

Эффект Джозефсона в купратных сверхпроводниковых структурах

Г.А. Овсянников, К.И. Константиныч

*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
ул. Моховая, 11–7, г. Москва 125009, Россия
E-mail: gena@hitech.cplire.ru*

Статья поступила в редакцию 13 октября 2011 г.

Обсуждаются электрофизические и СВЧ свойства сверхпроводниковых структур из купратных сверхпроводников: бикристаллических переходов и гибридных меза-гетероструктур. Показано, что в контактах купратных сверхпроводников, имеющих доминирующий $d_{x^2-y^2}$ -волновой тип симметрии параметра порядка, электронный транспорт определяется свойствами барьера на границе сверхпроводников, обусловленными возникновением связанных состояний из-за многократного андреевского отражения. В бикристаллических переходах это проявляется в линейности зависимости плотности критического тока от корня из прозрачности границы, а также возрастанием спектральной плотности дробового шума при малых напряжениях. Экспериментально показано, что плотность сверхпроводящего тока в гибридных меза-гетероструктурах с антиферромагнитной купратной прослойкой достигает значений $j_c = 1-700$ А/см² при толщинах прослойки $d_M = 10-50$ нм, а характерная длина затухания сверхпроводящих корреляций составляет величину порядка 7 нм, что объясняется аномальным эффектом близости в модели контакта сверхпроводников, соединенных многослойной магнитной прослойкой с антиферромагнитным упорядочением намагниченности в слоях. Обнаружено, что гибридные меза-гетероструктуры обладают существенно большей чувствительностью к внешнему магнитному полю, чем обычные джозефсоновские переходы, из-за сильной зависимости сверхпроводящего тока от спинового состояния прослойки.

Обговорюються електрофізичні й НВЧ властивості надпровідникових структур з купратних надпровідників: бікристалічних переходів і гібридних меза-гетероструктур. Показано, що в контактах купратних надпровідників, що мають домінуючий $d_{x^2-y^2}$ -хвильовий тип симетрії параметра порядку, електронний транспорт визначається властивостями бар'єра на границі надпровідників, обумовленими виникненням зв'язаних станів через багаторазове андріївське відбиття. У бікристалічних переходах це проявляється в лінійності залежності щільності критичного струму від кореня із прозорості границі, а також зростанням спектральної щільності дробового шуму при малих напругах. Експериментально показано, що щільність надпровідного струму в гібридних меза-гетероструктурах з антиферомагнітним купратним прошарком досягає значень $j_c = 1-700$ А/см² при товщинах прошарку $d_M = 10-50$ нм, а характерна довжина загасання надпровідних кореляцій становить величину порядку 7 нм, що пояснюється аномальним ефектом близькості в моделі контакту надпровідників, з'єднаних багат шаровим магнітним прошарком з антиферомагнітним упорядкуванням намагніченості в шарах. Виявлено, що гібридні меза-гетероструктури мають суттєво більшу чутливість до зовнішнього магнітного поля, ніж звичайні джозефсонівські переходи, через сильну залежність надпровідного струму від спинового стану прошарку.

PACS: 74.45.+c Эффекты близости; андреевское отражение; SN- и SNS-переходы;
74.25.Sv Критические токи;
74.78.Fk Мультислои, сверхрешетки, гетероструктуры;
74.50.+r Эффекты близости, слабые связи, туннелирование, эффект Джозефсона.

Ключевые слова: джозефсоновские переходы, гетероструктуры, андреевские состояния.

1. Введение

Обсуждаются результаты экспериментальных исследований эффекта Джозефсона в тонкопленочных структурах на основе купратных сверхпроводников

(КС). Основное внимание было сконцентрировано на особенностях сверхпроводящего и квазичастичного тока в джозефсоновских переходах (ДП), вызванных наличием $d_{x^2-y^2}$ -типа симметрии сверхпроводящей

волновой функции сверхпроводников (D-сверхпроводников).

Влияние андреевских состояний на ток-фазовую и температурную зависимости сверхпроводящего тока бикристаллических переходов из КС экспериментально изучалось в работах [1–4]. В работе [2] наблюдались особенности на ВАХ, вызванные низкоэнергетическими андреевскими уровнями. Низкоэнергетические андреевские состояния проявляются на бикристаллических переходах из КС как в электрофизических характеристиках [3,4], так и в возникновении избыточного дробового шума при малых напряжениях [5–8]. Отметим, что шумовые измерения дают дополнительную информацию о механизме проводимости ДП.

Многослойные гибридные сверхпроводниковые структуры с прослойкой из чередующихся слоев ферромагнетиков (F), нормальных металлов (N) и изоляторов (I) вызывают в последнее время повышенный интерес [9–12]. Возможность управлять протеканием тока в таких структурах возникает из-за вращения направления намагниченности в F-слоях под действием магнитного поля. Аналогичные процессы могут протекать в прослойке из антиферромагнетика (AF), который может рассматриваться как набор ферромагнитных слоев атомарной толщины, имеющих противоположно направленную намагниченность [13,14].

2. Андреевские состояния и эффект Джозефсона в сверхпроводящих бикристаллических переходах из купратных сверхпроводников

Сразу же после открытия эффекта Джозефсона было отмечено [15–17], что перенос куперовских пар через потенциальный барьер между двумя сверхпроводниками в ДП происходит благодаря когерентному процессу андреевского отражения. Параметр порядка в КС имеет $d_{x^2-y^2}$ -волновую симметрию, т.е. в ab -плоскости меняет знак при изменении на 90° направления импульса квазичастицы (см. вставку на рис. 1). В результате в контактах, состоящих из двух разориентированных на угол α в ab -плоскости D-сверхпроводников, фаза падающих и по-андреевски отраженных от границы квазичастиц может иметь противоположный знак. Последовательность обычных зеркальных и андреевских отражений в плоскости (110) D-сверхпроводника вызывает связанные андреевские состояния с энергией вблизи поверхности Ферми E_{MGS} [18–20]:

$$E_{MGS} = \pm \Delta_{R(L)}(\theta) \sin(\varphi/2) \sqrt{D(0)}, \quad (1)$$

где $\Delta_{R(L)}(\theta) = \Delta_0 \cos 2\theta$. В отличие от случая туннельного SIS-перехода (S — сверхпроводник с обычным s-типом симметрии параметра порядка) уровни E_{MGS} даже при малой прозрачности границы ($D \ll 1$) расположены вблизи уровня Ферми и их амплитуда не превышает величину $\Delta(\pi/4)\sqrt{D(\pi/4)}$.

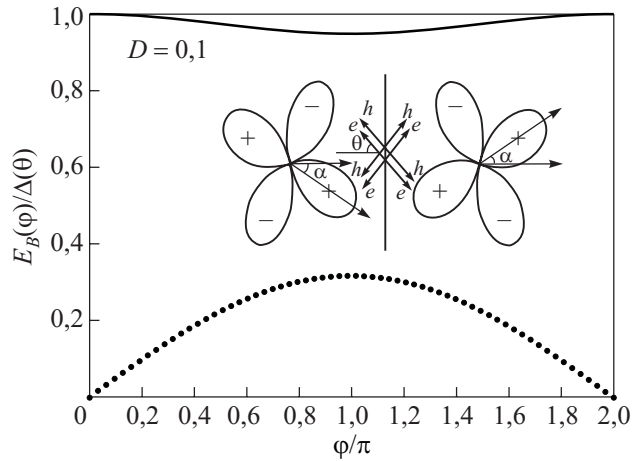


Рис. 1. Фазовая зависимость андреевских уровней в туннельных переходах S-сверхпроводников (сплошная линия) и низкоэнергетических андреевских уровней D-сверхпроводника (пунктир) при прозрачности границы $D = 0,1$. На вставке показана схема бикристаллического контакта из двух D-сверхпроводников с симметричной разориентацией осей и направления падения электронов и дырок.

Максимальные значения энергии андреевских состояний при $\varphi = \pi$ в зависимости от угла падения θ при разных углах α для симметричного ДП с типичным значением $D = 10^{-2}$ показаны на рис. 2. Для симметричных ДП с $\alpha = 45^\circ$ низкоэнергетические андреевские состояния наблюдаются для всех падающих квазичастиц. С уменьшением $\alpha < 45^\circ$ диапазон углов θ , в котором наблюдаются состояния E_{MGS} , равен 2α вблизи направлений $\theta = \pm\pi/4$. Вдоль других направлений возникают состояния с энергиями, близкими к щели E_{SC} . Для $\alpha = 0$ ситуация близка к случаю SIS-перехода, андреевские состояния в котором описываются формулой

$$E_{SC} = \pm \Delta \sqrt{[1 - D \sin^2(\varphi/2)]}. \quad (2)$$

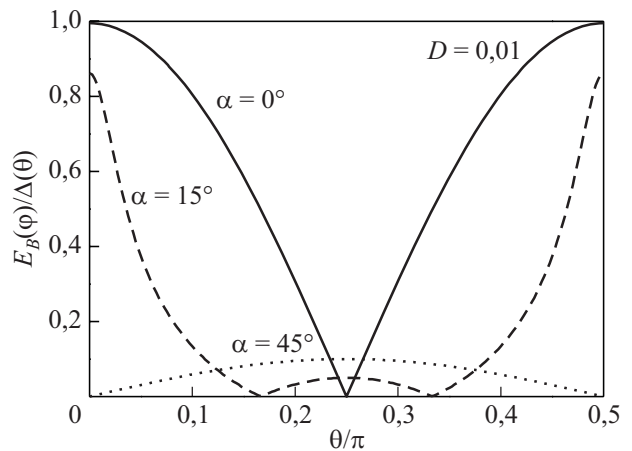


Рис. 2. Зависимость энергий андреевских уровней от угла падения квазичастиц θ при разности фаз $\varphi = \pi$ при трех значениях угла α разориентации поворотных бикристаллических переходов из D-сверхпроводников.

Поскольку сверхпроводящий ток определяется энергией андреевских состояний $I_S \propto dE_{MGS}/d\phi$, при промежуточных значениях $0 < \alpha < 45^\circ$ следует учитывать оба вклада (1) и (2) аддитивным сложением токов [21–23]. Отметим, что для состояний (2) ток пропорционален первой степени, а в случае (1) — квадратному корню из прозрачности границы D . Конус тунелирования (диапазон углов), который определяет квазичастицы, дающие основной вклад в величину тока, может быть широким $D(\theta) = D_0(\cos \theta)^2$ для δ -образных барьеров и достаточно узким $\exp(2\theta)$ для широких барьеров [24].

2.1. Методика эксперимента

При изготовлении бикристаллических ДП использовались особенности КС, проявляющиеся в том, что непосредственный контакт двух монокристаллов КС приводит к уменьшению критического тока (образованию слабой связи) в контакте, причем величина критического тока контакта сильно зависит от угла разориентации гранул [25]. Наибольшее распространение получили «поворотные» бикристаллические переходы (ПБП), в которых слабая связь образуется из-за разориентации эпитаксиальных пленок вокруг c -направления КС. В наклонных бикристаллических переходах (НБП) наблюдается наклон базовых плоскостей КС вокруг одного из направлений, например оси a (см. рис. 3). Разориентация кристаллографических осей правой и левой частей перехода на углы α и β относительно нормали к плоскости границы (ПБП) или плоскости подложки (НБП) определяет электрофизические параметры ДП [26,27]. В НБП, в отличие от ПБП, слабее фасетирование бикристаллической границы [26].

Джозефсоновские переходы изготавливались на бикристаллических подложках из NdGaO₃ (NGO) или сапфира. В качестве базовой плоскости выбрана плоскость (110) NGO, на которой происходит рост пленки КС (001) YBa₂Cu₃O_{7- δ} (YBCO) и выполняется условие эпитаксии [100] YBCO//[001] NGO, которое сохраняется при малом наклоне плоскости (110) NGO относительно нормали к подложке [28]. Эпитаксиальные

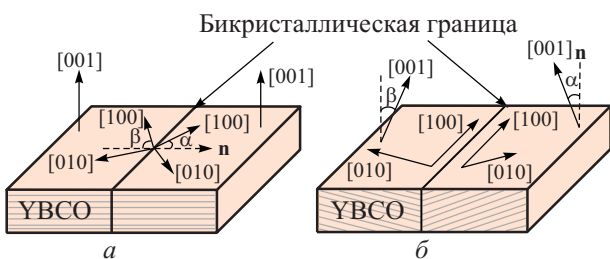


Рис. 3. Схематическое изображение двух типов бикристаллических переходов: поворотные (а) и наклонные (б). Сплошной линией отмечена бикристаллическая граница, пунктир — нормали к границе или плоскости подложки, штриховкой показано направление слоев купратных сверхпроводников.

пленки YBCO осаждались на поверхность подложки методом катодного распыления в диодной конфигурации в разряде постоянного тока при большом давлении кислорода либо лазерной абляцией. Напыление осуществлялось при температуре 700–800 °С. Мостики, образующие переходы, шириной 4 мкм и длиной 10 мкм, пересекающие бикристаллическую границу, формировались в пленках ионно-плазменным либо ионно-лучевым травлением [29].

Получены ДП с плотностью критического тока $j_c = 10^4 - 10^5$ А/см² и характерным напряжением $V_c = = I_c R_N = 1-2$ мВ (I_c — критический ток, R_N — сопротивление в нормальном состоянии) при температуре $T = 4,2$ К. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в диапазоне температур $4,2 \text{ К} < T < 77 \text{ К}$, магнитных полей до $H \leq 100$ Э, а также под воздействием монохроматического СВЧ облучения на частотах $f_e = 36-120$ ГГц. Для проведения шумовых измерений использовался охлаждаемый усилитель на НЕМТ транзисторах [30]. Для уменьшения влияния внешних электромагнитных полей использовалось экранирование от СВЧ сигналов и фильтрация по всем проводам, присоединенным к образцу. Усредненная по направлениям импульса прозрачность барьера D оценивалась из величины характерного сопротивления границы с площадью S : $R_N S = (1-3) \cdot 10^{-7}$ Ом·см² для ПБП [29,31] и $R_N S = (3-7) \cdot 10^{-9}$ Ом·см² для НБП [32], что давало $D = (1-3) \cdot 10^{-2}$ и $D \approx 10^{-1}$ соответственно при значении произведения удельного сопротивления и длины свободного пробега $\rho_{\text{YBCO}} l_{\text{YBCO}} = 4 \cdot 10^{-9}$ Ом·см².

2.2. Электрофизические свойства бикристаллических переходов

Типичная ВАХ ПБП, представленная на рис. 4, хорошо описывается резистивной моделью ДП [33]. Малая величина избыточного тока (отклонение от закона Ома) при напряжениях больше 10 мВ указывает на

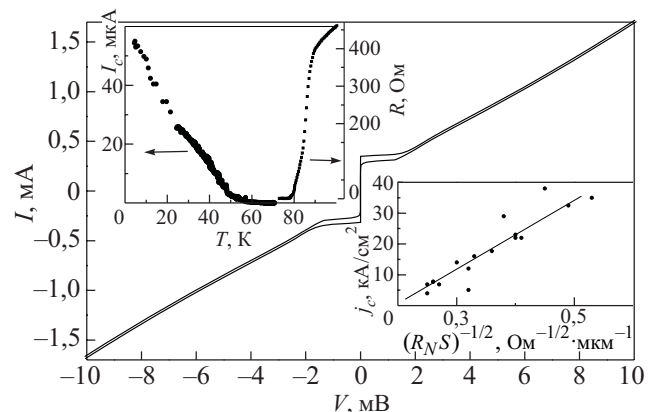


Рис. 4. ВАХ бикристаллического перехода при T = 4,2 К. На вставке слева показаны температурные зависимости критического тока $I_c(T)$ и сопротивления перехода. Справа на вставке представлена зависимость плотности критического тока j_c от характерного сопротивления границы $R_N S$.

отсутствие непосредственной (нетуннельной) проводимости. При этом зависимость критического тока от температуры близка к линейной, что отличается от туннельных переходов S-сверхпроводников [33], где наблюдается насыщение при $k_B T < \Delta$. В туннельных DID-переходах, как следует из рис. 2, наблюдаются оба типа состояний (1) и (2) в зависимости от угла падения квазичастиц и $I_S(\varphi) = I_{Sc}(\varphi) + I_{MGS}(\varphi)$ [23,34]. Вклад состояний вблизи щели (2) растет с температурой по закону Амбегаокара–Баратова пропорционально $\Delta^2(T)$ [33] и при низких температурах имеет насыщение $I_{Sc} \propto D_0 \Delta_0 \cos 2a \sin \varphi$. В то же время вклад состояний вблизи энергии Ферми нарастает с падением температуры по закону $1/T$, и при $k_B T \ll \Delta \sqrt{D}$ равен $I_{MGS} \propto -\Delta_0 \sin 2a \sqrt{D_0} \cos(\varphi/2) \text{sign}(\sin(\varphi/2))$, причем с отрицательным знаком. Следовательно, существует характерная температура T^* , при которой должны наблюдаться провал в зависимости $I_c(T)$ и значительное отклонение $I_S(\varphi)$ от синусоидальной зависимости. Оценка величины T^* дает значение порядка 12 К для прозрачности $D_0 = 10^{-2}$ для ДП и $\Delta_0 = 20$ мэВ для YBCO. В проведенном нами эксперименте не наблюдался провал на зависимости $I_c(T)$ [30], что, возможно, вызвано фасетированием границы, возникающей при росте эпитаксиальных пленок [25,26]. Заметим, что провал на зависимости $I_c(T)$ наблюдался в работе [23] для ПБП малой ширины, сравнимых с размером фасеток. При высоких температурах $T_c - T \ll T_c$, при которых велико влияние термических флуктуаций, температурная зависимость I_c близка к $(T_c - T)^{1/2}$ [25,34].

Как следует из (1), сверхпроводящий ток в DID-переходах при $T \ll T_c$ имеет зависимость от D ($I_c \propto D^{1/2}$), т.е. иную, чем в SIS-переходах, где $I_c \propto D$. Это вызвано тем, что E_{MGS} в DID-переходах расположены вблизи энергии Ферми $E_F \propto \Delta \sqrt{D}$ (см. (1)), а энергетический уровень в SIS-переходах — вблизи щели $E \propto \Delta$ (2). Действительно, в наших экспериментах наблюдается зависимость $I_c \propto (R_N S)^{-1/2} \propto D^{1/2}$ (см. вставку справа на рис. 4). Мы полагаем, что такая зависимость энергии уровня от прозрачности границы устойчива к влиянию таких факторов, как фасетирование границы, которое приводит к образованию как симметричных $D_\alpha I D_\alpha$ -, так и несимметричных $D_\alpha I D_0$ -переходов. Однако для $D_\alpha I D_\alpha$ -переходов, как следует из (1), $I_S \propto \Delta_0 \sqrt{D_0}$ при низких температурах, в то же время для $D_\alpha I D_0$ -переходов $I_S \propto \Delta_0 D_0^2$ [34], поэтому при $D < 1$ сверхпроводящий ток определяется участками с симметричной разориентацией осей*.

Отметим, что зависимость $I_c \propto D^{1/2}$ получена теоретически в SIS-контактах с широким потенциальным барьером [35]. Отличие спектра энергий связанных со-

стояний в таких SIS-переходах от (1) вызывает иную зависимость от прозрачности барьера. Однако для реализации механизма [35] необходима низкая прозрачность границы $D \leq 10^{-8}$ и слабое влияние распаривающих факторов на плотность состояний.

Таким образом, в ПБП, образованном КС с доминирующим d -типом параметра порядка [2–4] (DID-переходы), в процессе переноса тока участвуют как высокоэнергетические, так и низкоэнергетические андреевские состояния [30,34,36,37]. В то же время при характерной для НБП ориентации кристаллографических осей, когда одна из осей базовой плоскости КС параллельна нормали к границе, низкоэнергетические состояния не возникают [30,34,36,37]. Различие механизмов протекания тока в случаях ПБП и НБП сказывается также на угловой зависимости критических параметров переходов. Так, для ПБП известно, что величина характерного напряжения V_c слабо меняется в большом диапазоне углов разориентации вплоть до $\pm 33^\circ$, хотя нормальное сопротивление при этом может возрастать на порядок [38]. Отметим, что при $\alpha = \pm 45^\circ$ ток j_c сильно подавлен, а V_c уменьшается на порядок, достигая 0,5 мВ при гелиевой температуре [39]. Для НБП в эксперименте обнаружена гораздо более сильная угловая зависимость: при увеличении угла разориентации на 6° параметр V_c уменьшался более чем в 3 раза. Такое поведение хорошо согласуется с теорией [40], в которой учитывается как величина отношения энергии сверхпроводящей щели к энергии Ферми, $1 > \Delta / E_F > 0$, характерного для КС, 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, нарушается когерентность многократного андреевского отражения, что в итоге приводит к уменьшению сверхпроводящего тока. При этом должен существовать определенный критический угол разориентации, при котором критический ток резко падает до нуля [40], однако такая сильная зависимость может быть размыта неоднородностями границы. В ПБП с малым углом разориентации $\alpha + \beta < 13^\circ$ наблюдаются ВАХ, которые отличаются от гиперболической формы и типичны для вязкого течения потока вихрей [33].

2.3. Ток-фазовая зависимость сверхпроводящего тока

Ток-фазовая зависимость (ТФЗ) сверхпроводящего тока ДП $I_S(\varphi)$ определяется характером проводимости контакта сверхпроводников. Для высоких температур $T_c - T \ll T_c$ отклонение зависимости $I_S(\varphi)$ от синусоидальной мало для любых типов переходов. При

* Неровности бикристаллической границы более мелкого масштаба (порядка фермиевской длины квазичастиц $\lambda_F \approx 0,01$ мкм) сбивают когерентность андреевского отражения для малых углов падения квазичастиц $4\pi\eta \cos \theta / \lambda > \pi$, где η — размер неоднородности границы вдоль направления протекания тока [41].

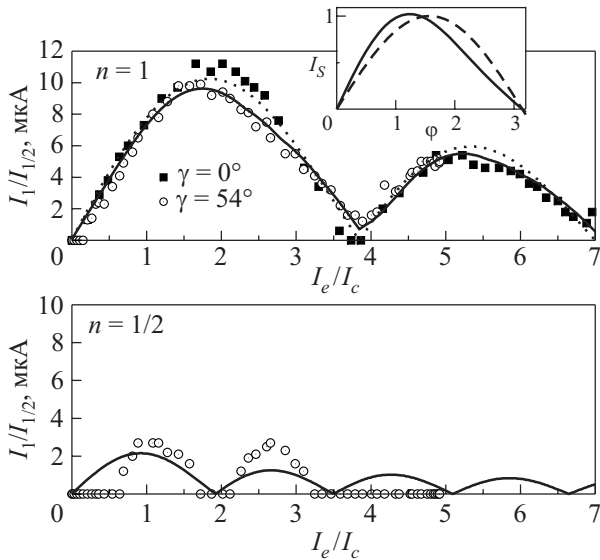


Рис. 5. Зависимости ступенек Шапиро (первой $n = 1$ и дробной $n = 1/2$) от амплитуды внешнего электромагнитного излучения частотой $f_e = 100$ ГГц при $T = 4,2$ К для двух углов наклона мостика, образующего НБП. Пунктир — зависимости, рассчитанные в рамках резистивной модели при $I_S(\varphi) = I_c \sin \varphi$, сплошная линия — $I_S(\varphi) = (1-q)I_c \sin \varphi + qI_c \sin 2\varphi$, $q = 0,2$. На вставке показаны соответствующие зависимости $I_S(\varphi)$ для $q = 0,2$ (сплошная линия) и $q = 0$ (штриховая).

низких температурах $T \ll T_c$ синусоидальная зависимость $I_S(\varphi) = I_c \sin \varphi$ сохраняется для SIS-переходов независимо от прозрачности барьера при $D \ll 1$ [15,33,36] и длинных (по сравнению с $h\nu_F / k_B T$) SNS-переходов с уменьшением температуры. Для определения отклонения ТФЗ от синусоидальной были измерены ВАХ под влиянием монохроматического излучения миллиметрового диапазона $I_e \sin(2\pi f_e t)$, $f_e = 40-100$ ГГц [29]. Исследовались ПБП с симметричным заданием тока, когда мостик направлен перпендикулярно границе, и переходы с асимметричным заданием тока смещения, когда мостик перехода под углом $\gamma = 0-72^\circ$ к границе. На рис. 5 представлены зависимости амплитуд первой $I_1(I_e)$ и субгармонической $I_{1/2}(I_e)$ ступенек Шапиро для двух переходов с $\gamma = 0^\circ$ и $\gamma = 54^\circ$. Теоретические ТФЗ, рассчитанные в рамках резистивной модели для $f_e > 2eI_c R_N / h$, представлены на вставке рис. 5. Расчет сделан для синусоидальной зависимости и для случая $I_S(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi + I_{c2} \sin 2\varphi$ при $q = I_{c2} / I_{c1} = 0,2$. Видно, что различие между теоретическими и экспериментальными зависимостями $I_1(I_e)$ невелико. Небольшое отклонение ТФЗ от синусоидальной приводит к появлению субгармо-

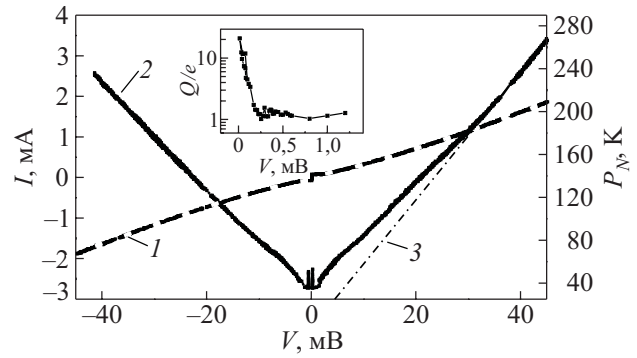


Рис. 6. ВАХ симметричного ПБП при $T = 4,2$ К (пунктир) и мощность шума $P_N(V)$, приведенная в градусах Кельвина (сплошная линия). Штрих-пунктир — зависимость дробового шума $T_{SH}(V) = (e / 2k_B)I(V)R_D$. На вставке показана зависимость эффективного заряда $Q(V) = S_I(V) / 2I$ в единицах заряда электрона.

нических ступенек Шапиро на ВАХ ПБП. Измерения зависимости амплитуды субгармонических ступенек от угла ориентации мостиков γ показывает отсутствие компоненты $\sin 2\varphi$ в ТФЗ для диапазона углов $\gamma = 0-36^\circ$ с точностью не хуже 5%. Для углов $\gamma > 40^\circ$ вклад тока с $\sin 2\varphi$ увеличивается монотонно*. Причиной отклонения ТФЗ от синусоидальной в ПБП с большими углами γ , возможно, является компонента тока вдоль бикристаллической границы, изменяющая спектр низкоэнергетических андреевских состояний. Максимальное значение энергии андреевских состояний $\Delta_0 \sqrt{D_0} \approx 2$ мэВ сравнимо с энергией продольной компоненты сверхпроводящего тока $\varepsilon = ev_F j_c \lambda_L^2 \approx 5$ мэВ при $j_c = 10^3$ А/см², $v_F = 5 \cdot 10^4$ см/с, $\lambda_L = 0,1$ мкм — лондоновская глубина проникновения.

2.4. Дробовой шум бикристаллических переходов

Шумовые характеристики ДП исследовались как в автономном случае, так и при слабом магнитном поле ($H < 100$ Э), достаточном для подавления критического тока. На рис. 6 представлены ВАХ и зависимость мощности шума $P_N(V)$ ** ДП в автономном случае. Видно, что в области больших напряжений ($V > 30$ мВ) экспериментальная зависимость $P_N(V)$ совпадает с классической зависимостью эффективной температуры дробового шума $T_{SH}(V) = (e / 2k_B)I(V)R_D$, рассчитанной для спектральной плотности шума $S_I = 2eI$ при $eV > k_B T, hf$. Это условие выполнялось при $V > 0,7$ мВ для $T = 4,2$ К и частот $F = 1-2$ ГГц, при которых проводились измерения. Ранее подобная (как на рис. 6) зависимость от напряжения спектральной плотности шума сверхпроводниковых контактов наблюдалась в

* Для высоких частот внешнего воздействия $f_e > 2eI_c R_N / h$ в рамках резистивной модели отношение максимальной амплитуды субгармонической ступени к критическому равно отношению второй гармоники к первой в ТФЗ.

** Мощность шумов измерялась в единицах температуры из-за особенности калибровки измерительной системы.

SIS-переходах [42,43] в области напряжений выше Δ/e . На рис. 6 видно, что в широкой области напряжений $0 < V < 30$ мВ имеет место превышение шумов T_N ДП над дробовыми шумами $T_{SH}(V)$. В области малых напряжений ($V < 2$ мВ) наблюдаются пики на $P_N(V)$, вызванные собственной джозефсоновской генерацией на частотах работы НЕМТ усилителя. Наблюдаемое при низких напряжениях резкое изменение дифференциального сопротивления $R_D(V)$ (не показано на рис. 6) влияет на согласование импеданса образца с усилителем, поэтому в дальнейшем будет обсуждаться спектральная плотность токового шума $S_I(V) \propto \propto 4k_{BTN}/R_D$ и эффективный заряд $Q(V) = S_I(V)/2I$, которые не зависят от R_D . В результате, с учетом изменения $R_D(V)$, наблюдался близкий к линейному рост $S_I(V)$ при $V > 4$ мВ и отчетливый пик в области $V < 2$ мВ. На вставке рис. 6 показана зависимость $Q(V)$. Видно увеличение эффективного заряда, характерное для сверхпроводниковых структур, в которых присутствует многократное андреевское отражение [5,7,44]. Максимальное значение Q_{\max} превышало $10e$ (e — заряд электрона).

Значительное превышение интенсивности шумов, обусловленных многократным андреевским отражением, над уровнем термических флуктуаций объясняет наблюдаемое в эксперименте уширение линии джозефсоновских колебаний в контактах из КС [45,46]. При этом отметим, что в области высоких напряжений на ДП шум Найквиста значительно меньше дробового шума.

3. Гибридные джозефсоновские гетероструктуры с прослойкой из антиферромагнетика

Наибольшие успехи в изучении ДП с магнитной прослойкой связаны со структурами, содержащими ферромагнитные (F) металлические прослойки [9,10,47,48]. В гораздо меньшей степени изучены сверхпроводниковые структуры, содержащие магнитные материалы с антиферромагнитным (AF) упорядочением. Такие материалы представляют особый интерес вследствие возможности управления их свойствами (а значит, и параметрами слабой связи) за счет влияния слабого внешнего магнитного поля. Впервые на это обстоятельство обращено внимание в работе Л. Горькова и В. Кресина [49], в которой теоретически анализировался критический ток сверхпроводящих структур с AF-прослойкой и предсказана сильная зависимость критического тока от магнитного поля. Первые экспериментальные данные по протеканию джозефсоновского тока в структуре S–AF–S были получены в переходах на основе Nb с прослойкой из сплава FeMn [50], где, однако, не было обнаружено аномальное поведение магнитополевых зависимостей критического тока.

Гигантский эффект близости неоднократно наблюдался в КС с купратной барьерной прослойкой, находящейся в антиферромагнитном состоянии [11,14]; возможная интерпретация наблюдавшегося в [14] эффекта была предложена в работе [51]. В данном разделе представлены результаты экспериментального изучения магнитополевых характеристик сверхпроводящего тока в гибридных меза-гетероструктурах Nb/Au/Ca_{1-x}Sr_xCuO₂/YBa₂Cu₃O_{7-δ} на основе эпитаксиальных пленок из КС YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO) и ниобия (Nb), Au — пленка золота, используемая для уменьшения диффузии кислорода из YBCO, а прослойка Ca_{1-x}Sr_xCuO₂ (CSCO) при низких температурах является квазидвумерным гейзенберговским антиферромагнетиком с температурой Нееля более 500 К [52,53].

3.1. Методика эксперимента

Эпитаксиальные гетероструктуры CSCO/YBCO напылялись на подложки из NdGaO₃ с помощью лазерной абляции при температуре $T = 800$ °С. После охлаждения без разрыва вакуума наносилась пленка Au. Использовались два состава CSCO: с $x = 0,15$ и $0,5$. Толщина AF-прослойки варьировалась в пределах $d_M = 20\text{--}50$ нм. Слой Nb и дополнительный слой Au наносились магнетронным распылением. Топология гибридной меза-гетероструктуры (ГМС) формировалась методами фотолитографии, плазмо-химического и ионно-лучевого травлений [12,13,54]. Поперечное сечение ГМС показано на рис. 7,а, а форма ГМС представляла собой квадрат с линейными размерами $L = 10\text{--}50$ мкм, включенный в логопериодическую антенну, применяемую для измерений в электромагнитном поле миллиметрового диапазона длин волн (см. рис. 7,б). Для измерения электрофизических характеристик ГМС использовались два контакта к верхнему электроду из Nb и два к пленке YBCO (рис. 7,а). В этом случае при $T < T_c$ (T_c — критическая температура YBCO-пленки) измерения сопротивления прослойки CSCO и границы раздела Au/CSCO проводились по четырехточечной схеме. Согласно предварительным измерениям, сопротивлениями пленок Au, Nb и CSCO и границы раздела

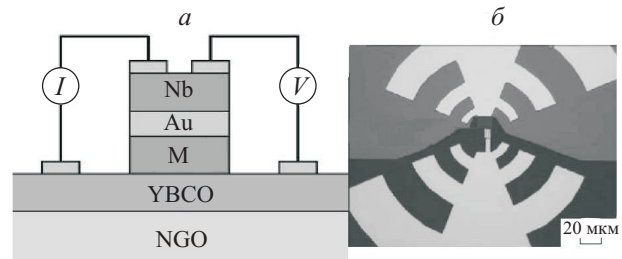


Рис. 7. а — Поперечное сечение гетероструктуры с AF (CSCO) прослойкой, обозначенной буквой М. Толщины слоев: YBCO — 200 нм, CSCO — 20–50 нм, Au — 10–20 нм, Nb — 200 нм. б — Фотография ГМС сверху. Светлый тон — сверхпроводящие электроды логопериодической антенны.

CSCO/YBCO можно пренебречь [12,13]. В результате полученные структуры с AF-прослойкой можно рассматривать как S–N–I_b–AF–D-переходы, где роль барьера I_b выполняет граница Au/CSCO. Для сравнения по аналогичной методике изготавливались и исследовались ГМС Nb/Au/YBCO без AF-прослойки. Измерения обоих типов структур проводились в одинаковых условиях.

3.2. Сверхпроводящий ток в ГМС

Зависимости критического тока всей ГМС от температуры $I_c(T)$ в целом следуют температурной зависимости сверхпроводящего параметра Δ_{Nb} в пленке Nb — аналогично структурам без AF-прослойки [54]. Поскольку во всех исследованных ГМС с AF-прослойкой толщина d_M составляет десятки нанометров, глубина проникновения сверхпроводящего параметра порядка в CSCO значительно превосходит наблюдавшееся в [50] для поликристаллической прослойки из FeMn.

Оценки глубины проникновения сверхпроводящих корреляций в CSCO могут быть сделаны на основе измерений зависимости плотности сверхпроводящего тока от толщины $j_c(d_M)$. На рис. 8 приведены экспериментальные данные и теоретические зависимости (пунктир) $j_c(d_M)$ для трех значений нормированного обменного поля $H_{\text{ex}}/\pi k_B T$ в F-слоях S'/I/M/S-структуры с AF-прослойкой (смоделированной $N = 20$ — числом F-слоев с противоположно направленной намагниченностью), полученные для значения $\xi_{AF} = 10$ нм [55].

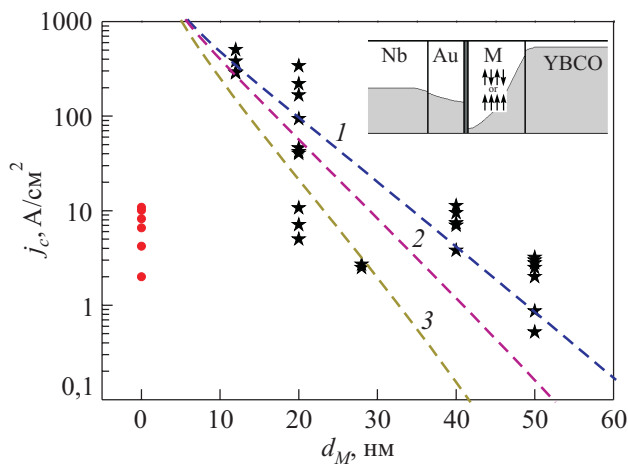


Рис. 8. Экспериментальные данные по зависимости плотности сверхпроводящего тока от толщины для ГМС с прослойкой из CSCO (звездочки) $x = 0,5$. Заполненные круги соответствуют гетеропереходам без M-прослойки. Пунктирными линиями показаны теоретические зависимости плотности критического тока от толщины AF-прослойки для трех значений нормированного обменного поля $H_{\text{ex}}/\pi k_B T$: 2 (1), 5 (2), 10 (3). Нормировка теоретических зависимостей по величине плотности критического тока и толщине прослойки выбрана из условия наилучшего соответствия теории эксперименту при $\xi_{AF} = 10$ нм.

Теоретические зависимости приведены для случая малой прозрачности M/S-границы (превосходящей прозрачность I-барьера) и идентичных сверхпроводников S и S'. Заметим, качественно вид теоретических зависимостей $j_c(d_M)$ не изменяется и в случае неодинаковых сверхпроводников. В нашем эксперименте сверхпроводники неидентичны, более того, в YBCO конденсатная функция с s-симметрией не является основной. Однако для нормированных значений $j_c(d_M)$, которые представлены на рис. 8, конденсатная гриновская функция электродов не играет принципиальной роли. Статистическая обработка зависимости $j_c(d_M)$ дает глубину затухания сверхпроводящей волновой функции $\xi_{AF} = (7 \pm 1)$ нм. Видно, что теоретическая зависимость $j_c(d_M)$ для $H_{\text{ex}}/\pi k_B T = 2$ лучше описывает экспериментальные данные, чем зависимости, полученные для больших значений $H_{\text{ex}}/\pi k_B T$. Напомним, радикальное отличие зависимостей джозефсоновского тока в S/AF/S-переходах для случаев четного и нечетного числа слоев N было предсказано ранее в работах, в которых анализировалась модель антиферромагнетика с атомно-тонкими слоями (см., например [56]). Случай структур, содержащих произвольное количество ферромагнитных слоев (существенно превосходящих атомный размер) с антиферромагнитным упорядочением намагниченности, в частности зависимость транспортных свойств от количества слоев, изучен в работе [57].

3.3. Ток-фазовая зависимость

Автономная ВАХ ГМС (см. рис. 9,а) в области малых напряжений ($V \leq 1$ мВ) близка к гиперболической, типичной для ДП. В области напряжений $V \geq 5$ мВ при температурах $T_c > T > T'_c$ (T'_c — критическая температура пленки ниобия) наблюдалась аномалия проводимости с максимумом на $V = 0$, вызванная, скорее всего, андреевскими состояниями малой энергии [13,55]. При $T < T'_c$ на зависимости дифференциального сопротивления ГМС от напряжения $R_D(V)$ наблюдались особенности, вызванные сверхпроводящей щелью в ниобии. Известно [48,58], что смешанная (d- и s-) симметрия параметра порядка одного из электродов ДП способствует возникновению второй гармоники в ТФЗ. Для определения отклонения ТФЗ от синусоидальности воспользовались ранее разработанным методом, основанным на измерении амплитуд ступеней Шапиро, возникающих в результате синхронизации собственной джозефсоновской генерации внешним монохроматическим СВЧ сигналом на частоте f_e [58] (см. рис. 9,а). Осцилляционные зависимости критического тока и первой ступени Шапиро от нормированной амплитуды внешнего воздействия I_e/I_c (рис. 9,б) подтверждают джозефсоновскую природу сверхпроводящего тока. Наблюдается удовлетворительное соответствие критической частоты $f_c = 2eV_c/h = 50$ ГГц, определенной из

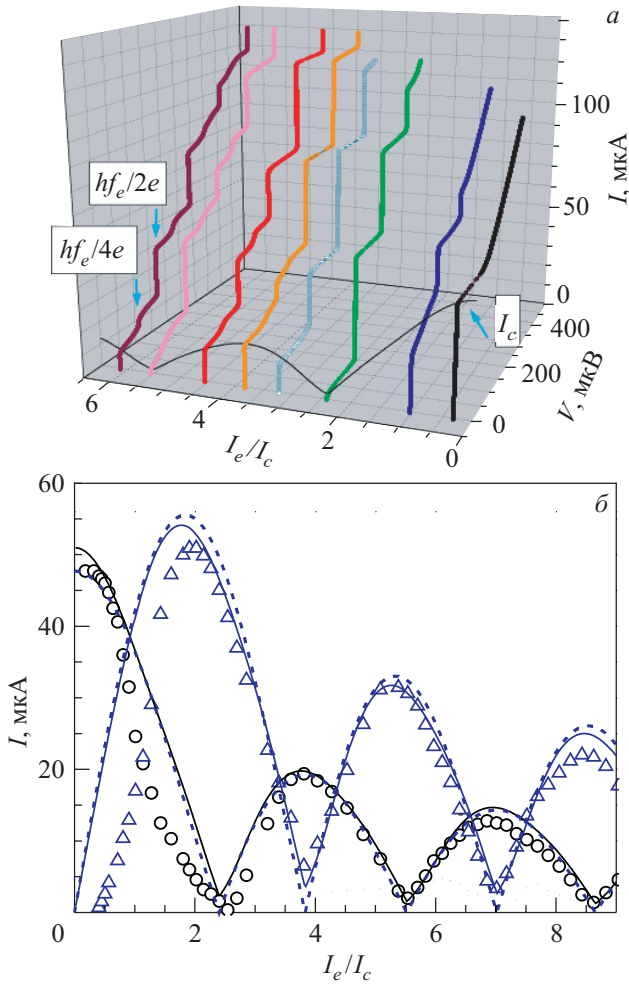


Рис. 9. а — Семейство ВАХ ГМС при различных значениях мощности СВЧ воздействия и $T = 4,2$ К. Тонкой линией показана огибающая критического тока, стрелками указаны первая ($hf_e/2e$) и дробная ($hf_e/4e$) ступени Шапиро. б — Зависимости критического тока I_c (круги) и первой ступени Шапиро I_1 (треугольники) от нормированной амплитуды I_e/I_c внешнего воздействия миллиметрового излучения частотой 56 ГГц при $T = 4,2$ К. Пунктиром показана теоретическая зависимость $I_1(I_e/I_c)$, полученная из резистивной модели ДП. Сплошной линией приведены зависимости, рассчитанные с учетом второй гармоники ТФЗ для $q = 0,2$.

максимального значения первой ступени Шапиро по резистивной модели (пунктирная кривая на рис. 9,б), с величиной $f_c = 70$ ГГц, полученной из измеренного на постоянном токе значения $V_c = 145$ мкВ, что указывает на однородность протекания тока в структуре и отсутствие закороток. Лучшее соответствие максимального значения первой ступени Шапиро и расчетов наблюдается при учете второй гармоники $\sin 2\varphi$ в ТФЗ. В отличие от бикристаллических переходов ГМС обладают большей емкостью, которая сильно влияет на динамические параметры ДП, в частности вызывает появление дробных ступеней Шапиро. Согласно расчету в рамках модифицированной резистивной модели [59], учиты-

вающей емкостью ГМС и наличие I_{c2} (сплошная линия на рис. 9,б), отношение амплитуды второй гармоники к первой для структуры, представленной на рис. 9,б, составляет $q = I_{c2} / I_{c1} = 0,2$.

Отклонение ТФЗ от синусоидальной подтверждается также измерениями амплитуд основного η_1 и субгармонического $\eta_{1/2}$ детекторного отклика, проведенными в условиях слабого внешнего воздействия электромагнитного поля с мощностью P порядка единиц пВт, что исключало возможность возникновения дробных ступеней Шапиро в результате действия внешней накачки. Полученные таким образом оценки веса второй гармоники ТФЗ по формуле $|q| \approx 0,5(\max \eta_{1/2} / \max \eta_1)^{1/2}$ [57,58] дали значения, близкие к полученным из анализа осцилляционных зависимостей ступеней Шапиро.

3.4. Магнитополевая зависимость

Как показано теоретически [49], в S-AF-S-структуре с прослойкой из слоистого антиферромагнетика А-типа (см. вставку на рис. 10,а) существует критический ток I_c , который зависит от внешнего магнитного поля H , вызывающего изменение параметров АФ-прослойки:

$$I_c(H) \approx I_c^0 \left(\frac{2}{\pi \beta M_S} \right)^{1/2} \left| \cos \left(\beta M_S - \frac{\pi}{4} \right) \right|, \quad (3)$$

где $\beta \gg 1$ характеризует электронную структуру АФ-прослойки; $0 < M_S < 1$ — параметр антиферромагнитной упорядоченности, зависящий от пространственных компонент локальной намагниченности F-слоев и внешнего магнитного поля H ; I_c^0 — критический ток в отсутствие внешнего поля, величина которого совпадает со значением I_c в эквивалентной S-N-S-структуре [49]. В работе [49] также показано, что затухание сверхпроводящего параметра порядка в АФ-прослойке определяется ее металлической проводимостью и в чистом пределе равно $\xi_{AF} = \hbar v_F / k_B T$, где v_F — скорость Ферми в прослойке.

Из (3) следует, что период зависимости $I_c(H)$ для S-AF-S-структуры существенно отличается от периода «фраунгоферовой» зависимости, типичной для ДП с однородным барьерным слоем [59]. Нули фраунгоферовой зависимости соответствуют вхождению в ДП целого числа квантов магнитного потока $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Вб. Согласно (3), нули $I_c(H)$ соответствуют условию $\beta M_S = \pi/4 + \pi n$ ($n = 1, 2, \dots$). При этом в случае $\beta \gg 1$ осцилляции $I_c(H)$ могут наблюдаться при малых магнитных полях [49].

На рис. 10,а представлена зависимость $I_c(H)$ для структуры с АФ-прослойкой для толщины $d_M = 50$ нм CSCO-пленки с $x = 0,5$ и $L = 10$ мкм. Для сравнения на рис. 10,а показана зависимость $I_c(H)$ для гетеро-структуры без АФ-прослойки. Видно, что для ГМС с АФ-прослойкой величина H_1 оказывается значительно меньше, чем поле первого минимума для структуры

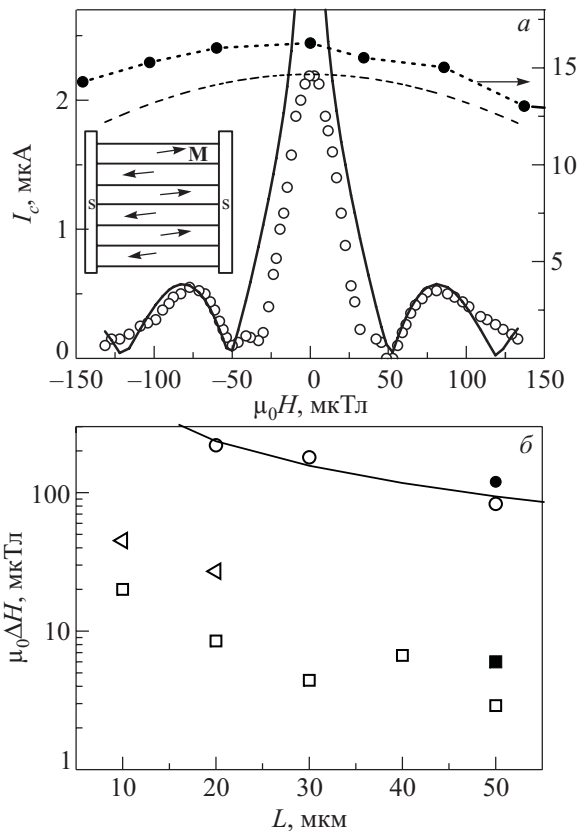


Рис. 10. *a* — Зависимость от магнитного поля критического тока $I_c(H)$ (кружки) для ГМС с CSCO ($x = 0,5$), $d_M = 50$ нм, $L = 10$ мкм при $T = 4,2$ К. Сплошная линия — зависимость (3) при нормировке $I_c(0) = I_c^0$. Пунктирная линия — расчетная фраунгоферова зависимость при $L = 10$ мкм и лондоновских глубинах проникновения $\lambda_{L1} = 150$ нм и $\lambda_{L2} = 90$ нм для YBCO и Nb соответственно. Заполненные кружки — экспериментальные данные для гетероструктуры без AF-прослойки с $L = 50$ мкм. Вставка: модель [50] S–AF–S ДП. *б* — Зависимость первого минимума H_1 от размера ГМС: без AF-прослойки при перпендикулярном направлении поля (\circ), при параллельном поле (\bullet); ГМС с $d_M = 50$ нм при перпендикулярном поле (\square), при параллельном (\blacksquare), $d_M = 20$ нм (\triangle); сплошная линия — аппроксимация вида $1/L$.

без прослойки. Принимая во внимание, что измерения проводились в одинаковых экспериментальных условиях и на образцах с идентичной геометрией, уменьшение более чем на порядок величины внешнего магнитного поля H_1 , необходимого для получения первого минимума $I_c(H)$ в структурах с CSCO-прослойкой по сравнению со структурами без прослойки, можно связать с наличием AF-слоя. Сплошной линией представлена зависимость (3) с экспериментальными параметрами I_c^0 и первым минимумом H_1 при показателе степени при коэффициенте $[(\pi/2)\beta M_S]$ в (3), равным $-0,75$, а не $-0,5$, как в теории [49]. Отклонение экспериментальных точек от сплошной линии на рис. 10 при малых H обусловлено ограниченностью применимости формулы (3) при M_S близких к нулю [49]. Судя по

уширенным вторичным максимумам, периодичность формы $I_c(H)$ структур с AF-прослойкой (рис. 10, *a*) ближе к формуле (3) с $H_1 \approx \frac{1}{2}(H_2 - H_1)$, в то время как у фраунгоферовой зависимости $H_1 \approx H_2 - H_1$.

На рис. 10, *б* представлена зависимость H_1 от размера ГМС как для AF-прослойкой, так и без. Значительное уменьшение величины H_1 при добавлении AF-прослойки не объясняется увеличением лондоновской глубины проникновения λ_{L1} YBCO из-за уменьшения уровня допирования кислородом YBCO-пленки, приграничной к барьерному слою Au/CSCO (не более 30% для критической температуры YBCO 40 К) [60]. Согласно [49], немонотонная зависимость $I_c(H)$ с периодичностью, отличной от кванта магнитного потока в S–AF–S-переходах, вызвана слабым изменением наклона магнитных моментов в ферромагнитных слоях под действием внешнего магнитного поля и, соответственно, параметра M_S в (3) (см. вставку на рис. 10, *a*). В результате минимумы $I_c(H)$ наблюдаются при существенно меньших значениях внешнего магнитного поля, чем значение $H_1 = \Phi_0 / \mu_0 d_e L$, соответствующее проникновению кванта магнитного потока Φ_0 в структуру.

4. Заключение

Экспериментальное исследование зависимостей критического тока от температуры, прозрачности барьера и разности фаз сверхпроводящих электродов, а также формы ВАХ показало, что наиболее вероятным механизмом протекания сверхпроводящего тока в базовой плоскости бикристаллических переходов из купратных сверхпроводников является перенос заряда через барьер с участием связанных состояний на границе сверхпроводник–изолятор, возникающих в результате многократного андреевского отражения. Однако формы ток-фазовой и магнитопольевой зависимостей критического тока не удается описать в рамках модели однородного перехода без учета шероховатости границы, обусловленной фасетированием границы, возникающей при росте эпитаксиальных пленок. В настоящее время отсутствует законченная теория, соответствующая экспериментальной ситуации. В области высоких напряжений смещения ($V > 5$ мВ) обнаружено превышение шума перехода над тепловыми флуктуациями, совпадающее с зависимостью от напряжения на переходе дробового шума, точно так же, как у сверхпроводящих туннельных переходов из S-сверхпроводников. В области малых напряжений наблюдается пик шума, характерный для сверхпроводниковых переходов, в которых наблюдается многократное андреевское отражение.

В оксидных гибридных меза-гетероструктурах с антиферромагнитной прослойкой экспериментально измерен сверхпроводящий ток, имеющий джозефсоновскую природу. Обнаружено отклонение ток-фазовой

зависимости сверхпроводящего тока от синусоидальной вследствие наличия 20% вклада второй гармоники ($\sim \sin 2\varphi$). В отличие от известных джозефсоновских структур в гибридных меза-гетероструктурах наблюдается модуляция критического тока, вызванная влиянием внешнего магнитного поля на вектор намагниченности антиферромагнитной прослойки. В результате почти на порядок увеличивается чувствительность структуры к воздействию внешнего магнитного поля.

Авторы благодарны И.В. Борисенко, Д. Винклеру, В.В. Демидову, А.В. Зайцеву, Ю.В. Кислинскому, А. Калабухову, Ф.В. Комиссинскому, В.К. Корневу, Е. Мюгинду, А.М. Петржику, И.И. Соловьеву, А.В. Шадрину за помощь в проведении эксперимента и полезное обсуждение. Работа выполнена при поддержке программами ОФН РАН и Президиума РАН, Министерством образования и науки РФ (грант 02.740.11.0795), грантом Президента России: Ведущая научная школа (грант НШ-2456.2012.2), проектом РФФИ-11-02-01234а и программой Висби российско-шведского сотрудничества.

1. E.E. Il'ichev, M. Grajcar, R. Hlubina, A. Marx, S. Kleefisch, T. Bauch, H. Sato, M. Naito, and G. Koren, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5369 (2001).
2. L. Alff, A. Beck, R. Gross, I.V. Borisenko, and K.Y. Constantinian, *Phys. Rev.* **B58**, 11197 (1998).
3. G.A. Ovsyannikov, A.D. Mashtakov, I.V. Borisenko, and K.Y. Constantinian, *J. Low Temp. Phys.* **117**, 605 (1999).
4. А.Д. Маштаков, К.И. Константиныч, Г.А. Овсянников, Е.А. Степанцов, *Письма в ЖТФ* **25**, 1 (1999).
5. E.V. Bezuglyi, E.N. Bratus', V.S. Shumeiko, and G. Wendin, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2050 (1999).
6. Y. Naveh and D.V. Averin, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4090 (1999).
7. K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, J. Mygind, and N.F. Pedersen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **13**, 610 (2003).
8. J.C. Cuevas and M. Fogelström, *Phys. Rev.* **B64**, 104502 (2001); *Phys. Rev. Lett.* **89**, 227003 (2002).
9. A.I. Buzdin, *Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
10. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2006).
11. I. Bozovic, G. Logvenov, M.A.J. Verhoeven, P. Caputo, E. Goldobin, M.R. Beasley, and T.H. Geballe, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 157002 (2004).
12. Г.А. Овсянников, И.В. Борисенко, Ф.В. Комиссинский, Ю.В. Кислинский, А.В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 320 (2006).
13. P. Komissinskiy, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, Yu.V. Kislinskii, K.Y. Constantinian, A.V. Zaitsev, and D. Winkler, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 017004 (2007).
14. Y. Tarutani, T. Fukazawa, U. Kabasawa, A. Tsukamoto, M. Hiratani, and K. Takagi, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2707 (1991).
15. И.О. Кулик, И.К. Янсон, *Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах*, Наука, Москва (1970).
16. И.О. Кулик, *ЖЭТФ* **30**, 944 (1970).
17. A. Furusaki and M. Tsukada, *Phys. Rev.* **B43**, 10164 (1991).
18. C.-R. Hu, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1526 (1994).
19. M. Covington, M. Aprili, E. Paraoanu, L.H. Greene, F. Xu, J. Zhu, and C.A. Mirkin, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 277 (1997).
20. Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский, И.М. Котелянский, З.Г. Иванов, *ЖЭТФ* **122**, 1247 (2002).
21. Yu.S. Barash, *Phys. Rev.* **B61**, 678 (2000).
22. C.W.J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3836 (1991).
23. E. Il'ichev, V. Zakosarenko, R.P. Ijsselsteijn, V. Schultze, H.G. Meyer, H.E. Hoenig, H. Hilgenkamp, and J. Mannhart, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 894 (1998).
24. T. Lofwander, V.S. Shumeiko, and G. Wendin, *Superconducting Sci. Technology* **14**, R53 (2001).
25. H. Hilgenkamp and J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 485 (2002).
26. D. Dimos, P. Chaudhari, and J. Mannhart, *Phys. Rev.* **B41**, 4038 (1990).
27. A.D. Mashtakov, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, I.M. Kotelyanskii, K.Y. Constantinian, Z.G. Ivanov, and D. Erts, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 3001 (1999).
28. I.K. Bdikin, A.D. Mashtakov, P.B. Mozhaev, and G.A. Ovsyannikov, *Physica C* **334**, 168 (2000).
29. G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, and K.Y. Constantinian, *Vacuum* **58**, 149 (2000).
30. И.В. Борисенко, К.И. Константиныч, Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, *ЖЭТФ* **126**, 1402 (2004).
31. Г.А. Овсянников, И.В. Борисенко, К.И. Константиныч, А.Д. Маштаков, Е.А. Степанцов, *Письма в ЖТФ* **25**, 65 (1999).
32. И.В. Борисенко, А.В. Шадрин, Г.А. Овсянников, И.М. Котелянский, Ф.В. Комиссинский, *Письма в ЖТФ* **31**, 22 (2005).
33. K.K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51**, 102 (1979).
34. Yu.S. Barash, A.A. Svidzinsky, and H. Burkhardt, *Phys. Rev.* **B55**, 15282 (1997).
35. G. Wendin and V.S. Shumeiko, *Phys. Rev.* **B53**, R6006 (1996).
36. R.A. Riedel and P.F. Bagwell, *Phys. Rev.* **B57**, 6084 (1998).
37. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev.* **B53**, R11957 (1996).
38. U. Pope, Y.Y. Divin, M.I. Faley, J.S. Wu, C.L. Jia, P. Shadrin, and K. Urban, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 3768 (2001).
39. F. Tafuri, F. Carillo, F. Lombardi, F. Miletto Granozio, U. Scotti di Uccio, G. Testa, E. Sarnelli, K. Verbist, and G. Van Tendeloo, *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 1007 (1999).
40. A. Golubov and F. Tafuri, *Phys. Rev.* **B62**, 15200 (2000).
41. M.B. Walker and P. Pairor, *Physica C* **341-348**, 1523 (2000).
42. P.L. Richards, T.M. Shen, R.E. Harris, and F.L. Lloyd, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 480 (1980).
43. Y. Blanter and M. Buttiker, *Phys. Rep.* **336**, 1 (2000).
44. Y. Naveh and D.V. Averin, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4090 (1999).

45. K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, I.V. Borisenko, N.G. Pogosyan, A.A. Hakhoumian, P. Yagoubov, J. Mygind, and N.F. Pedersen, *Supercond. Sci. Technology* **14**, 1035 (2001).
46. Y.Y. Divin, U. Poppe, K. Urban, O.Y. Volkov, V.V. ShirotoV, V.V. Pavlovskii, P. Schmueser, K. Hanke, M. Geitz, and M. Tonutti, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9**, 3346 (1999).
47. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
48. V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov, A.V. Veretennikov, A.A. Golubov, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001); *J. Low Temp. Phys.* **136**, 385 (2004).
49. L.P. Gorkov and V.Z. Kresin, *Physica* **C367**, 103 (2002).
50. C. Bell, E.J. Tarte, G. Burnell, C.W. Leung, D.-J. Kang, and M.G. Blamire, *Phys. Rev.* **B68**, 144517 (2003).
51. K.-U. Barholtz, M.Yu. Kupriyanov, U. Hübner, F. Schmidl, and P. Seidel, *Physica* **C334**, 175 (2000).
52. D. Vaknin, E. Caignol, P.K. Davis, J.E. Fischer, D.C. Johnston, and D.P. Goshorn, *Phys. Rev.* **B39**, 9122 (1989).
53. Г.А. Овсянников, С.А. Денисюк, И.К. Бдикин, *ФТТ* **47**, 417 (2005).
54. Ю.В. Кислинский, Ф.В. Комиссинский, К.И. Константи́н, Г.А. Овсянников, Т.Ю. Карминская, И.И. Соловьёв, В.К. Корнев, *ЖЭТФ* **128**, 575 (2005).
55. G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, Yu.V. Kislinski, A.V. Shadrin, A.V. Zaitsev, A.M. Petrzhek, V.V. Demidov, I.V. Borisenko, A.V. Kalabukhov, and D. Winkler, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 055012 (2011).
56. B.M. Andersen, I.V. Bobkova, P.J. Hirschfeld, and Yu.S. Barash, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 117005 (2006).
57. А.В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 277 (2006).
58. P.V. Komissinskiy, G.A. Ovsyannikov, K.Y. Constantinian, Y.V. Kislinski, I.V. Borisenko, I.I. Soloviev, V.K. Kornev, E. Goldobin, and D. Winkler, *Phys. Rev.* **B78**, 024501-15 (2008).
59. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применения*, Мир, Москва (1984).
60. М.Р. Трунин, *УФН* **175**, 1017 (2005).

Josephson effect in copper oxide superconducting structures

G.A. Ovsyannikov and K.Y. Constantinian

Electron transport and microwave properties of copper oxide superconducting structures (bicrystal junctions and hybrid mesa-heterostructures) are discussed. Superconducting current in junctions from cuprate superconductors with the dominant $d_{x^2-y^2}$ -wave symmetry is determined by the barrier properties, characterized by the mid-gap bound states due to the multiple Andreev reflection. In bicrystal junctions it reveals via linear dependence of critical current density on square root of the transparency, and an increase of spectral density of shot noise at low voltages are observed. The experiments demonstrate that the superconducting hybrid mesa-heterostructures have the critical current density $j_c = 1-700 \text{ A/cm}^2$ for an antiferromagnetic interlayer with thickness $d_M = 10-50 \text{ nm}$ and the characteristic decay length of superconducting correlations of order of 7 nm, due to the anomalous long-range proximity effect, analyzed in the model of coupled superconductors via multilayer magnetic layer with antiferromagnetic ordering of magnetization in the layers. It is found that the hybrid mesa-heterostructures have much greater sensitivity to external magnetic field than conventional Josephson junctions because of the strong dependence of superconducting current on interlayer spin state.

PACS: **74.45.+c** Proximity effects; Andreev reflection; SN and SNS junctions;
74.25.Sv Critical currents;
74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures;
74.50.+r Tunneling phenomena; Josephson effects.

Keywords: Josephson junctions, heterostructures, Andreev reflection.