

05.4

Джозефсоновские параметры бикристаллических переходов нового типа из металлоксидных сверхпроводников

© И.В. Борисенко, А.В. Шадрин, Г.А. Овсянников,
И.М. Котелянский, Ф.В. Комиссинский

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

E-mail: gena@hitech.cplire.ru

Чалмерский технологический университет, S 41296, Гетеборг, Швеция

Поступило в Редакцию 7 сентября 2004 г.

Исследовались симметричные бикристаллические джозефсоновские переходы нового типа из металлоксидных сверхпроводников с разориентацией базовых плоскостей вокруг направления [100] на угол от 22° до 28° . В переходах значения плотности критического тока и характерного напряжения при температуре $T = 77$ К достигали рекордных значений $j_C = (2 \div 5) \cdot 10^5$ А/см² и $V_0 = I_C R_N = 0.6 \div 0.9$ мВ соответственно. Впервые были исследованы свойства таких переходов под влиянием монохроматического излучения миллиметрового диапазона, а также их магнитные и температурные характеристики. Зависимости критического тока и ступеней Шапиро от амплитуды внешнего электромагнитного воздействия хорошо совпадали с теоретическими зависимостями, полученными по резистивной модели джозефсоновского перехода, что позволяет использовать такие переходы в практических системах при температуре жидкого азота.

Согласно известным теоретическим моделям джозефсоновского перехода [1–4], критическая частота f_C , связанная с характерным напряжением перехода $V_C = I_C R_N$ (I_C — критический ток, R_N — нормальное сопротивление перехода) соотношением Джозефсона $f_C = 2eV_C/h$, определяется параметром порядка Δ образующих переход сверхпроводников. В переходах из металлоксидных сверхпроводников (МОСП) с высокой критической температурой $T_C = 90$ К и амплитудой сверхпроводящего параметра порядка $\Delta_0/e \approx 20$ мВ V_C должна достигать нескольких милливольт уже при азотной температуре. До последнего

времени наиболее высокие значения $V_C \approx 300 \mu V$ были получены на бикристаллических переходах, изготовленных на подложках $SrTiO_3$ [5].¹ Недавно были опубликованы работы [7,8], в которых сообщалось, что за счет изменения топологии бикристаллических подложек, на которые наносилась МОСП пленка, V_C удается повысить до 1 mV. Однако в работах [7,8] отсутствовали данные о соответствии электрофизических параметров, измеренных на постоянном токе (I_C и R_N), и динамических (СВЧ) параметров переходов. Дело в том, что из-за малой длины когерентности в базовой плоскости МОСП $\xi_0 \approx 2$ nm через закоротки размером более ξ_0 протекает сверхпроводящий ток, который не вызывает переменный эффект Джозефсона [9,10]. В результате высокие значения V_C , полученные из измерений I_C и R_N , могут не соответствовать динамическим характеристикам перехода: амплитуде джозефсоновской генерации, ток-фазовой зависимости критического тока, СВЧ импедансу перехода и т.д.²

В данной работе представлены результаты исследований электрофизических и динамических (СВЧ) параметров переходов, изготовленных на подложках из галлата ниодима ($NdGaO_3$) — материале, имеющем малые диэлектрические потери в миллиметровом диапазоне длин волн.

Используемая топология бикристаллических подложек отличалась от стандартной, в которой осуществляется разориентация осей базовых плоскостей вокруг направления [001] МОСП („поворотные“ бикристаллические переходы — ПБП). В данной работе бикристаллические подложки изготавливались таким образом, чтобы обеспечить наклон базовых плоскостей вокруг направления [100] МОСП (наклонные бикристаллические переходы — НБП). На рис. 1 представлены ориентации осей МОСП в двух случаях: ПБП и НБП. Разориентация кристаллографических осей частей перехода на углы α и β относительно нормали к плоскости границы (ПБП) или плоскости подложки (НБП) определяет электрофизические параметры переходов [7–10]. Особенностью НБП по сравнению с ПБП является слабое фасетирование МОСП пленки вблизи бикристаллической границы [7,8].

Переходы изготавливались на бикристаллических подложках из $NdGaO_3$ (NGO). В качестве базовой плоскости была выбрана плоскость

¹ Такие $V_C \approx 300 \mu V$ удавалось получить на шунтированных туннельных переходах из ниобия при температуре жидкого гелия ($T = 4.2$ K) [6].

² Превышение V_C , измеренного на постоянном токе, и динамических значений наблюдалось в переходах на ступеньке в подложке и торцевых переходах [9,10].

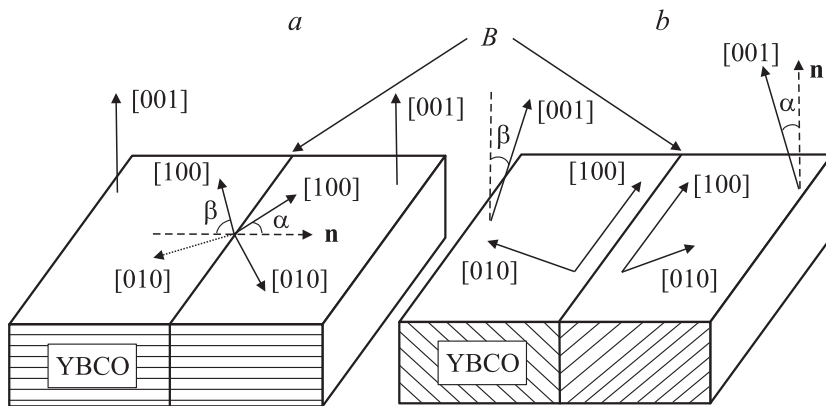


Рис. 1. Схематическое изображение двух типов бикристаллических переходов: a — поворотные бикристаллические переходы, b — наклонные бикристаллические переходы. B — бикристаллическая граница, пунктир — нормали к границе (ПБП) или подложке (НБП), штриховкой показано направление слоев МОСП.

(110)NGO, на которой наблюдается рост пленки (001) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) и выполняется условие эпитаксии $[100]\text{YBCO} // [001]\text{NGO}$,³ которое сохраняется при малом наклоне плоскости (110)NGO относительно нормали к подложке [13]. Разориентация осей двух частей бикристаллической подложки составляла $\alpha = \beta = 11$ и 14° (симметричные НБП). Эпитаксиальные пленки YBCO осаждались на поверхность подложки методом катодного распыления в диодной конфигурации в разряде постоянного тока при большом давлении кислорода (3 mBar). Напыление осуществлялось при температуре 780°C . Далее производилось охлаждение пленок в течение 1.5 h в атмосфере O_2 . Толщина пленок после напыления составляла 150 nm, критические температуры $87\text{--}89\text{ K}$.⁴ Мостики, образующие переходы шириной $4\ \mu\text{m}$ и длиной $10\ \mu\text{m}$, пересекающие бикристаллическую границу, формировались в пленках высокочастотным плазменным травлением в Ag и последу-

³ Ввиду небольшого отличия постоянной решетки вдоль осей a и b в эпитаксиальных пленках YBCO наблюдается чередование направлений [100] и [010]. Далее для определенности мы указываем лишь направление [100] YBCO.

⁴ Параметры YBCO пленок существенно не изменялись при использовании лазерной абляции для роста пленок.

ющим жидкостным травлением в 0.5%-ном растворе Br_2 в этиловом спирте [12,13].

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) переходов в диапазоне температур $4.2 \text{ K} < T < 77 \text{ K}$, магнитных полей до $H \leq 100 \text{ Oe}$ и при воздействии микроволнового воздействия монохроматического излучения частотой $f_e = 30 \div 100 \text{ GHz}$. Для уменьшения влияния внешних электромагнитных полей использовалась экранированная комната и фильтрация сигналов по всем проводам, присоединенным к образцу.

Были получены переходы с плотностью критического тока $j_C = (2 \div 5) \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ и $V_0 = I_C R_N = 0.6 \div 0.9 \text{ mV}$ при температуре $T = 77 \text{ K}$. Как видно из таблицы, при равенстве площадей поперечного сечения переходов значения I_C и V_C при $T = 77 \text{ K}$ для ПБП существенно ниже, чем для НБП. Усредненная по направлениям импульса и площади переходов прозрачность барьерного слоя $D \approx 10^{-1}$ оценивалась из величины $R_N S = (3 \div 7) \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ для НБП [14], которая не сильно отличается от $R_N S$ для ПБП [13].

Типичная ВАХ перехода, представленная на рис. 2, имеет гиперболическую зависимость, типичную для резистивной модели джозефсоновского перехода, в которой присутствуют два канала переноса тока: ток квазичастиц V/R_N и сверхпроводящий ток $I_S(\varphi) = I_C \sin \varphi$ [1,15]. Большая (до 50% от I_C) величина избыточного тока (отклонение от закона Ома) при напряжениях больше 3 mV указывает на присутствие дополнительного канала прямой (не туннельной) проводимости. Зависимость критического тока от температуры (вставка слева на рис. 2) близка к линейной, чем отличается от теоретической зависимости для туннельных переходов из S -сверхпроводников (SIS) [1], где наблюдается насыщение при $T < 0.5T_C$. В процессе переноса тока в SIS-переходах значительную роль играют андреевские состояния с энергией ε порядка Δ (высокоэнергетические андреевские состояния). Для переходов с непосредственной проводимостью, в которых процесс переноса сверхпроводящего тока определяют низкоэнергетические ($\varepsilon \ll \Delta$) андреевские состояния, наблюдается близкая к линейной зависимость $I_C(T)$ в широком диапазоне температур [1]. В ПБП, образованном сверхпроводниками с доминирующим d -типом параметра порядка [2-4] (DID-переходы), оба типа состояний участвуют в процессе переноса тока в зависимости от угла падения квазичастиц [2-4,16]. При характерной для НБП ориентации кристаллографических осей, когда одна

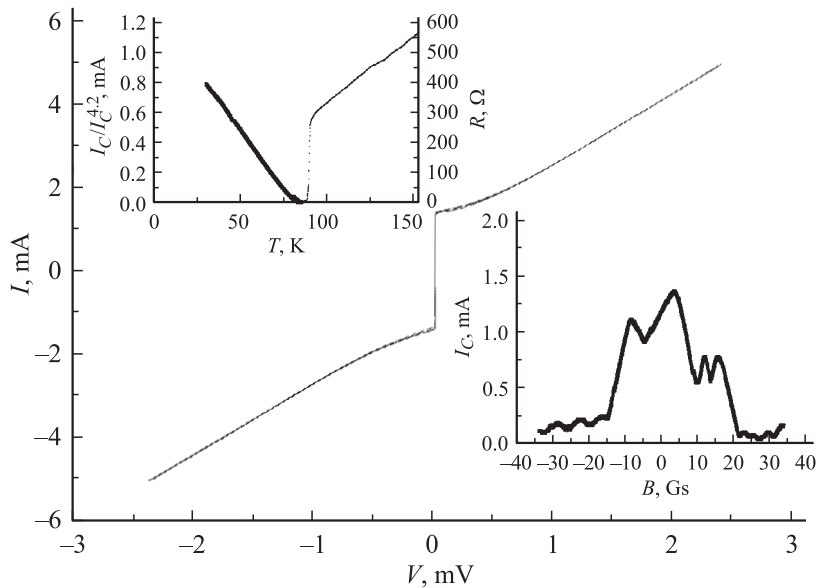


Рис. 2. Типичная ВАХ НБП, вставки — температурная и магнитно-полевая (при $T = 77$ К) зависимости критического тока.

из осей базовой плоскости МОСП параллельна нормали к границе, низкоэнергетических состояний не возникает [2–4,16].

Различие механизмов протекания тока в случаях ПБП и НБП также сильно сказывается на угловой зависимости критических параметров переходов. Так, для ПБП известно, что величина характерного напряжения V_C достаточно слабо меняется в большом диапазоне углов разориентации вплоть до $\pm 33^\circ$, хотя нормальное сопротивление при этом может возрастать на порядок (см. таблицу, [8]). Отметим, что при $\pm 45^\circ$ j_C сильно подавлен, а V_C уменьшается на порядок, достигая 0.5 мВ при гелиевой температуре [17]. Однако для НБП в эксперименте была обнаружена гораздо более сильная угловая зависимость, так, при увеличении угла разориентации на 6° V_C уменьшилось более чем в 3 раза (см. таблицу). Такое поведение хорошо согласуется с теорией [11], в которой учитывается как большая величина отношения энергии сверхпроводящей щели к энергии Ферми Δ/E_F , характерного

Таблица электрофизических параметров ПБП и НБП при температуре жидкого азота ($T = 77\text{ K}$)

Тип перехода	$\alpha + \beta$ ($\alpha = \beta$)	№ перехода	$I_C, \mu\text{A}$	R_N, Ω	$V_C, \mu\text{V}$
ПБП	24°	J2	70	1.1	77
		J4	140	0.64	90
		J5	200	0.17	34
ПБП	28°	J2	10	3.0	30
		J2	21	3.7	78
		J4	24	3.5	84
		J5	24	3.2	77
НБП	22°	J1	1250	0.54	675
		J2	1210	0.54	653
		J3	2100	0.43	903
		J4	1300	0.56	728
НБП	28°	J1	30	6.7	201
		J2	72	3.0	216
		J3	75	4.5	337
		J4	63	4.1	258

для МОСП, так и существенная анизотропия поверхности Ферми. Учет этих факторов приводит к тому, что в процессе андреевского отражения на границе наклонных плоскостей квазиимпульсы падающего электрона и отраженной дырки расходятся на определенный угол и в результате нарушается когерентность многократного андреевского отражения, что в итоге приводит к падению сверхпроводящего тока. При этом должен существовать определенный критический угол разориентации, при котором критический ток резко падает до нуля, однако такая сильная зависимость может быть размыта неоднородностями границы. В переходах же с малым углом разориентации $\alpha + \beta < 13^\circ$ наблюдаются ВАХ, которые отличаются от гиперболической формы и типичны для вязкого течения потока вихрей [1,8].

На вставке к рис. 2 справа показаны зависимости критического тока от магнитного поля $I_C(B)$, где наблюдается максимум при $B = 0$. Однако зависимость $I_C(B)$ сильно отличается от фраунгоферовой и, кроме того, асимметрична, что характерно для распределенных джозефсоновских переходов [1,15]. Действительно, джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля для $j_C = 3 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ равна

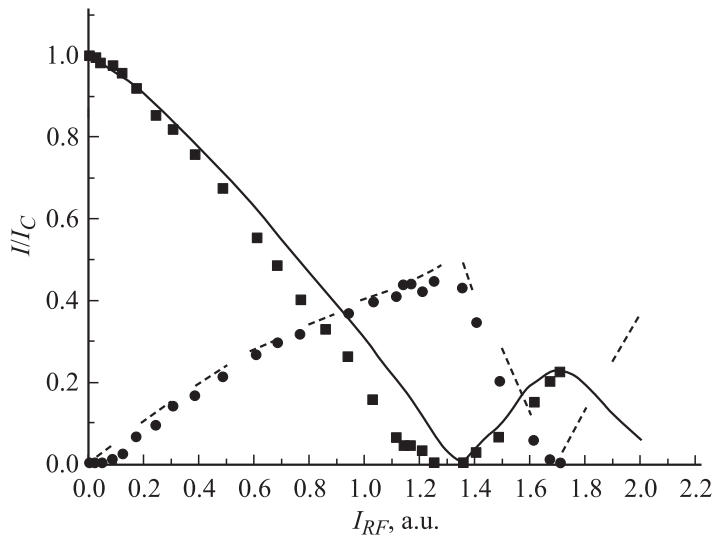


Рис. 3. Амплитудные зависимости критического тока (квадраты) и первой ступени Шапиро (заполненные кружки) для частоты внешнего воздействия $f_e = 56$ GHz. Сплошные линии и пунктир — теоретические зависимости для критического тока и первой ступени соответственно для нормированной частоты внешнего воздействия $f_e/f_C = 0.22$ $f_C = 2eI_C R_N/h$ для измеренных на постоянном токе значений I_C и R_N .

$\lambda_J = 0.5 \mu\text{m}$, что существенно меньше ширины перехода $w = 4 \mu\text{m}$. Таким образом, уже при азотной температуре наши переходы можно считать распределенными.

Для экспериментального определения отклонения динамических параметров переходов от измеренных на постоянном токе были исследованы ВАХ под влиянием монохроматического излучения миллиметрового диапазона $A \sin(2\pi f_e t)$, $f_e = 56$ GHz. Зависимости критического тока и ступеней Шапиро от амплитуды внешнего электромагнитного воздействия хорошо совпадали с теоретическими зависимостями, полученными из резистивной модели джозефсоновских переходов (рис. 3). Отклонение экспериментального значения нормированной максимальной первой ступени $(I_1/I_C)_{\text{max}} = 0.46$ от теоретического значения $(I_1/I_C)_{\text{max}} = 0.43$, полученного при нормированной частоте

$f_e/f_C = 0.23$, составляло 7%. Превышение экспериментального значения $(I_1/I_C)_{\max}$ над расчетным указывает на то, что из-за неоднородного распределения тока эффективное значение критического тока ниже примерно на 7%. Отметим, что отсутствие субгармонических ступеней Шапиро (при напряжениях $V = hf_e/2en$), а также нулевые значения минимумов зависимостей $I_C(P_e)$ и $I_1(P_e)$ указывают на чисто синусоидальную (отсутствие более высоких гармоник $(\sin(n\phi))$) зависимость сверхпроводящего тока от разности фаз сверхпроводящих параметров в токофазовой зависимости переходов [18].

При более низкой (гелиевой) температуре наблюдается рост избыточного тока, хотя при этом переходы имеют очень высокие значения характерного напряжения V_C (до 16 mV), однако использование переходов в практических системах затруднено из-за значительного отклонения от резистивной модели. Таким образом, несмотря на наличие избыточного тока, на ВАХ наблюдается хорошее соответствие динамических (джозефсоновских) и измеренных на постоянном токе параметров НБП при азотной температуре 77 К. Высокое характерное напряжение $V_C > 0.6$ mV, которое наблюдалось в более 70% исследованных переходов, делает их очень привлекательными для применения в качестве элементов как высокочастотной, так и низкочастотной сверхпроводниковой электроники.

Авторы благодарны А. Голубову, Ю.В. Кислинскому, К.И. Константиану, В.К. Корневу, М.И. Фалею за помощь в эксперименте и полезные обсуждения.

Работа выполнялась при частичной поддержке МНТЦ проект N 2369, программы ИНТАС Европейского союза, проекты N 01–0809 и 01–0249, РФФИ 04–02–16818а, гранта научных школ президента России НШ–1344.2003.2.

Список литературы

- [1] *Likharev K.K.* // Rev. Mod. Phys. 1979. V. 51(1). P. 101–159.
- [2] *Riedel R.A., Bagwell P.F.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 57.(10). P. 6084–6089.
- [3] *Barash Yu.S.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 61(1). P. 678–688.
- [4] *Tanaka Y., Kashiwaya S.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 53 (18). P. R11 957–R11 960.
- [5] *Vale L.R., Ono R.H., Rudman D.A.* // IEEE TR. Appl. Superconductivity. 1997. V. 7(3). P. 3193–3197.

- [6] *Koshelets P., Shitov S.V.* // Superconducting Science and Technology. 2000. V. 13. P. R53–R69.
- [7] *Pope U., Divin Y.Y., Faley M.I., Wu J.S., Jia C.L., Shadrin P., Urban K.* // IEEE Tr. Appl. Superconductivity. 2001. V. 11(1). P. 3768–3771.
- [8] *Divin Y.Y., Kotelyanski I.M., Shadrin P.M., Jia C.L., Poppe U., Urban K.* // Book of Abstracts of 6 European Conference on Applied Superconductivity. 2003. P. 166.
- [9] *Mashtakov A.D., Ovsyannikov G.A., Borisenko I.V., Kotelyanskii I.M., Constantinian K.Y., Ivanov Z.G., Ertz D.* // IEEE Tr. On Appl. Superconductivity. 1999. V. 9(2). P. 3001–3004.
- [10] *Hilgenkamp H., Mannhart J.* // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74 (2). P. 485–549.
- [11] *Golubov A., Tafuri F.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 62(22). P. 15 200–15 203.
- [12] *Бдикин И.К., Можжаев П.Б., Овсянников Г.А., Комиссинский Ф.В., Котелянский И.М., Ракша Е.И.* // ФТТ. 2001. Т. 43(9). С. 1548–1557.
- [13] *Маштаков А.Д., Константибян К.И., Овсянников Г.А., Степанцов Е.А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25(7). С. 1–8.
- [14] *Комиссинский Ф.В., Овсянников Г.А., Иванов З.Г.* // ФТТ. 2001. Т. 43(5). С. 769–775.
- [15] *Лихарев К.К., Ульрих Б.Т.* Системы с джозефсоновскими контактами. М.: Изд. МГУ, 1978. С. 446.
- [16] *Борисенко И.В., Константибян К.И., Кислинский Ю.В., Овсянников Г.А.* // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. В. 12. С. 1402.
- [17] *Tafuri F. et al.* // Supercond. Sci. Technol. 1999. V. 12. P. 1007–1009.
- [18] *Овсянников Г.А., Борисенко И.В., Константибян К.И., Маштаков А.Д., Степанцов Е.А.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25 (11). С. 65–72.