

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ТОК ГИБРИДНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ МЕТАЛЛОКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ: РАЗМЕРНАЯ И ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТИ

Ю. В. Кислинский^a, Ф. В. Комиссинский^{a,b}, К. И. Константианя^{a*}, Г. А. Овсянников^a,
Т. Ю. Карминская^c, И. И. Соловьев^c, В. К. Корнев^c

^a Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
125009, Москва, Россия

^b Chalmers University of Technology
SE-41296, Göteborg, Sweden

^c Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 2005 г.

Экспериментально обнаружены значительные отличия частотных зависимостей амплитуд ступенек Шапиро и критического тока тонкопленочных гибридных джозефсоновских гетеропереходов Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x, изготовленных на пленках металлоксидных сверхпроводников YBa₂Cu₃O_x с наклонной осью *c*, от закономерностей, присущих джозефсоновским переходам из обычных сверхпроводников с *s*-симметрией параметра порядка. Показано, что для описания процессов в сосредоточенных гетеропереходах (размер *L* которых меньше джозефсоновской глубины проникновения λ_J , определенной по усредненному значению плотности критического тока) необходимо учитывать возможность образования «расщепленных» вихрей размером $\lambda_s < L < \lambda_J$ из-за фасетирования границы и формирования цепочки из наноразмерных 0- и π -контактов. Для гетеропереходов с размерами $\lambda_s < L < \lambda_J$ при напряжениях много меньше щели ниобия ($V \ll \Delta_{\text{Nb}}/e$) обнаружено значительное уменьшение максимальной амплитуды первой ступени Шапиро с ростом напряжения (частоты джозефсоновской генерации), наиболее сильно проявляющееся с увеличением размера $L > \lambda_s$. На вольт-амперных характеристиках гетеропереходов обнаружены дробная ступенька Шапиро и субгармонический детекторный отклик, исследованы динамические процессы, ответственные за их появление и свидетельствующие о наличии второй гармоники в зависимости сверхпроводящего тока от фазы. Показано, что влияние фасетирования границы на изменение зависимости сверхпроводящего тока от фазы возрастает с увеличением размера гетероперехода $L > \lambda_s$.

PACS: 74.50.+r

1. ВВЕДЕНИЕ

В большинстве металлоксидных сверхпроводников с высокой критической температурой доминирует $d_{x^2-y^2}$ -тип симметрии сверхпроводящего параметра порядка (D-сверхпроводник) [1, 2]. В джозефсоновских переходах из D-сверхпроводников, разориентированных в плоскости *ab* относительно друг друга, при определенных условиях образуются

π -контакты, для которых устойчивым является основное состояние с разностью фаз сверхпроводящего параметра порядка равной π [2–9]. При наличии фасетирования границы в джозефсоновских переходах из D-сверхпроводников чередование 0- и π -контактов приводит к знакопеременной модуляции плотности критического тока $j_c(x)$ вдоль границы в наномасштабе, в результате чего возникают пары «расщепленных» вихрей [10], содержащие магнитный поток $\Phi_1 < \Phi_0/2$ и $\Phi_2 > \Phi_0/2$, $\Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_0$ (Φ_0 — квант магнитного пото-

*E-mail: karen@hitech.cplire.ru

ка), которые были экспериментально обнаружены в работе [11] в бикристаллических джозефсоновских переходах D_0/D_{45} ¹⁾. При большой амплитуде пространственной вариации критического тока размер расщепленного вихря оказывается меньше джозефсоновской глубины проникновения λ_J [10], что дает новый масштаб размерной зависимости статических и динамических процессов в переходах. Вихри с дробным квантом магнитного потока наблюдались в переходах (в том числе и из обычных S-сверхпроводников) с неоднородностями порядка λ_J [12]. Судя по предварительным результатам, полученным нами ранее [4], не исключено, что такие вихревые образования могут существенно влиять на частотную зависимость динамических характеристик переходов, содержащих D-сверхпроводник. Теоретические расчеты [13] для контактов D-сверхпроводников предсказывают особенности амплитуды сверхпроводящей компоненты тока при щелевых напряжениях $V \approx \Delta_D/e$ (Δ_D — ширина щели в D-сверхпроводнике) по аналогии с риделевской особенностью в контактах S-сверхпроводников. Однако в настоящее время отсутствуют данные о частотной зависимости сверхпроводящего тока в переходах D-сверхпроводников при напряжениях значительно меньших сверхпроводящей щели.

В джозефсоновских переходах из D-сверхпроводников образуются низкоэнергетические связанные андреевские состояния на плоскости (110) [2], которые отчетливо проявляются в виде особенности проводимости переходов при малых напряжениях [2–7, 14] и сильно влияют на сверхпроводящий ток I_s переходов, в частности, приводя к отклонению зависимости $I_s(\varphi)$ (φ — разность фаз волновых функций электродов джозефсоновского перехода) от синусоидальной формы [2–7, 15]. Согласно теоретическим расчетам [10, 11], в джозефсоновских переходах со знакопеременной плотностью критического тока j_c наряду с первой гармоникой ($\sin \varphi$) присутствует также и вторая гармоника ($\sin 2\varphi$). Несинусоидальная ток-фазовая зависимость наблюдалась в асимметричных бикристаллических джозефсоновских переходах D_0/D_{45} в работах [8, 16], а также нами ранее в гибридных гетеропереходах Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x, изготовленных на пленках

YBa₂Cu₃O_x (YBCO) с наклонной кристаллографической осью c [3]. Отметим, что вторая гармоника ($\sin 2\varphi$) наблюдалась в гетеропереходах малых размеров (порядка десятков микрометров) [3, 17], а в переходах больших размеров (порядка десятых долей миллиметра) отклонения от синусоидальной зависимости не фиксировались [18]²⁾. При этом отметим, что специфика роста наклонной пленки YBCO под углом, заданным специальным образом ориентированной (в плоскости (7 10 2)) подложкой NdGaO₃, такова, что в контактной области гетероперехода образуются фасетки, грани которых ориентированы либо по оси c (001), либо в ab -плоскости (110) [4, 19]. Соответственно, согласно теоретическим расчетам [2, 5–7], вследствие d -симметрии параметра порядка YBCO транспортные свойства контактов таких граней с S-сверхпроводником (в нашем случае Nb) должны существенно различаться, формируя в гетеропереходах чередующиеся нанопереходы разного типа, S/D_C и S/D₄₅.

В данной работе сообщаются результаты экспериментальных исследований зависимостей сверхпроводящего критического тока от магнитного поля, а также частотной зависимости сверхпроводящего тока и ступенек Шапиро в гибридных гетеропереходах Nb/Au/YBCO на пленках с наклонной осью c . Предполагая возможность образования дробных вихрей в таких гетеропереходах и учитывая размерные ограничения [10], мы проводили экспериментальное исследование на образцах разных размеров $L = 10$ –50 мкм. В работе количественно оценивается амплитуда второй гармоники в ток-фазовой зависимости и обсуждаются физические механизмы, объясняющие экспериментальные данные.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эпитаксиальные пленки YBCO толщиной 150 нм осаждались методом лазерного напыления при температуре 770–790 °С в атмосфере кислорода при давлении 0.6 мбар. Для роста пленок YBCO были выбраны подложки NdGaO₃ с ориентацией (7 10 2). Детальные исследования методами рентгеновской дифрактометрии показали, что на плоскости (7 10 2) подложки NdGaO₃ в результате эпитаксиального роста формируются пленки YBCO с ориентацией (1 1 20), кристаллографическая ось c которых от-

¹⁾ В D₀-сверхпроводнике одна из осей базовой ab -плоскости, a или b , направлена по нормали к бикристаллической границе (для бикристаллических джозефсоновских переходов) или к плоскости перехода (для планарных джозефсоновских переходов), а в D₄₅-сверхпроводнике — развернута по отношению к ним на угол $\theta = 45^\circ$.

²⁾ Ввиду малых плотностей сверхпроводящего тока во всех исследованных гибридных гетеропереходах выполнялось условие сосредоточенности джозефсоновского перехода, т.е. размер L перехода был меньше джозефсоновской глубины λ_J проникновения магнитного поля.

клоняется от нормали к плоскости подложки на угол $\alpha \approx 11^\circ$, находясь в плоскости (110) пленки YBCO (см. вставку *a* на рис. 1). Предварительные исследования показали, что именно наклон пленки YBCO на 10° – 14° является оптимальным для осуществления электронного транспорта вдоль плоскости *ab*, сохраняя при этом пленку однодоменной [19] и обеспечивая формирование кристаллографической структуры гетеропереходов Nb/Au/YBCO с чередующимися переходами типа S/D_C и S/D₄₅. Полученные пленки YBCO имели критическую температуру $T_c = 87$ – 90 К и плотность критического тока 10^4 – 10^5 А/см² при $T = 77$ К [3, 4, 17]. Пленка Au напылялась в два этапа, вначале лазерным распылением *in situ* в той же вакуумной камере при 100°C , что минимизировало понижение содержания кислорода и исключало влияние различных примесей на сформированную двухслойную структуру YBCO/Au. Тестовое измерение критической температуры пленки YBCO после формирования структуры YBCO/Au дало значение $T_c = 89$ К при ширине сверхпроводящего перехода $\Delta T < 0.5$ К. Окончательное формирование гетеропереходов осуществлялось радиочастотным магнетронным распылением дополнительного слоя Au толщиной порядка 10 нм и пленки Nb толщиной 200 нм. Для формирования геометрии планарных гетеропереходов квадратной формы с площадью $A = L^2$, где $L = 10$ – 50 мкм, использовались методы фотолитографии и ионно-лучевого травления в атмосфере аргона [3, 4, 17]. Уменьшение критической температуры пленки YBCO в полностью готовых гетеропереходах до $T_c \approx 84$ К происходило, как мы полагаем, во время бомбардировки пленки ионами аргона при формировании геометрии структуры. Критическая температура пленок Nb составила величину $T_c = 9.1$ – 9.2 К.

Измерения электрофизических параметров пленок и гетеропереходов проводились по четырехточечной схеме в режиме задания тока в температурном диапазоне $T = 4.2$ – 300 К, в магнитных полях $H < 50$ Э и под воздействием электромагнитного излучения на частотах $f_e = 36$ – 120 ГГц.

3. ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

Во всех исследованных гетеропереходах наблюдался эффект Джозефсона, при этом на их вольт-амперных характеристиках (ВАХ) отсутствовал избыточный ток (рис. 1). Последнее обстоятельство указывает на отсутствие участков с непосред-

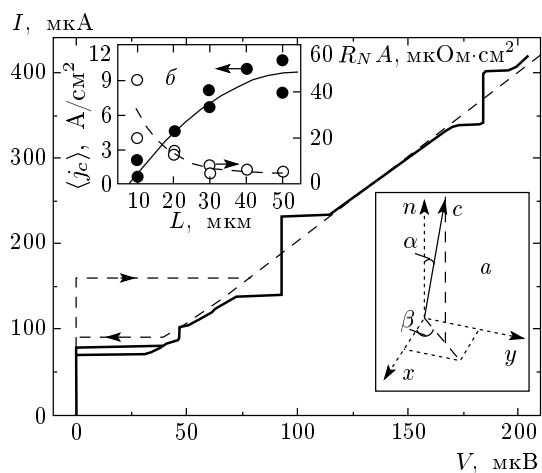


Рис. 1. ВАХ гетероперехода Nb/Au/YBa₂Cu₃O_x с $L = 40$ мкм при $T = 4.2$ К: автономная ВАХ (штриховая линия) и ВАХ при воздействии электромагнитного излучения с частотой $f_e = 43.45$ ГГц (сплошная линия). Направление задания тока показано стрелками. Вставка *a* — схематическое изображение наклонной пленки YBCO с ориентацией (1 1 20), $\alpha \approx 11^\circ$, $\beta \approx 45^\circ$. Вставка *b* — зависимости плотности критического тока $\langle j_c \rangle$ и характерного сопротивления $R_N A$ перехода от линейного размера L перехода (штриховой и сплошной линиями показаны функциональные зависимости, дающие наилучшее приближение экспериментальных данных)

ственной проводимостью, т. е. прямых «закороток» между пленками YBCO и Nb, которые обычно приводят к появлению избыточного тока. Из-за малой толщины прослойки Au существует вероятность взаимной диффузии Nb и YBCO. Однако вследствие образования оксидных слоев ниобия контакты Nb/YBCO обладают очень высоким характерным сопротивлением. Дополнительные измерения выявили характерное сопротивление $R_N A = 0.1$ – 1 Ом·см² контактов Nb/YBCO, превышающее на несколько порядков характерное сопротивление контактов Au/YBCO, для которых $R_N A = 10^{-6}$ – 10^{-5} Ом·см² (R_N — нормальное сопротивление). По значениям $R_N A$ мы оценили прозрачность потенциального барьера на границе Au/YBCO, усредненную по площади перехода и направлениям импульсов квази-частиц, и получили значения $\bar{D} = 10^{-5}$ – 10^{-4} , типичные для сверхпроводниковых туннельных переходов. При этом отметим, что сопротивление границы Nb/Au существенно (на несколько порядков) ниже, чем границы Au/YBCO, вследствие лучшего согласования ферми-скоростей и отсутствия хими-

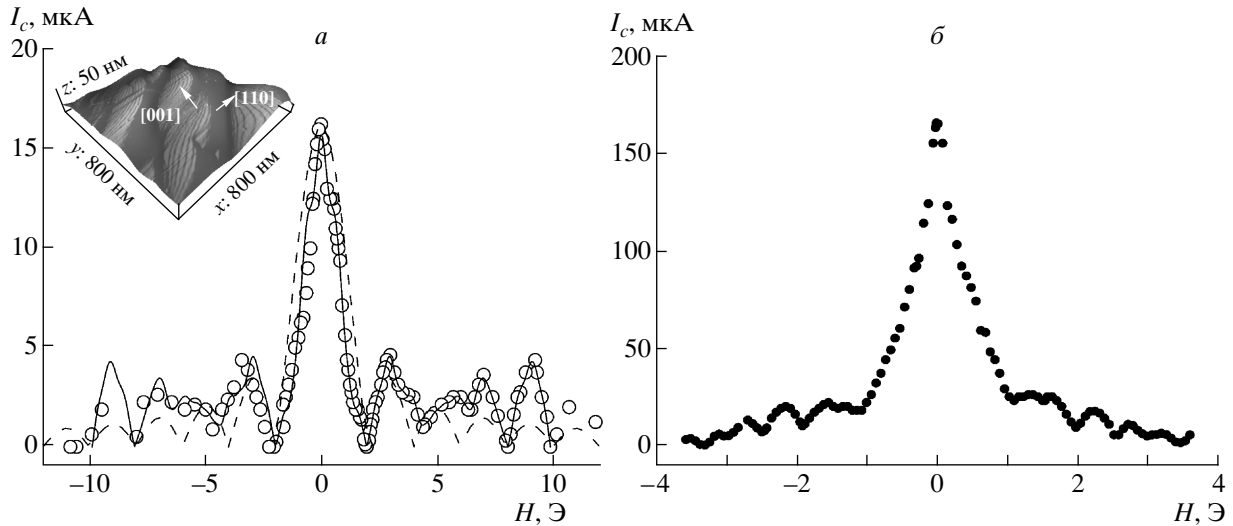


Рис. 2. Экспериментальные зависимости критического тока от магнитного поля при $T = 4.2$ К для гетеропереходов с размерами $L = 20$ мкм (*а*) и $L = 50$ мкм (*б*). «Фраунгоферова» зависимость $|\sin H|/H$ показана штрихами. Сплошная линия — расчетная зависимость $I_c(H)$ в модели знакопеременной плотности сверхпроводящего критического тока. Вставка — изображение поверхности (1 1 2 0) пленки YBCO, полученное микроскопом атомных сил. Кристаллографические ориентации ступеней роста пленки YBCO указаны стрелками

ческого взаимодействия материалов [20].

При температуре $T = 4.2$ К усредненная по площади гетероперехода плотность сверхпроводящего критического тока равна

$$\langle j_c \rangle = I_c/A = 1\text{--}10 \text{ А/см}^2,$$

где I_c — критический ток. Значения джозефсоновской глубины λ_J проникновения магнитного поля, рассчитанные по формуле

$$\lambda_J^2 = \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda\langle j_c \rangle}, \quad (1)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, находятся в интервале 100–400 мкм и значительно превышают максимальный линейный размер исследованных переходов (таблица). В формуле (1) величина $\lambda \approx 220$ нм представляет собой сумму лондоновских глубин проникновения для YBCO и Nb. Для исследованных гетеропереходов Nb/Au/YBCO выполняется условие

$$L < 4\lambda_J, \quad (2)$$

из которого следует, что такие гетеропереходы должны обладать свойствами сосредоточенных джозефсоновских переходов и значения $\langle j_c \rangle$ и $R_N A$ не должны зависеть от размера L перехода [21, 22]³⁾. Од-

³⁾ При $L > 4\lambda_J$ джозефсоновский переход следует рассматривать как распределенную структуру, динамические процессы в которой обусловлены движением джозефсоновских вихрей.

нако экспериментально наблюдаемые значения $\langle j_c \rangle$ и $R_N A$ зависят от размеров гетеропереходов (см. вставку *б* рис. 1). Наблюдаемый при уменьшении размера $L \leq 20$ мкм рост значений $R_N A$ свидетельствует об уменьшении прозрачности \bar{D} барьера, что может быть вызвано наличием обедненного кислородом слоя YBCO, возникающего на участках вблизи краев гетеропереходов в процессе изготовления образцов [20]. Для переходов с размером $L < 40$ мкм величина $\langle j_c \rangle$ растет пропорционально L , а при $L > 40$ мкм выходит на насыщение. С увеличением L вклад краевых областей с пониженным значением $\langle j_c \rangle$ в полный сверхпроводящий ток через гетеропереход уменьшается, и уже для $L = 30$ мкм, как видно на вставке *б* к рис. 1, краевыми эффектами можно пренебречь. Отметим, что характерное напряжение $V_c = I_c R_N$ остается практически постоянным с изменением L , что типично для туннельных переходов из S-сверхпроводников. Для джозефсоновских переходов на основе высокотемпературных сверхпроводников из металлооксидных материалов величина V_c , как правило, зависит от $\langle j_c \rangle$. Например, $V_c \propto \sqrt{\langle j_c \rangle}$ для бикристаллических переходов из YBCO [2, 8], что в литературе обычно объясняется наличием различных механизмов переноса сверхпроводящей и нормальной компонент тока [9, 18].

Размеры и электрофизические параметры гетеропереходов при $T = 4.2$ К

№	L , мкм	I_c , мкА	R_N , Ом	V_c , мкВ	β_c	λ_J , мкм
1	50	198	0.44	87	3	117
2	50	267	0.2	53	4	101
3	40	160	0.36	58	6	104
4	30	60	0.93	55	3	127
5	30	74	0.56	41	5	115
6	20	18	3.6	65	4	156
7	20	8.5	3.1	26	—	227
8	10	0.7	45.3	32	—	390
9	10	2.0	19.8	40	—	233

4. ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ИХ СТРУКТУРА

Для гетеропереходов с $L = 20$ мкм экспериментальная зависимость $I_c(H)$ критического тока от магнитного поля в области первого максимума (рис. 2а) близка по форме к «фраунгоферовой» зависимости $|\sin H|/H$, присущей сосредоточенным джозефсоновским переходам для случая $L \approx 2\lambda_J$ [22]. На рис. 2а видно, что с увеличением магнитного поля $|H| > 5$ Э отличие зависимости $I_c(H)$ от $|\sin H|/H$ возрастает, свидетельствуя, что распределение сверхпроводящего тока следует рассматривать как квазиоднородное [8, 18]. Более точное приближение экспериментальных зависимостей $I_c(H)$ в области высоких полей $H \geq 5$ Э можно получить в рамках теоретической модели, в которой как абсолютное значение, так и знак величины j_c меняются по длине перехода [8, 10, 11, 23, 24]. Из экспериментальной зависимости $I_c(H)$ невозможно однозначно определить распределение плотности сверхпроводящего тока j_c в переходе. Вычисление величины j_c дает, по крайней мере, несколько решений, которые более точно, чем $|\sin H|/H$, описывают зависимость $I_c(H)$ в области периферийных максимумов. При этом измеренные в эксперименте зависимости $I_c(H)$ с гораздо лучшей точностью могут быть приближены зависимостями, рассчитанными на основе знакопеременных, а не однополярных распределений $j_c(x)$. Точность вычислений $j_c(x)$ возрастает с ростом диапазона задания магнитного поля в эксперименте, который в нашем случае ограничивался за-

хватом квантов магнитного потока при $H \approx 10$ Э. При больших полях на магнитно-полевых зависимостях наблюдался гистерезис и они плохо воспроизводились. На рис. 2 мы приводим только воспроизводимые однозначные зависимости $I_c(H)$.

Для переходов больших размеров ($L > 30$ мкм) зависимость $I_c(H)$ уже сильно отличается от $|\sin H|/H$ и в области первого максимума похожа на наблюдающуюся в распределенных переходах, хотя условие сосредоточенности (2) все еще выполняется (см. рис. 2б и таблицу). Как теоретически показано в работах [10, 11], наличие в джозефсоновском переходе фасетированной границы, для которой выполняется условие $\lambda \ll b \ll \lambda_J$ (b — характерный размер грани), приводит к образованию «расщепленных» джозефсоновских вихрей с дробной частью кванта магнитного потока. Характерный размер λ_s такого расщепленного джозефсоновского вихря для одномерной зависимости $j_c(x)$, моделируемой выражением

$$j_c(x) = \langle j_c \rangle + j_1 \sin(2\pi x/b),$$

может быть оценен как

$$\lambda_s \approx \sqrt{2} \frac{\lambda_J^2 \langle j_c \rangle}{bj_1}, \quad (3)$$

где j_1 — амплитуда знакопеременной модуляции плотности критического тока в переходе. При $j_1 \gg \langle j_c \rangle$ размер вихря мал: $\lambda_s \ll \lambda_J$.

В нашем случае вследствие особенностей процесса осаждения пленок YBCO на наклонных подложках NdGaO₃ с ориентацией (7 10 2), на поверхности (1 1 20) пленок YBCO присутствуют ступени

роста высотой около 20 нм и характерной длиной 200–300 нм в плоскости подложки (см. вставку к рис. 2а и результаты измерений с помощью микроскопа атомных сил в работах [3, 4]). Такие ступени роста в основном ориентированы вдоль кристаллографических плоскостей (001) и (110) пленки YBCO. Согласно теоретическим расчетам [2, 5–7], вследствие d -симметричного параметра порядка в пленке YBCO контакты к плоскостям (001) и (110) дают, соответственно, переходы разного типа S/D_c и S/D₄₅. Ранее в экспериментальных работах [17, 18] было показано, что при $T = 4.2$ К переходы S/D_c можно рассматривать как джозефсоновские 0-контакты с несинусоидальной ток-фазовой зависимостью, причем амплитуда второй гармоники составляет около 10% от величины критического тока. Что касается переходов S/D₄₅, то в них кроме андреевских состояний при энергиях порядка сверхпроводящей щели D-сверхпроводника, $\varepsilon \approx \Delta_D$ (как и в переходах S/D_c), возникают также андреевские состояния с $\varepsilon \ll \Delta_D$ [2, 8]. Как показано теоретически в работах [2, 5, 6, 8], в джозефсоновских переходах S/D₄₅ при гелиевых температурах устойчивым является состояние со сдвигом фазы, равным π , с характерным напряжением

$$V_c \approx \frac{\Delta_D^2 \bar{D}}{ekT}$$

и большой амплитудой второй гармоники ток-фазовой зависимости. Таким образом, структура исследуемых гетеропереходов (в силу наличия чередующихся контактов S/D_c и S/D₄₅) представляет собой цепочку параллельно соединенных джозефсоновских контактов 0 и π .

В исследованных гетеропереходах фасетирование преимущественно происходит лишь в одном направлении [3, 5], поэтому и в нашем случае можно пользоваться одномерными выражениями [10]. Так, для гетероперехода №3 с $\lambda_J = 104$ мкм, $\lambda = 0.22$ мкм и $b = 0.2$ мкм, учитывая наши оценки для j_1 и $\langle j_c \rangle$, из выражения (3) получаем $\lambda_s \approx 10$ мкм. Отметим, что в нашем эксперименте условие $\lambda \ll b$, которое используется в расчете [10], строго не выполняется, поэтому оценки величины λ_s из соотношения (3) справедливы лишь по порядку величины. Однако другое условие, которое необходимо для существования расщепленных вихрей [10, 11],

$$b \ll \lambda_J \sqrt{\frac{\langle j_c \rangle}{j_1}} \approx 1 \text{ мкм,}$$

хорошо выполняется.

Как показывают эксперименты [11], расщепленные вихри являются неустойчивым образованием. Возможно, наблюдающиеся в нашем эксперименте нестабильности на ВАХ и на магнитно-полевых зависимостях критического тока для гетеропереходов больших размеров ($L > 40$ мкм) вызваны именно неустойчивостью таких вихревых образований.

В результате, несмотря на строгое выполнение условия (2), для исследованных гетеропереходов наблюдаются магнитно-полевые зависимости, характерные, скорее, для распределенных джозефсоновских структур со знакопеременным распределением плотности сверхпроводящего тока и размером вхождения вихрей $\lambda_s < \lambda_J$.

5. ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

На рис. 1 представлена ВАХ, измеренная при воздействии внешнего электромагнитного монохроматического излучения с частотой $f_e = 43.45$ ГГц для $L = 40$ мкм. Отметим, что на ВАХ наблюдаются первая I_1 , вторая I_2 , а также дробная $I_{1/2}$ ступени Шапиро. Аналогичная форма ВАХ наблюдается и для гетеропереходов других размеров $L \geq 20$ мкм. На рис. 3 представлены зависимости амплитуд критического тока I_c и первой ступени Шапиро I_1 от амплитуды a высокочастотного тока I_\sim , нормированной на критический ток, $a = I_\sim / I_c$. Для гетеропереходов малых размеров $L \leq 20$ мкм в соответствии с расчетами, проведенными в рамках резистивной модели джозефсоновского перехода (РМДП) [21, 22], зависимости $I_c(a)$ и $I_1(a)$, показанные на рис. 3а, оказались пропорциональными функциям Бесселя $J_n(a)$. С возрастанием L наблюдается значительное отклонение экспериментальных зависимостей $I_c(a)$ и $I_1(a)$ от рассчитанных в рамках РМДП. Так, для гетеропереходов с $L = 20$ мкм (рис. 3а) отличие первого максимума $I_{1 \max}$ зависимости $I_1(a)$ от теоретического значения, рассчитанного по РМДП, составляет 25%, а для гетеропереходов с $L = 40$ мкм (рис. 3б) отклонение от теории уже 70%. Как видно на рис. 3б, с увеличением размера переходов $L > 20$ мкм происходит также изменение формы зависимостей $I_c(a)$ и $I_1(a)$, что может быть вызвано возрастающим влиянием второй гармоники ток-фазовой зависимости в больших ($L > \lambda_s$) переходах [10, 11, 21, 22]. Отметим, что амплитуда дробных ступеней Шапиро растет с увеличением как размера L переходов, так и величины критического тока.

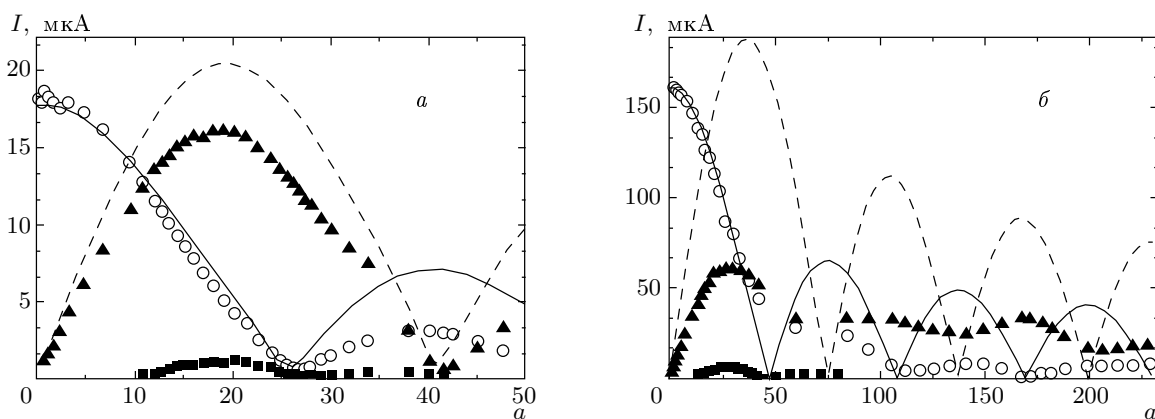


Рис. 3. Экспериментальные зависимости критического тока I_c (\circ), первой I_1 (\blacktriangle) и дробной $I_{1/2}$ (\blacksquare) ступенек Шапиро от безразмерной амплитуды a высокочастотного тока I_{\sim} для двух гетеропереходов при $T = 4.2$ К: $a - L = 20$ мкм, $f_e = 51.42$ ГГц; $b - L = 40$ мкм, $f_e = 50.61$ ГГц. Теоретические зависимости $I_c(a)$ и $I_1(a)$ показаны соответственно сплошными и штриховыми линиями. Расчеты проведены с учетом второй гармоники ток-фазовой зависимости и емкости гетероперехода (a) и в рамках РМДП (b)

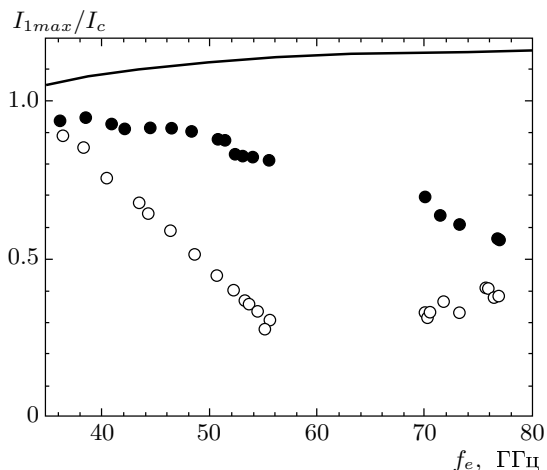


Рис. 4. Зависимости нормированной максимальной амплитуды первой ступени Шапиро от частоты внешнего электромагнитного воздействия для гетеропереходов с $L = 20$ мкм (темные кружки) и $L = 40$ мкм (светлые кружки). Сплошной линией показана частотная зависимость $I_{1max}/I_c(0)$, рассчитанная по РМДП

Обратим внимание на частотные зависимости максимальных значений амплитуд первой гармонической ступени Шапиро $I_{1max}(f_e)$, которые представлены на рис. 4 для переходов с $L = 20$ мкм и $L = 40$ мкм. Для сосредоточенных джозефсоновских переходов величина $I_{1max}(f_e)$ определяется амплитудой первой гармоники джозефсоновской

генерации, которая в соответствии с резистивной моделью (сплошная линия на рис. 4) растет с увеличением частоты и выходит на насыщение при $hf_e > 2eI_cR_N$ [21, 22].

Для переходов из S-сверхпроводников приближение РМДП, не учитывающее наличия риделевской особенности при $V \approx \Delta_D/e$, вытекающей из результатов микроскопической теории, хорошо описывает известные экспериментальные данные вплоть до напряжений (частот джозефсоновской генерации), соответствующих сверхпроводящей щели $2\Delta/e$ (например, для Nb имеем $\Delta_{Nb}/h \approx 700$ ГГц) [22]. Однако в нашем эксперименте, как видно на рис. 4, нормированное значение I_{1max}/I_c заметно уменьшается уже при частоте $f_e > 40$ ГГц, которая намного ниже частоты Δ_{Nb}/h . Заметим, что влияние риделевской особенности в туннельных переходах S-сверхпроводников проявляется в росте отношения I_{1max}/I_c [25]. Для больших гетеропереходов ($L = 40$ мкм) наблюдаемое нами уменьшение отношения I_{1max}/I_c оказалось значительнее, чем для малых гетеропереходов ($L = 20$ мкм)⁴. Теоретические расчеты, проведенные в работе [13] для джозефсоновских переходов из D-сверхпроводников, показали слабую частотную зависимость сверхпроводящей компоненты тока вплоть до частот Δ_D/h , соответствующих щелевому напряжению и превышающих

⁴ Поскольку измеряется максимальное значение I_{1max} ступени Шапиро, частотной зависимостью импеданса гетероперехода, влияющей на согласование с внешней системой, можно пренебречь.

1 ТГц. Следовательно, в рамках известных теорий, в исследованном диапазоне частот $f_e = 35\text{--}80$ ГГц изменение величины $I_{1\text{max}}/I_c$ должно быть мало. Возможной причиной заметного уменьшения значений $I_{1\text{max}}/I_c$ с частотой может являться перекачка энергии от первой гармоники ток-фазовой зависимости, которая определяет $I_{1\text{max}}$, ко второй гармонике при $L \geq \lambda_S$ [10, 11]. Не исключено также влияние на динамику формирования ступени Шапиро (и величину $I_{1\text{max}}$) неоднородного распределения внешнего микроволнового тока на собственных резонансах гетеропереходов, что наблюдалось ранее в распределенных переходах из S-сверхпроводников [26]. Частота резонанса собственных электромагнитных колебаний в исследованных структурах с сильным неоднородным распределением плотности критического тока может оказаться близкой к частоте образования стоячих волн по аналогии с резонансом Фиске с эффективной скоростью распространения волны порядка $c_s = \omega_p \lambda_s$, где $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c / \Phi_0 C}$ — плазменная частота. В результате частота резонанса $f_s = c_s / 2L$ оказывается по порядку величины в области частот, представленных на рис. 4. Отметим, что на ВАХ не наблюдалось особенностей, соответствующих резонансам Фиске.

6. ЗАВИСИМОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТОКА ОТ ФАЗЫ

Как следует из рис. 1, 3, при воздействии внешнего электромагнитного монохроматического излучения на ВАХ гетеропереходов с $L = 20\text{--}50$ мкм наряду с гармоническими ступеньками наблюдались также дробные ступени Шапиро $I_{1/2}(a)$ при $V = (1/2)(hf_e/2e)$. Для гетеропереходов малых размеров ($L = 10$ мкм) дробные ступеньки на ВАХ не регистрировались, по-видимому, из-за того, что ожидаемые значения $I_{1/2\text{max}}(a)/I_c(0) \leq 0.1$ для этих переходов оказались меньше предельного разрешения измерительной системы по току (0.2 мкА). Возможной причиной появления ступеней $I_{1/2}(a)$ на ВАХ гетеропереходов является отклонение ток-фазовой зависимости от синусоидальной формы [3, 16],

$$I_s(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin 2\varphi.$$

Отметим, что ВАХ гетеропереходов, как автономные, так и полученные под воздействием внешнего электромагнитного поля, включая и те, на которых наблюдались дробные ступени Шапиро, были симметричны относительно $V = 0$ в отличие от ВАХ распределенных джозефсоновских переходов при $L > 4\lambda_J$ [27].

Высшие гармоники в ток-фазовой зависимости ($\sin 2\varphi$, $\sin 3\varphi$ и т. д.) могут наблюдаться в джозефсоновских переходах типа сверхпроводник – нормальный металл – сверхпроводник (SNS) при низких температурах [21, 22]. Для SNS-переходов характерные значения прозрачности составляют $\bar{D} \sim 1$. Однако в исследованных гетеропереходах для прозрачности типичны значения $\bar{D} = 10^{-5}\text{--}10^{-4} \ll 1$, что позволяет рассматривать их скорее как туннельные джозефсоновские переходы [3], но, в отличие от последних, необязательно с синусоидальной ток-фазовой зависимостью.

При воздействии электромагнитного излучения большой амплитуды ($a \geq 1$) может изменяться функция распределения квазичастиц по энергиям, приводя к появлению дробных ступенек Шапиро [28]. Поэтому мы измеряли также селективный детекторный отклик гетеропереходов на частотах $f_e = 35\text{--}120$ ГГц при малой амплитуде электромагнитного излучения. При этих условиях детекторный отклик при напряжениях $V \approx (1/2)(hf_e/2e)$, соответствующих напряжению возникновения дробной ступеньки Шапиро $I_{1/2}(a)$, наблюдался на всех переходах, где регистрировалась такая ступенька. Таким образом, проявление второй гармоники в ток-фазовой зависимости в виде дробных ступенек Шапиро оказалось не зависящим от амплитуды внешнего воздействия. Действительно, характерные времена релаксации возбужденных квазичастиц в сверхпроводящих металлооксидных материалах составляют $10^{-13}\text{--}10^{-12}$ с [29], что на порядок меньше периода колебаний внешнего электромагнитного излучения в нашем эксперименте (10^{-11} с). Поэтому функция распределения квазичастиц по энергиям при воздействии электромагнитного излучения частотой до 100 ГГц остается близкой к равновесной.

Отклонения ток-фазовой зависимости от синусоидальной, а следовательно, и дробные ступени Шапиро могут наблюдаться на ВАХ распределенных джозефсоновских переходов вследствие неоднородного распределения сверхпроводящего тока по площади перехода, например, когда нарушено условие сосредоточенности (2) [21, 22]. Как уже было отмечено в разд. 3 при обсуждении размерных эффектов, для всех исследованных гетеропереходов условие (2) выполняется. Для ответа на вопрос, как влияет неоднородное распределение сверхпроводящего тока в гетеропереходе на ток-фазовую зависимость, сначала обсудим гетеропереходы, для которых выполняется более строгий, чем (2) критерий сосредоточенности, $L < \lambda_s, \lambda_J$.

В разд. 4 было показано, что вследствие кристал-

лографической ориентации (7 10 2) пленки YBCO и морфологии ее поверхности исследуемые гетеропереходы можно рассматривать как цепочку джозефсоновских 0- и π -нанопереходов S/D_c и S/D₄₅. Как уже было отмечено, параметр порядка в YBCO содержит как d -симметричную, так и s -симметричную компоненты, которые ответственны за появление в ток-фазовых зависимостях нанопереходов S/D_c и S/D₄₅ соответственно первой I_{c1} и второй I_{c2} гармоник [17]:

$$I_{c1}R_N \approx \Delta_s \Delta_{Nb}/e\Delta_D, \quad (4)$$

$$I_{c2}R_N \approx \bar{D}\Delta_{Nb}/e. \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5) предполагается, что параметр порядка в YBCO описывается выражением

$$\Delta(\theta) = \Delta_D \cos 2\theta + \Delta_s,$$

где θ — угол между импульсом электронов и направлением оси a , Δ_s — s -компонента параметра порядка. Из соотношений (4) и (5), учитывая экспериментальные значения прозрачности $\bar{D} \approx 10^{-4}$, получаем отношение амплитуд гармоник ток-фазовой зависимости,

$$q = \frac{I_{c2}}{I_{c1}} \approx \bar{D} \frac{\Delta_D}{\Delta_s} \approx 10^{-3},$$

при типичных для гетеропереходов $\Delta_s/e \approx 1$ мВ и $\Delta_D/e \approx 20$ мВ [3]. Такого уровня отклонения формы ток-фазовой зависимости от синусоидальной невозможно обнаружить при $T = 4.2$ К из-за термических флуктуаций. В то же время вклад андреевских уровней в сверхпроводящий ток переходов S/D₄₅ приводит к существенному увеличению амплитуды второй гармоники в ток-фазовой зависимости [2, 5]:

$$q \approx \frac{\Delta_D^3 \bar{D}}{kT \Delta_s \Delta_{Nb} kT} \approx 0.8.$$

Для количественной оценки вклада второй гармоники в ток-фазовой зависимости в величину гармонической ступени Шапиро мы использовали тот факт, что в высокочастотном приближении РМДП ($hf_e > 2eI_c R_N$) при $q \neq 0$ высота гармонической ступени с номером n будет изменяться как сумма функций Бесселя J_n , взятых с разными фазами:

$$I_n/I_c = 2 \max_{\Theta} [J_n(x) \sin \Theta + q J_{2n}(2x) \sin 2\Theta], \quad (6)$$

где $x = a/\omega(\omega^2 \beta_c^2 + 1)^{1/2}$, $\omega = hf_e/2eI_c R_N$ — нормированная частота переменного поля, $\beta_c = 4\pi e I_c R_N^2 C/h$ — параметр МакКамбера, задаваемый емкостью C джозефсоновского перехода; максимум выражения в квадратных скобках берется по

сдвигу фаз Θ между джозефсоновской генерацией и внешним излучением [21, 22, 30]. Значения параметра МакКамбера были получены из гистерезиса на ВАХ исследуемых гетеропереходов и приведены в таблице, из которой видно, что величина $\beta_c = 3-6$ слабо зависит от размеров переходов. Из выражения (6) следует, что для частот $hf_e > 2eI_c R_N$ величину q можно вычислить по минимумам экспериментальной зависимости $I_c(a)/I_c(0)$. Так, в первом минимуме

$$q = \frac{I_c(a)}{I_c(0)J_0(2x)},$$

что для приведенной на рис. 3а экспериментальной зависимости дает $q = 0.14$. Отметим, что данная методика оценки q исключает влияние емкости перехода, однако не позволяет определить знак амплитуды второй гармоники ток-фазовой зависимости.

Конечная емкость перехода и вторая гармоника ток-фазовой зависимости приводят к образованию на ВАХ дробных ступеней Шапиро с высотой

$$\frac{I_{1/2}}{I_c} = 2 \max_{\Theta} \left\{ \sin \Theta \left[q J_1(2x) + \beta_c \frac{J_1(x)J_0(x)}{(\beta_c \omega)^2/4 + 1} + 4q^2 \beta_c \frac{J_2(2x)J_0(2x)}{(\beta_c \omega)^2 + 1} \cos \Theta \right] \right\}. \quad (7)$$

В квадратных скобках имеется знакопеременное выражение, поэтому зависимость $I_{1/2}(a)$ отличается от полученной ранее для бикристаллических переходов с малой емкостью [15]: $I_{1/2}(a) \propto J_1(2x)$, $x = a/\omega$. Хорошее согласие с экспериментом (рис. 5) дают значения $q < 0$. При $q > 0$ рассчитанные величины $I_{1/2}(a)$ существенно превышают измеренные значения и не дают минимума, наблюдаемого в эксперименте между $a = 0$ и первым минимумом функции $I_c(a)$. Отрицательные значения q следуют из теоретических расчетов для переходов S/D₄₅ [2, 5-7] и ранее отмечались при экспериментальном исследовании бикристаллических джозефсоновских переходов [9].

Обратим внимание, что небольшое изменение нормированной частоты ω внешнего излучения заметно меняет форму зависимости $I_{1/2}(a)$. Это вызвано одновременным влиянием на процесс образования дробной ступени Шапиро как емкости перехода, так и несинусоидальной ток-фазовой зависимости (два первых члена в выражении (7) имеют разные знаки). Такое же поведение зависимости $I_{1/2}(a)$ наблюдается и в нашем случае (рис. 5), хотя максимальное значение $I_{1/2}(a)$ отличается от теоретической оценки в несколько раз. Отметим, что для сопоставления экспериментальных данных с расчетными на рис. 5 не использовались подгоночные параметры. Амплитуда второй гармоники ток-фазовой

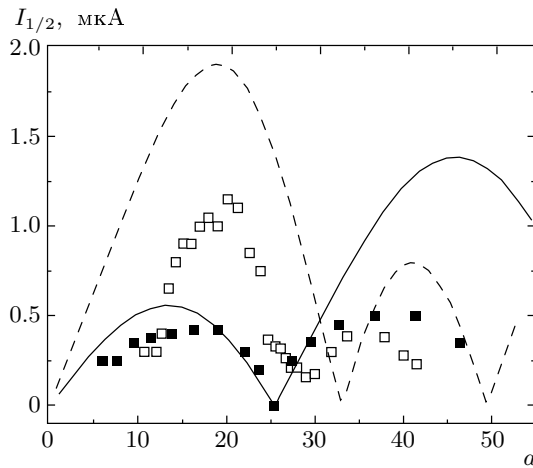


Рис. 5. Зависимости высот дробных ступеней Шапиро $I_{1/2}$ для гетеропереходов с $q = -0.14$ и $\beta_c = 4$ от нормированной амплитуды a внешнего высокочастотного тока для частот $f_e = 51.42$ ГГц (светлые квадраты) и $f_e = 70.2$ ГГц (темные квадраты). Штриховой и сплошной линиями показаны зависимости $I_{1/2}(a)$, рассчитанные по формуле (7) для нормированных частот соответственно $\omega = 1.62$ и $\omega = 2.2$

зависимости и масштаб по амплитуде внешнего электромагнитного излучения определялись из сопоставления расчета по формуле (6) с экспериментальной зависимостью $I_c(a)$ (рис. 3а).

При увеличении размеров гетеропереходов ($L > \lambda_s$) амплитуда второй гармоники ток-фазовой зависимости, согласно [10, 11], должна возрастать, $q \sim L^2/\lambda_s^2$ вследствие наличия в переходе параллельно включенных 0- и π -контактов. Действительно, определенная по формуле (6) из данных, приведенных на рис. 3б, амплитуда второй гармоники $q = -0.4$ для $L = 30$ мкм растет до значения $q = -0.9$ с увеличением размера перехода до $L = 40$ мкм, причем в соответствии с расчетом [11], все $q < 0$.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из измерений электрофизических и микроволновых свойств тонкопленочных гибридных гетеропереходов Nb/Au/YBCO обнаружено, что даже для сосредоточенных переходов (малых по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения, $L < \lambda_J$) распределение плотности критического тока в переходе неравномерно по длине перехода. Вследствие фасетирования границы раздела пленок Au/YBCO

и влияния d -симметрии сверхпроводящего параметра порядка в YBCO исследованные гетеропереходы достаточно хорошо описываются моделью цепочки 0- и π -контактов. В таких цепочках возможно возникновение «расщепленных» джозефсоновских вихрей со значениями дробных долей кванта магнитного потока и размерами λ_s в несколько раз меньшими, чем джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля.

Экспериментально обнаружено уменьшение максимального значения амплитуды первой ступени Шапиро с возрастанием частоты внешнего электромагнитного излучения. Такое поведение высокочастотных динамических процессов, происходящих на частотах $f_e \ll \Delta_{\text{Nb}}/h$, может быть обусловлено возникновением расщепленных вихрей, приводящих к неоднородному распределению магнитного и сверхвысокочастотного полей в гетеропереходах. С увеличением размера перехода ($L > \lambda_s$) данный эффект усиливался, а также росло отклонение магнитно-полевой зависимости критического тока от франигоферовой формы.

В исследованных гетеропереходах экспериментально обнаружены дробная ступенька Шапиро и субгармонический селективный детекторный отклик, которые обусловлены наличием второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока. Экспериментальными методами оценены амплитуда второй гармоники ток-фазовой зависимости и ее знак, имеющий для исследованных гетеропереходов отрицательное значение.

Авторы благодарны И. В. Борисенко и И. К. Бдикину за помощь в проведении эксперимента, Ю. С. Барашу, В. В. Рязанову, Е. Мюгинду (J. Myding), Т. Клаесону (T. Claeson) и Ф. Ломбарди (F. Lombardi) за полезные обсуждения, Э. Б. Голдобину за внимательное прочтение рукописи до публикации и полезные замечания. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 04-02-16818а), INTAS (гранты №№ 2001-0809, 2001-0249), Программы OXIDE Шведского фонда стратегических исследований SSF, ISTC (грант № 2369), Программы ESF «Pi-Shift» и грантом Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (НШ-1344.2003.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. C. Tsuei and J. R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).

2. T. Lofwander, V. S. Shumeiko, and G. Wendin, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R53 (2001).
3. Ф. В. Комиссинский, К. И. Константибян, Ю. В. Кислинский, Г. А. Овсянников, ФНТ **30**, 795 (2004).
4. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Ю. В. Кислинский и др., ЖЭТФ **122**, 1247 (2002).
5. R. A. Riedel and P. F. Bagwell, *Phys. Rev. B* **57**, 6084 (1998).
6. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev. B* **53**, R11957 (1996).
7. Yu. S. Barash, *Phys. Rev. B* **61**, 678 (2000).
8. H. H. Hilgenkamp and J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 485 (2002).
9. E. P'ichev, M. Grajcar, R. Hlubina et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5369 (2001).
10. R. G. Mints, *Phys. Rev. B* **57**, R3221 (1998).
11. R. G. Mints, I. Papiashvili, J. R. Kirtley et al., *Phys. Rev. Lett.* **9**, 067004 (2002).
12. E. Goldobin, D. Koelle, and R. Kleiner, *Phys. Rev. B* **67**, 224515 (2003).
13. Ю. С. Бараш, А. А. Свидзинский, ЖЭТФ **11**, 1120 (1997).
14. L. H. Greene, P. Hentges, H. Aubin et al., *Physica C* **387**, 162 (2003).
15. G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko, and K. Y. Constantinian, *Vacuum* **58**, 149 (2000).
16. E. P'ichev, V. Zakozarenko, R. Ijsselsteijn et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 894 (1998).
17. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Е. Ильичев, Э. Г. Иванов, Письма в ЖЭТФ **73**, 405 (2001); P. V. Komissinski, E. P'ichev, G. A. Ovsyannikov et al., *Europhys. Lett.* **57**, 585 (2002).
18. R. Kleiner, A. S. Katz, A. G. Sun et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2161 (1996).
19. И. К. Бдикин, П. Б. Можяев, Г. А. Овсянников и др., ФТТ **43**, 1548 (2001).
20. Ф. В. Комиссинский, Э. Г. Иванов, ФТТ **43**, 5, 769 (2001).
21. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами*, Изд-во МГУ, Москва (1978).
22. A. Varone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley-Interscience, New-York (1982).
23. Н. В. Кленов, В. К. Корнев, И. И. Соловьев и др., *Нелинейный мир* **3**, 75 (2005).
24. O. Neshor and E. N. Ribak, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1249 (1997).
25. D. A. Weitz, W. J. Skocpol, and M. N. Tinkham, *Phys. Rev. B* **17**, 3282 (1978).
26. B. Mayer, T. Doderer, R. P. Huebener, and A. V. Ustinov, *Phys. Rev. B* **44**, 12463 (1991).
27. A. V. Ustinov, J. Mygind, and V. A. Obozнов, *J. Appl. Phys.* **72**, 1203 (1992).
28. K. W. Lehnert, N. Argaman, H.-R. Blank et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1265 (1999).
29. J. Mannhart, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 49 (1996).
30. Т. У. Карминская и В. К. Корнев, in *Proc. Int. Students' Workshop on Microwave Applications of New Physical Phenomena*, St.-Petersburg, Russia (2004), p. 238.