°C , что обеспечивало улучшение структуры пленки и ее сверхпроводящих свойств. Пленки охлаждались в течение 1 h в атмосфере O_2 , покрывались далее слоем 100 nm поликристаллического CeO_2 , являющимся маской для дальнейших технологических процессов. Тонкопленочные YBCO мостики шириной $5 \mu\text{m}$ и длиной $10 \mu\text{m}$, пересекающие бикристаллическую границу, формировались сначала в

Параметры переходов, измеренные при температуре жидкого гелия $T = 4.2$ К. Используемые обозначения приведены в тексте статьи.

Образец	$I_C, \mu A$	R_N, Ω	$I_C R_N, \mu V$	f_C, GHz
BC3-1	93	7.5	697.5	337
BC3-2	100	13	1300	628
BC3-A*	100	13.5	1350	650
BC5-1	19	36	680	330
BC5-2	64.2	23	1496	723
BC5-A*	46.2	21.4	990	479

* Параметры для одиночного образца рассчитаны из измерений цепочки из трех параллельно соединенных переходов.

верхнем слое CeO_2 методом высокочастотного плазменного травления в Ag, затем через маску CeO_2 производилось жидкостное химическое травление YBCO в 0.5%-ном растворе Br_2 в этиловом спирте.

На рис. 1 показаны типичные температурные зависимости сопротивления ДП $R(T)$ и критического тока $I_C(T)$. Видно, что при низких температурах наблюдается близкая к линейной зависимость $I_C(T)$, заметно отличающаяся от известной теоретической зависимости для туннельных переходов типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS), но близкая к рассчитанным в работе [6] для случая ДП из сверхпроводников d -типа спаривания с бесконечно узким барьером и углом разориентации, близким к экспериментальному. Следует отметить, что при $T \ll T_C$ почти линейная зависимость $I_C(T)$ наблюдается в ДП типа SNS (N-нормальный металл) [7].

Результаты измерения при $T = 4.2$ К статических параметров образцов приведены в таблице. Толщина буферного слоя CeO_2 была 80 nm для серии BC3 и 40 nm для серии BC5. Структуры BC3-A и BC5-A представляли собой цепочки из трех ДП с параллельным питанием. Критическая температура YBCO пленки мостиков находилась в пределах $T_C \cong 86 \div 88$ К. При температурах $T \approx 77$ К из-за тепловых флуктуаций (токовая амплитуда флуктуаций $I_f = 4\pi k_B T / \Phi_0 \approx 6 \mu A$) имеет место процесс термически активированного проскальзывания фазы, размывающий ВАХ ДП [8], и отличный от нуля критический ток наблюдался при меньших температурах $T < 70$ К. На кривой $R(T)$ видна характерная "полка" в интервале температур $86 \div 67$ К. В

области температур $T \sim T_C$, где доминируют тепловые флуктуации, аппроксимированная зависимость $I_C(T)$ близка скорее к квадратичной $I_C \sim (1 - T/T_C)^2$. Такая зависимость $I_C(T)$ вблизи T_C может наблюдаться как для s -сверхпроводников, так и в ДП из сверхпроводников d -типа, как предсказано в [9]. Отличие ВТСП электродов от s -типа спаривания, как показано в [6,9], может отразиться на типе функциональной зависимости сверхпроводящего тока I_S от фазы φ и соответственно в проявлении нестационарного эффекта Джозефсона.

Для оценки зависимости $I_S(\varphi)$ проводились измерения ВАХ ДП в интервале температур от критической T_C до $T = 4.2$ К под воздействием внешнего электромагнитного излучения миллиметрового диапазона. На рис. 2, *a* показано семейство ВАХ ДП ВС5-2, полученное при различных значениях мощности P_e электромагнитного воздействия. При этом амплитуда критического тока была подавлена воздействием магнитного поля, обеспечивающего приблизительное равенство частот $f_C \approx f_e \cong 100$ GHz. Анализ экспериментальных зависимостей амплитуд I_C и ступеней Шапиро I_n ($n = 1, 2, 3$) от P_e (рис. 2, *b*) показал, что СВЧ динамика полученных ДП хорошо описывается простой резистивной моделью ДП [7]. Заметим, что величина $f_C \cong 106$ GHz, определяемая по автономной ВАХ, также оказалась близкой к ее "СВЧ" аналогу, определяемому по максимальному значению первой ступени Шапиро $I_{1 \max} : f_{C1} \cong 90$ GHz, и по нулям зависимостей $I_n(P_e)$ (χ -критерию [7]): $f_{C\chi} \cong 100$ GHz. Отношения частот f_C/f_{C1} для образцов ВС3-1 и ВС5-1 составили соответственно величины 337/345 и 330/335 (размерность GHz/GHz). В целом отклонение частоты f_C от их "СВЧ" оценок составило величину порядка $\pm 5\%$.

Как показано в [10], отклонение зависимости $I_S(\varphi)$ от синусоидальной вызывает появление субгармонических (дробных n/m) ступеней Шапиро, при этом их амплитуда пропорциональна соответствующей гармонике фурье-разложения $I_{S(\phi)}$ по $\sin(n\phi)$. Детальное изучение ВАХ ДП, в том числе и при температурах $T = 4.2$ К ($T/T_C \approx 0.05$) под воздействием СВЧ поля, позволяет констатировать отсутствие компонент $\sin(2f)$ и $\sin(nf)$ в $I_S(\phi)$ с точностью до 5%. Заметим, что для случая ДП из сверхпроводников d -типа, рассчитанного в работе [6], при котором имеется линейная зависимость $I_C(T)$, одновременно предсказывается и зависимость $I_S(\phi) \approx \sin(\phi)$. Отметим, что появление субгармоник может быть вызвано также неоднородным распределением тока по ширине перехода [7,11] и/или большой емкостью ДП. В нашем

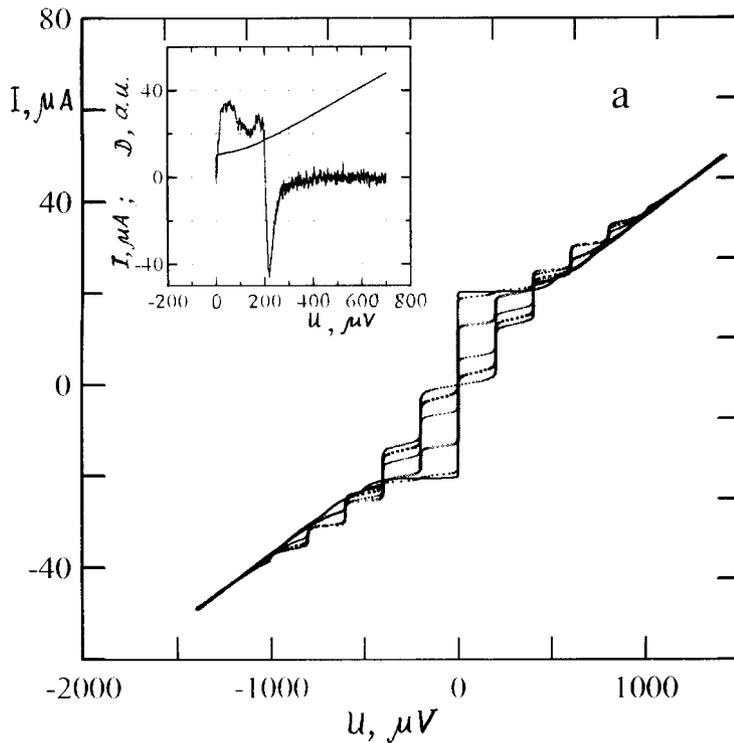


Рис. 2. Влияние СВЧ воздействия мощностью P_e на частоте $f_e \cong 100$ GHz на ДП ВС5-2 с шириной $w = 5 \mu\text{m}$, $R_N \cong 23 \Omega$ и $I_C \cong 11 \mu\text{A}$ (подавленного воздействием слабого постоянного магнитного поля) при $T = 4.2$ K: *a* — семейство ВАХ при различных уровнях P_e (на вставке показан детекторный отклик ДП (D) на воздействие слабого сигнала той же частоты); *b* — зависимости от мощности критического тока (I) и амплитуд ступенек Шапиро $n = 1$ (2), $n = 2$ (3) и $n = 3$ (4) на правой и левой ветвях ВАХ.

случае однородность распределения тока была подтверждена экспериментально — «фраунгоферовой» зависимостью $I_C(H)$, а отсутствие гистерезиса на ВАХ указывает на малость емкости ДП C . Применяя резистивную модель ДП, по форме автономной ВАХ оценим величину $\beta_C \approx 1$ и соответственно величину $C = \epsilon\epsilon_0 S/t$, где t — толщина

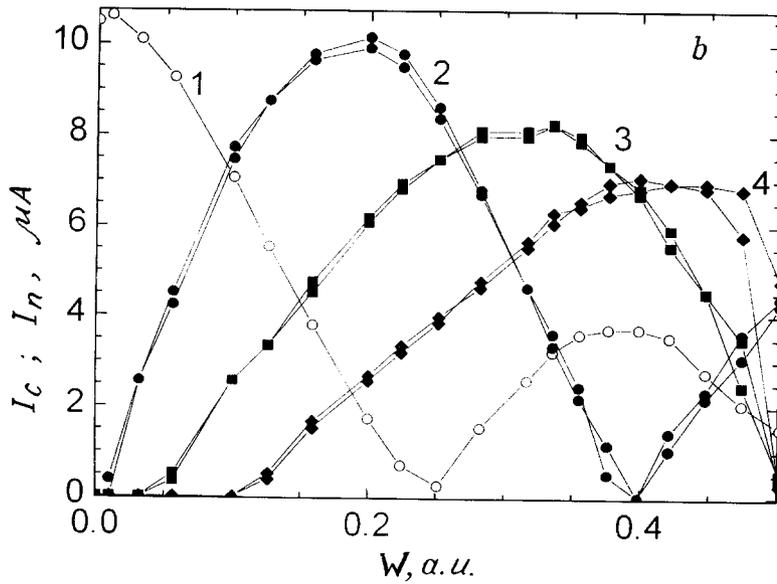


Рис. 2 (продолжение).

туннельного барьера ДП, S — площадь ДП. Получаем $C \cong 13.5$ fF и отношение $t/\varepsilon \approx 2.7$ Å. Отметим, что полученное значение C совпадает с известными из литературы данными для других типов ВТСП ДП (см., например, [12]), где оценка C проводилась в рамках модели туннельного перехода по резонансным особенностям Фиске.

Для оценки шумовых свойств полученных образцов нами проводились измерения (по методике, аналогичной [13]) ширины линии Δf собственной джозефсоновской генерации по форме селективного детекторного отклика $\eta(V)$ на частоте 100 GHz. Такая зависимость показана на вставке к рис. 2, а. Величины $\Delta f \approx 15$ GHz оказались в 4 раза шире теоретических, предсказываемых резистивной моделью. Такое уширение линии ранее часто отмечалось в литературе (см., например, [4,13]). Заметим, что уже при $V > 300$ μ V зависимость $\eta(V)$ выходит на нулевой уровень. При этом измерения на частоте 1.5 GHz шумового отклика криогенным малошумящим усилителем показали линейно зависящий

рост уровня шума от напряжения на ДП, обусловленный наличием дробового шума, величина которого по нашим оценкам недостаточна для объяснения наблюдаемого уширения линии генерации.

Авторы благодарны П.Б. Можаяву, А.М. Клушину, И.М. Котелянскому и Н.Ф. Педерсену за помощь в проведении эксперимента и полезные обсуждения.

Работа частично финансировалась Российской программой "Актуальные проблемы физики конденсированного состояния", подпрограммой "Сверхпроводимость", Российским фондом фундаментальных исследований. Программой ИНКО-Коперникус Европейского союза и программой научного сотрудничества НАТО.

Список литературы

- [1] Губанков В.Н., Константиныан К.И., Кошелец В.П. // ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 1639–1641.
- [2] Vale L.R., Ono R.H., Rudman D.A. // IEEE Tr. On Appl. Supercond. 1997. V. 7. P. 3193–3196.
- [3] Braginsky V.B., Ilchenko V.S. // Phys. Lett. 1987. V. 120. P. 300–305.
- [4] Kunkel G., Hechtfisher G., Frommberger M. et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 1997. V. 7. P. 3339–3342.
- [5] Маштаков А.Д., Котелянский И.М., Лузанов В.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. С. 8–13.
- [6] Tanaka Y., Kashiwaya S. // Phys. Rev. B 1997. V. 56. P. 892–912.
- [7] Лухарев К.К., Ульрих Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Изд. МГУ, 1978. 446 с.
- [8] Lin C.L., Chang W.J., Li M.Y. et al. // Physica C. 1996. V. 269. P. 291–296.
- [9] Barash Yu.S., Galaktionov A.V., Zaikin A.D. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 665–682.
- [10] Kleiner R., Katz A.S., Sun A.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 2161–2164.
- [11] Константиныан К.И., Маштаков А.Д., Овсянников Г.А. и др. // ЖЭТФ. 1995. Т. 107. С. 1742–1755.
- [12] Yi H.R., Winkler D., Claeson T. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. P. 1677–1679.
- [13] Ovsyannikov G.A., Mashtakov A.D., Kotelyanski I.M. et al. // Extend. Abstracts of ISEC'97. Germany, 1997. V. 2. P. 76–78.