

# СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ТОК В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ С АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

А. В. Зайцев<sup>a\*</sup>, Г. А. Овсянников<sup>a,b</sup>, К. И. Константибян<sup>a,\*\*</sup>, Ю. В. Кислинский<sup>a</sup>,  
А. В. Шадрин<sup>a</sup>, И. В. Борисенко<sup>a</sup>, Ф. В. Комиссинский<sup>a,c</sup>

<sup>a</sup> Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук  
125009, Москва, Россия

<sup>b</sup> Chalmers University of Technology  
SE-41296, Göteborg, Sweden

<sup>c</sup> Technische Universität Darmstadt  
D-64287, Darmstadt, Germany

Поступила в редакцию 31 августа 2009 г.

Экспериментально показано, что плотность сверхпроводящего тока в гибридных сверхпроводниковых гетероструктурах Nb/Au/Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub>/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> с антиферромагнитной (AF) прослойкой из купрата Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub> аномально велика при толщинах прослойки  $d_M = 10\text{--}50$  нм, а характерная длина затухания сверхпроводящих корреляций порядка 10 нм. Для объяснения экспериментальных результатов теоретически проанализирована модель перехода из двух сверхпроводников (S' и S), соединенных многослойной магнитной прослойкой с антиферромагнитным упорядочением намагниченности в слоях. Показано, что при таком упорядочении намагниченности может реализоваться аномальный эффект близости, определяемый синглетной компонентой конденсатной волновой функции. Вследствие этого критические токи в S'/I/AF/S и S'/I/N/S (I — изолятор, N — нормальный металл) структурах могут совпадать по порядку величины даже в том случае, когда толщина AF-прослойки существенно превышает длину убывания конденсатной волновой функции в ферромагнитных слоях.

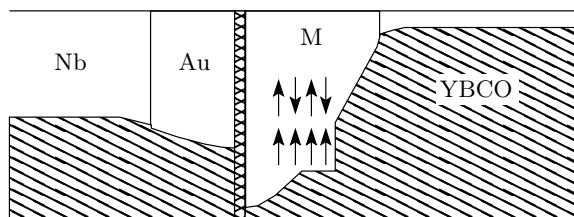
## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время повышенный интерес привлекает исследование эффекта близости в джозефсоновских структурах с магнитными прослойками [1, 2]. Существенно меньшая по сравнению с металлами длина когерентности оксидных материалов значительно усложняет изготовление оксидных структур с магнитными прослойками. Тем не менее аномальный эффект близости в купратных сверхпроводниках наблюдался в лантановых структурах [3], а также в гибридных гетеропереходах Nb/Au/Ca<sub>x</sub>Sr<sub>1-x</sub>CuO<sub>2</sub>/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> [4, 5]. Ранее сообщалось [6, 7] о наблюдении эффекта Джозефсона в сверхпроводниковых купратных торцевых контактах с искусственной прослойкой, толщина которой существенно превышала длину когерент-

ности, оцененную с учетом магнетизма прослойки. Интерпретация результатов [6] была дана в работе [7], которая базировалась на предположении о неоднородности прослойки и наличии закороток между сверхпроводниками. Перколяционный механизм протекания сверхпроводящего тока сквозь аномально толстые прослойки был предложен в работе [8]. Однако результаты, полученные в последнее время с использованием более совершенной методики роста купратных пленок [3–5, 9], не объясняются тривиально наличием закороток. Так, в гибридных структурах измерения магнитнополевых зависимостей критического тока и осциллирующих с мощностью воздействия ступеней Шапиро на сверхвысоких частотах [4, 5] свидетельствовали о существовании эффекта Джозефсона, который описывается известной резистивной моделью [10], что не наблюдается при наличии закороток в прослойке.

\*E-mail: zaitsev@hittech.cplire.ru

\*\*E-mail: karen@hittech.cplire.ru



**Рис. 1.** Схематическое представление изменения конденсатной волновой функции в исследуемых гетероструктурах. Ток задается через структуру вдоль направления оси  $c$  (горизонтально). Жирной линией показана граница раздела между Au-пленкой и M-прослойкой, которая дает основной вклад в сопротивление структуры. При теоретическом рассмотрении M-прослойка представляется в виде многослойной структуры с коллинеарным направлением намагниченности в слоях

До сих пор основное внимание уделялось исследованию структур с ферромагнитными прослойками [1, 2] и значительно менее изучены гибридные S/AF-структуры. Различные аспекты теории таких структур обсуждались в работах [11, 12], в которых антиферромагнетик рассматривался как структура с атомарно тонкими магнитными слоями. В работе [12] было показано, что характерной особенностью эффекта Джозефсона в S/AF/S-структурах является его зависимость от того, четное или нечетное число слоев содержит антиферромагнетик. Ряд проблем, однако, остался не изученным и, в частности, вопрос о возможности реализации аномального эффекта близости при диффузном переносе электронов в структурах, содержащих AF-прослойку.

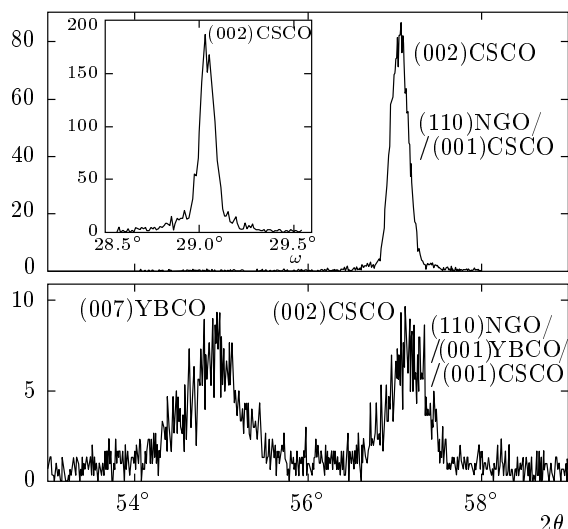
В данной работе представлены экспериментальные данные, полученные из измерений, проведенных на 18 чипах, содержащих по 5 гетеропереходов с разной площадью:  $10 \times 10$ ,  $20 \times 20$ , . . . ,  $50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>. Чипы различались толщиной магнитной прослойки  $d_M$  и были сформированы на основе эпитаксиальных купратных сверхпроводящих пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  (YBCO) и ниобия (Nb) (рис. 1). Магнитная прослойка (M) изготавливалась из пленки  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$  (CSCO), которая является антиферромагнетиком с температурой Нееля несколько сот градусов [13].

Теоретически изучена модель S'/I/AF/S-структуры (I — барьер малой прозрачности), в которой AF рассматривался как структура, состоящая из последовательно соединенных ферромагнитных слоев (плоскости которых ориентированы перпендикулярно

но к направлению задания тока) с чередующимися антипараллельными направлениями намагниченности. Экспериментальные результаты и теоретический анализ эффекта близости в исследуемых гетеропереходах обсуждаются с учетом наличия барьера между антиферромагнетиком и сверхпроводником.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Один из электродов Nb/Au/M/YBCO-гетеропереходов изготавливался из сверхпроводника S', являющегося двухслойной структурой, состоящей из пленок ниобия (Nb) с критической температурой сверхпроводящего перехода  $T_c'' = 9$  К и золота (Au). Эффект близости между сверхпроводящей и металлической пленками (бислой Nb/Au) обеспечивал критическую температуру бислоя  $T_c' = 8-8.5$  К. Второй электрод гетероперехода изготавливался из сверхпроводниковой купратной эпитаксиальной пленки YBCO с критической температурой  $T_c = 88-89$  К. В качестве M-прослойки использовалась тонкая (толщиной  $d_M = 10-80$  нм) пленка из  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_2$  (при  $x = 0.5$  или  $x = 0.15$ ) — материала, являющегося антиферромагнетиком [13, 14]. Эпитаксиальная гетероструктура CSCO/YBCO изготавливалась методом *in situ* лазерной абляции при температуре  $T = 800^\circ\text{C}$  на подложке из галлата неодима  $\text{NdGaO}_3$  (NGO). В большинстве изготовленных структур использовались подложки (110) NGO, на которых происходил рост  $c$ -ориентированных [001] YBCO-пленок и, соответственно, CSCO/YBCO-гетероструктур, обеспечивающих транспорт электрического тока в  $c$ -направлении. За счет наклона кристаллографической плоскости (использование ориентации (7102) NGO-подложки изготавливались также гетеропереходы, в которых транспорт тока происходил преимущественно вдоль направления [110] YBCO. После получения гетероструктуры CSCO/YBCO и ее охлаждения без разрыва вакуума поверх пленки CSCO наносилась защитная пленка Au, которая использовалась для уменьшения диффузии кислорода из CSCO/YBCO. Последующий слой Nb и дополнительный подслой Au наносились магнетронным распылением с применением предварительной ионной очистки поверхности первоначального слоя Au. Топология структуры формировалась методами фотолитографии, плазмо-химического и ионного-лучевого травлений [4, 5, 15]. Форма структуры представляла собой квадрат с линейными



**Рис. 2.** Рентгеновские спектры  $2\theta-\omega$  и кривые качания ( $\omega$ -скан) CSCO-пленок ( $x = 0.15$ ) толщиной  $d_M = 50$  нм, напыленных на NGO-подложки, показаны в верхней части рисунка.  $2\theta-\omega$ -спектр для гетероструктуры CSCO/YBCO/NGO ( $d_M = 100$  нм) представлен в нижней части рисунка

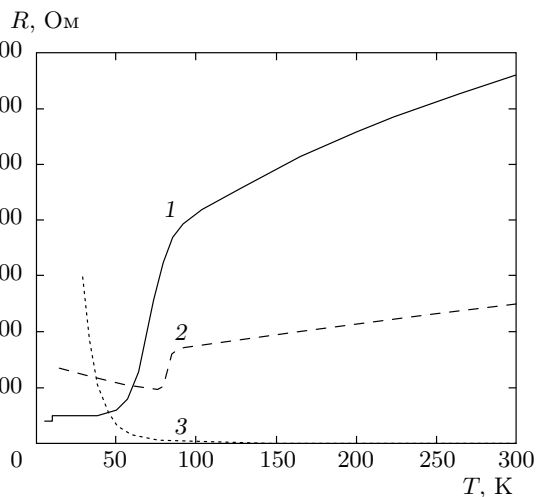
размерами  $L = 10-50$  мкм. В результате были получены структуры с AF-прослойкой, которые представляют собой  $S'/I/AF/S$ -гетеропереходы, где роль барьера I выполняет граница Au/CSCO (см. рис. 1). Для сравнения по аналогичной методике изготавливались и исследовались гетеропереходы Nb/Au/YBCO без AF-прослойки. Измерения всех типов гетеропереходов проводились в одинаковых условиях.

Рентгеновские спектры  $2\theta-\omega$  и кривые качания автономных эпитаксиальных CSCO-пленок с  $x = 0.15$ ,  $d_M = 50$  нм, напыленных на NGO-подложки, показаны в верхней части рис. 2. Результаты рентгеновских исследований гетероструктуры CSCO/YBCO ( $d_M = 100$  нм) представлены в нижней части рис. 2. Видно, что ширина  $\Delta(2\theta)$  (002)-пика скана  $2\theta-\omega$  автономной CSCO-пленки, напыленной на NGO-подложку, меньше  $\Delta(2\theta)$  для CSCO-пленки в гетероструктуре CSCO/YBCO и близка к  $\Delta(2\theta)$  YBCO-пленки. Результаты сравнения постоянных решеток CSCO-пленок в гетероструктуре CSCO/YBCO и автономных CSCO-пленок приведены в табл. 1. Видно, что при напылении CSCO на YBCO наблюдается некоторое ухудшение качества CSCO-пленок (увеличение ширины кривой качания  $\Delta\omega$ ) и небольшое изменение постоянных решеток. Других фаз, отличных от автономных CSCO

по химическому составу и ориентации, не наблюдалось.

### 3. РЕЗИСТИВНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

При температурах  $T > T_c$  температурная зависимость сопротивления гетероперехода  $R(T)$  определялась сопротивлением YBCO-пленки из-за ее высокого удельного сопротивления при  $T > T_c$ , превышающего суммарный вклад остальных слоев и границ между ними. В области температур  $T'_c < T < T_c$  сопротивление YBCO-пленки равно нулю и величина  $R(T)$  для гетеропереходов с  $d_M \leq 50$  нм слабо зависела от температуры и определялась суммой сопротивлений границ CSCO/YBCO, Au/CSCO, Nb/Au, подводящих пленок Nb- и AF-прослойки CSCO (рис. 3). При этом сопротивление границы Nb/Au оказалось малым,  $\rho \sim 10^{-12}$  Ом · см<sup>2</sup>, что дает вклад в суммарное сопротивление  $R$  гетероперехода менее  $10^{-6}$  Ом [16]. Учитывая эпитаксиальный рост структуры CSCO/YBCO и близкие значения их фермиевских скоростей, можно предположить, что сопротивление границы  $R_{CSCO/YBCO}$  мало по сравнению с сопротивлением границы Au/CSCO, для которой различия фермиевских скоростей Au и CSCO существенны. Измерение сопротивления автономных пленок CSCO с  $x = 0.5$ , напыленных на



**Рис. 3.** Зависимости сопротивления от температуры: 1 — образец № 612,  $d_M = 20$  нм,  $L^2 = 10 \times 10$  мкм<sup>2</sup>, 2 — образец № 610,  $d_M = 40$  нм,  $L^2 = 50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>, 3 —  $\rho d_M/L^2$  ( $\rho$  — удельное сопротивление) для автономной пленки  $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$ , напыленной на подложку из NGO,  $d_M = 40$  нм,  $L = 50 \times 50$  мкм<sup>2</sup>

**Таблица 1.** Кристаллографические параметры автономных пленок CSCO и гетероструктур CSCO/YBCO, выращенных на NGO-подложки

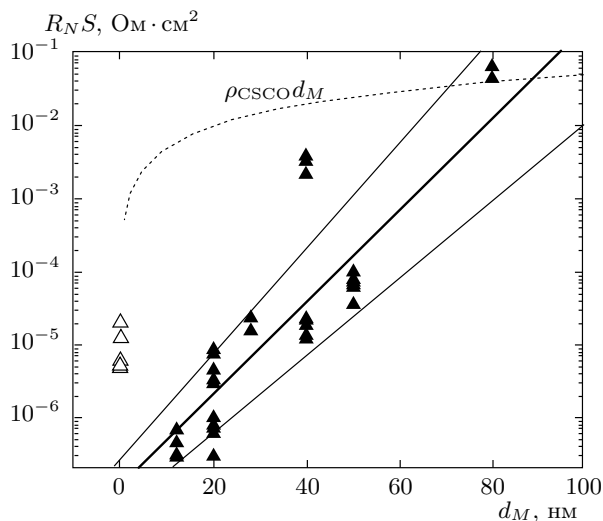
Структура	CSCO	CSCO/YBCO		CSCO	CSCO/YBCO	
	$x = 0.15$	$x = 0.15$		$x = 0.5$	$x = 0.5$	
пик	(002)	(002)	(007)	(002)	(002)	(007)
	CSCO	CSCO	YBCO	CSCO	CSCO	YBCO
$a_{\perp}$ , нм	0.321	0.322	1.169	0.334	0.336	1.177
$\Delta\omega$	$0.07^{\circ}$	$0.2^{\circ*}$	$0.2^{\circ*}$	$0.4^{\circ}$	$0.5^{\circ*}$	$0.5^{\circ*}$

\* Оценка ширины кривой качания проведена из  $2\theta$ - $\omega$ -скана.

NGO-подложки, показало высокое значение удельного сопротивления  $\rho = 10^3$ – $10^4$  Ом·см<sup>2</sup> при низких температурах [14], что дает вклад в сопротивление гетероперехода более 1 кОм. Заметим, что зависимость  $\rho(T)$  автономных CSCO-пленок типична для систем с прыжковой проводимостью,  $\ln(\rho) = \ln(\rho_0) + (T_0/T)^{1/4}$  ( $\rho_0$ ,  $T_0$  — экспериментальные постоянные), а показатель степени определяется размерностью системы и в нашем случае соответствует трехмерной прыжковой проводимости с изменяемой длиной прыжка. Однако в гетеропереходах при малых толщинах прослойки  $d_M < 50$  нм на зависимостях  $R(T)$  в области температур  $T < T_c$  отсутствует возрастание сопротивления с уменьшением  $T$ , которое наблюдалось для автономных CSCO-пленок. На рис. 3 видно, что сопротивления гетеропереходов (кривые 1, 2) слабо зависят от температуры и существенно меньше того значения сопротивления CSCO-прослойки (кривая 3), полученного из расчета по удельному сопротивлению автономной CSCO-пленки. Как было показано в работе [9], несмотря на слабую катионную диффузию на границах раздела купратов (порядка 1–2 атомных ячеек), возникновение сверхпроводимости на границе металл–изолятор в купратах может быть вызвано электронной перестройкой или кислородной нестехиометрией. Теоретические исследования границы сильно коррелированного моттовского изолятора показали [17, 18], что из-за перетекания заряда из одной области в другую происходит значительная перестройка электронной подсистемы, приводящая к появлению, в частности, металлической проводимости, что, скорее всего, и наблюдается в нашем случае. В то же время не исключено, что кислородная нестехиометрия приграничного слоя [19] может быть причиной перехода тонких ( $d_M < 50$  нм)

слоев CSCO в металлическое состояние, что наблюдалось в работе [18] при уменьшении содержания кислорода в CSCO-пленках в процессе их роста. За счет взаимодействия приграничных атомов кислорода CSCO-пленки с поверхностью YBCO в исследованных гетеропереходах может происходить значительное изменение электронной проводимости тонких слоев CSCO-прослойки, приводящей к наблюдаемой зависимости  $R(T)$  гетеропереходов в интервале  $T < T_c$ . В результате при  $d_M < 50$  нм сопротивление гетеропереходов определяется в основном сопротивлением границы Au/CSCO. Вклад сопротивления CSCO-прослойки виден при больших  $d_M > 50$  нм (см. рис. 3), но при этом уже сильно подавляется критический ток.

Характерное сопротивление гетеропереходов  $R_N S$  ( $S = L^2$  — площадь перехода, измеренное при  $T = 4.2$  К, экспоненциально увеличивается с  $d_M$  (см. рис. 4). Если бы основной вклад в  $R_N S$  давала прослойка, то был бы линейный рост от  $d_M$ , показанный пунктиром на рис. 4. Экспоненциальная зависимость  $R_N S(d_M)$  может быть обусловлена модификацией электрических параметров (проводимости) CSCO-прослойки за счет нестехиометрии тонких ( $d_M < 50$  нм) пленок по кислороду [18, 19], либо перестройкой электронной подсистемы M-прослойки [17, 18]. Из экспериментальных данных следует, что уровень допирования CSCO на границе раздела с Au экспоненциально зависит от расстояния до источника допирования — пленки YBCO, что типично для процессов диффузии. Исследования электрической проводимости гетеропереходов при высоких напряжениях (до 100 мВ) указывают, что зависимости их проводимости  $\sigma(V)$  отличаются от зависимости, характерной для сверхпроводящих контактов с

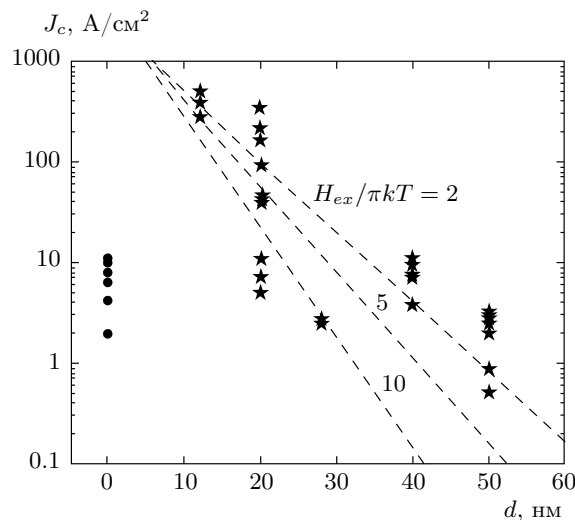


**Рис. 4.** Зависимость характерного сопротивления гетеропереходов  $R_N S$  от толщины прослойки  $d_M$  — ▲. Сопротивление гетеропереходов без М-прослойки — △. Жирной сплошной линией показана экспоненциальная зависимость  $R_N S(d_M)$  с характерной длиной роста  $6 \pm 1$  нм, полученная путем статистической обработки экспериментальных данных. Тонкие линии показывают ошибку определения характерной длины. Пунктир показывает произведение удельного сопротивления М-прослойки  $\rho_{CSCO}$ , определенного из измерений на автономной пленке, на толщину  $d_M$

непосредственной проводимостью, и скорее близки к зависимости, характерной для переходов туннельного типа, что, предположительно, обусловлено малой прозрачностью границы  $Au/Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ .

#### 4. КРИТИЧЕСКИЙ ТОК

Зависимости критического тока структуры от температуры  $I_c(T)$  при  $d_M < 50$  нм следуют температурной зависимости сверхпроводящего параметра  $\Delta_{Nb}$  в пленке Nb аналогично структурам без AF-прослойки [15]. Обращает на себя внимание отсутствие квадратичного (типичного для SNS-структур) нарастания критического тока с уменьшением температуры [20]. Нами также не обнаружена зависимость характерного напряжения структуры  $V_c = I_c R_N$  ( $I_c$  — критический ток,  $R_N$  — нормальное сопротивление гетеропереходов) от толщины CSCO-прослойки (см. табл. 2). Заметим, что во всех исследованных нами гетеропереходах с критическим током  $I_c > 1$  мкА толщина  $d_M$  составляет десятки нанометров, т. е. глубина проникновения



**Рис. 5.** Экспериментальные данные для зависимости плотности сверхпроводящего тока от  $d_M$  для гетероструктур с прослойкой из CSCO, имеющей уровень допирования  $x = 0.5$  — ★, гетеропереходы без М-прослойки — ●. Штриховыми линиями показаны теоретические зависимости плотности критического тока от толщины AF-прослойки для трех значений нормированного обменного поля  $H_{ex}/\pi kT = 2, 5, 10$ . Нормировка теоретических зависимостей по величине плотности критического тока и толщине прослойки выбрана из условия наилучшего соответствия теории эксперименту ( $\xi_{AF} = 10$  нм)

сверхпроводящих корреляций в CSCO значительно превышает длину когерентности поликристаллической AF-прослойки из FeMn, составляющей единицы нм [21]. Оценки глубины проникновения сверхпроводящих корреляций в CSCO могут быть сделаны на основе измерений зависимости плотности сверхпроводящего тока от толщины  $j_c(d_M)$ . Такие экспериментальные данные приведены на рис. 5. Статистическая обработка зависимости  $j_c(d_s)$  дает глубину затухания сверхпроводящей волновой функции  $\xi_{AF} = 7 \pm 1$  нм.

#### 5. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

С целью подтвердить некоторые выводы эксперимента и проанализировать качественные особенности эффекта близости в исследованных гетеропереходах рассмотрим модель S'/I/M/S-структуры с многослойной магнитной прослойкой М, расположенной между двумя сверхпроводниками S и S' (рис. 1). В рассматриваемой модели предполагается, что М-прослойка состоит из металлических ферро-

Таблица 2. Электрофизические параметры гетероструктур при  $T = 4.2$  К

№ образца	Угол наклона подложки	$x$	$d_M$ , нм	$L$ , мкм	$I_c$ , мкА	$R_N$ , Ом	$C$ , пФ	$q$
269	0	0.15	50	10	44	3.4	0.65	0.2
271	0	0.15	20	10	50	1.9	1.9	0.08
273	11°	0.5	20	10	335	0.8	2	0.3
274	11°	0.5	50	10	2.5	60	0.06	0.13
610	0	0.5	40	50	0.6	93	–	–
612	0	0.5	12	10	202	1.73	0.55	–

магнитных (F) слоев, толщина которых  $d$  существенно превышает межатомное расстояние, а обменное поле  $H_{ex}$ , имеющее противоположную (либо одинаковую) ориентацию в соседних слоях, лежит в их плоскости. Величина обменного поля  $H_{ex}$  предполагается малой по сравнению с энергией Ферми. В расчетах предполагается, что в сверхпроводниках S, S' реализуется s-тип сверхпроводящего спаривания<sup>1)</sup>.

Рассматриваемая модель может быть исследована с использованием квазиклассических уравнений для функций Грина (см., например, [1, 2]). Будем предполагать также, что реализуются условия, при которых сверхпроводящую конденсатную волновую функцию в области ферромагнитных слоев можно считать малой, что имеет место при отличной от единицы прозрачности M/S-границы для всех температур, либо при произвольной прозрачности M/S-границы, если температура близка к критической температуре  $T_c$ . Будем предполагать, что прозрачность барьера, обусловленного I-барьером, мала по сравнению с прозрачностью M/S-границы, поэтому влиянием сверхпроводника S' на конденсатную функцию в M-прослойке можно пренебречь. В исследуемом случае конденсатная функция Грина имеет две компоненты  $f_\sigma$  ( $\sigma = \pm 1$ ), соответствующие противоположной ориентации спинов. Проанализируем «грязный предел», в котором длина свободного пробега  $l$  мала по сравнению с толщиной слоев и, кроме того,  $\tau H_{ex} \ll 1$ , где  $\tau$  — время рассеяния на примесях. При этом изотропная часть функции Грина  $\langle f_\sigma \rangle = s_\sigma \gg f_\sigma - s_\sigma$  удовлетворяет уравнению вол-

нового типа ( $s_\sigma \ll 1$ )

$$\partial_{xx}^2 s_\sigma - k_\sigma^2 s_\sigma = 0, \tag{1}$$

в котором

$$k_\sigma = [2(\omega + i\sigma H_{ex}(x))/D]^{1/2}, \tag{2}$$

где  $D$  — коэффициент диффузии в F-слоях,  $\omega = \pi T(2m + 1)$  — мацубаровская частота (полагаем  $\omega > 0$ ). Решение для  $s_\sigma$  при  $0 < x < d_M = Nd$  ( $N$  — количество ферромагнитных слоев) в случае антиферромагнитного упорядочения намагниченности в слоях может быть представлено в виде

$$s_\sigma(x) = \begin{cases} A_n^\sigma \operatorname{ch} k_\sigma(x - x_{n-1}) + B_n^\sigma \operatorname{sh} k_\sigma(x - x_{n-1}), & x_{n-1} < x < x_n, \\ A_{n+1}^\sigma \operatorname{ch} k_{-\sigma}(x - x_n) + B_{n+1}^\sigma \operatorname{sh} k_{-\sigma}(x - x_n), & x_n < x < x_{n+1}, \end{cases} \tag{3}$$

где  $x_n = nd$ . Учитывая непрерывность функции  $s_\sigma$  и ее производных при  $x = x_n$ , можно получить следующее рекуррентное соотношение для коэффициентов:

$$\begin{pmatrix} A_{n+1}^\sigma \\ B_{n+1}^\sigma \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{\sigma_n} \begin{pmatrix} A_n^\sigma \\ B_n^\sigma \end{pmatrix}, \tag{4}$$

в котором матрица  $\mathbf{M}_\sigma$  определяется выражением

$$\mathbf{M}_\sigma = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & q_\sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \lambda_\sigma & \operatorname{sh} \lambda_\sigma \\ \operatorname{sh} \lambda_\sigma & \operatorname{ch} \lambda_\sigma \end{pmatrix}, \tag{5}$$

где  $q_\sigma = [(\omega + i\sigma H_{ex})/(\omega - i\sigma H_{ex})]^{1/2}$ ,  $\lambda_\sigma = k_\sigma d$ ,  $\sigma_n = (-1)^{n+1}\sigma$ . Учитывая граничное условие при

<sup>1)</sup> В этом разделе для упрощения написания формул постоянная Больцмана  $k$  и постоянная Планка  $\hbar$  полагаются равными единице.

$x = 0$ ,  $\partial_x s_\sigma(0) = 0$ , имеем  $B_1^\sigma = 0$ . Поэтому, вводя обозначения

$$\prod_{n=1}^{N-1} M_{\sigma_n} = \| m_\sigma^{ij} \|, \quad (6)$$

получим следующее из формул (4), (5) соотношение, определяющее связь (симметричной) конденсатной функции при  $x = 0$  и  $x = d_M$ :

$$s_\sigma(0) = c_\sigma s_\sigma(d_M), \quad (7)$$

где

$$c_\sigma = \frac{1}{m_{\sigma_N}^{11} \operatorname{ch} \lambda_{\sigma_N} + m_{\sigma_N}^{21} \operatorname{sh} \lambda_{\sigma_N}}.$$

Функция  $c_\sigma$ , связывающая значения конденсатной функции на разных краях М-прослойки, определяет эволюцию конденсатной гриновской функции в М-структуре. Анализ этой функции показывает, что при антиферромагнитном упорядочении намагниченности в М-прослойке конденсатная гриновская функция может проникать в глубь М-слоя на глубину порядка  $\xi_N = (D/\pi T)^{1/2}$ , даже если  $\xi_H = (D/\pi H_{ex})^{1/2} \ll \xi_N$ , где  $\xi_N$  — глубина проникновения конденсатной функции при ферромагнитном упорядочении намагниченности в слоях. Такая ситуация реализуется при выполнении условия  $d = d_M/N \ll \xi_H$ . При фиксированной толщине АФ-прослойки эффект близости возрастает с увеличением числа слоев [22]. Таким образом, в отличие от ферромагнитного при АФ-упорядочении намагниченности в слоях может реализоваться аномальный эффект близости LRPE (long-range proximity effect). При этом в отличие от LRPE, предсказанного в работе [23] и связанного с возникновением триплетной компоненты конденсатной гриновской функции, реализующейся в условиях неколлинеарной пространственно-неоднородной намагниченности в ферромагнетике, рассматриваемый здесь LRPE связан с синглетной компонентой конденсатной гриновской функции. Триплетная компонента, затухающая в М-прослойке на той же длине, что и синглетная, не дает вклада в джозефсоновский ток в рассматриваемой структуре. Проявления LRPE и другие особенности эффекта близости в различных слабых связях, содержащих многослойную М-прослойку с АФ-упорядочением намагниченности, проанализированы одним из авторов настоящей работы [22, 24], а также в работах [25, 26].

Остановимся на проявлениях LRPE в структурах S'/I/M/S-типа. Выражение для джозефсоновского тока в такой структуре с барьером малой прозрачности, определяющим сопротивление структу-

ры в нормальном состоянии, имеет обычный вид  $I = I_c \sin \varphi$ , где  $I_c(H_{ex})$  дается формулой

$$\frac{I_c}{I_{c0}} = \frac{F(H_{ex})}{F(0)} \equiv i_c(H_{ex}), \quad (8)$$

где

$$F(H_{ex}) = \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{\infty} s_+(0) f_{S'n},$$

$f_{S'n}$  — конденсатная функция сверхпроводника S',  $I_{c0}$  — значение критического тока в структуре с нормальной прослойкой (S'/I/N/S), имеющей такие же параметры (толщина, длина свободного пробега и др.), что и в М-прослойке.

Обратимся теперь к случаю чистой прослойки, в которой длина свободного пробега превышает ее толщину. Для этого случая конденсатная функция в М-прослойке подчиняется уравнению Эйленбергера (см., например, [2]), используя которое можно получить

$$i_c(H_{ex}) = \frac{W(\overline{H}_{ex})}{W(0)},$$

где

$$W(\overline{H}_{ex}) = \sum_{m=0}^{\infty} f_{S'm} \int_{-1}^1 \overline{D} \operatorname{Re} f(\omega + i\overline{H}_{ex}, \mu, x=0) |\mu| d\mu,$$

$\mu = \cos \theta$ ,  $\theta$  — угол между направлением импульса и осью  $x$ ,  $f(\omega, \mu, x)$  — конденсатная гриновская функция в случае нормальной прослойки,  $\overline{D}$  — прозрачность I-барьера,  $\overline{H}_{ex} = H_{ex}/N$  при нечетном числе слоев  $N$  и  $\overline{H}_{ex} = 0$  при четном  $N$ . Таким образом, в чистом пределе  $i_c(H_{ex}) = W(H_{ex}/N)/W(0)$  при нечетном  $N$  и  $i_c(H_{ex}) = 1$  при четном  $N$ . При этом характерная глубина, на которой амплитуда функции  $W(\overline{H}_{ex})$  (так же, как и функции  $W(0)$ ) экспоненциально убывает с ростом  $d_M$ , определяется значением длины когерентности для чистого предела  $\xi_N = \nu_F/\pi T$  (при  $\tau T \gg 1$ ).

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 5 приведены теоретические зависимости (штриховые линии) для  $j_c$  для трех значений нормированного обменного поля  $H_{ex}/\pi kT$  в F-слоях S'/I/M/S-структуры с АФ-прослойкой ( $N = 20$ ), полученные для значения  $\xi_{AF} = 10$  нм. Теоретические зависимости приведены для случая малой прозрачности М/S-границы (превосходящей прозрачность I-барьера) и идентичных сверхпроводников S и S'.

Заметим, что качественно вид теоретических зависимостей  $j_c(d_M)$  не изменяется и в случае неодинаковых сверхпроводников. В нашем эксперименте сверхпроводники не идентичны, более того, в YBCO конденсатная функция с  $s$ -симметрией не является основной. Однако для нормированных значений  $j_c(d_M)$ , которые представлены на рис. 5, конденсатная гриновская функция электродов не играет принципиальной роли, а нормировка теоретических зависимостей (при  $\xi_{AF} = 10$  нм) была выбрана из условия наилучшего соответствия эксперимента и теории. Видно, что теоретическая зависимость  $j_c(d_M)$  для  $H_{ex}/\pi kT = 2$  лучше описывает экспериментальные данные, чем зависимости, полученные для больших значений  $H_{ex}/\pi kT$ . С увеличением обменного поля  $H_{ex}$  происходит уменьшение  $j_c$  и становится более существенным различие величины  $j_c$  для случаев с четным и нечетным числом F-слоев. Напомним, что радикальное различие зависимостей джозефсоновского тока в S/AF/S-переходах для случаев четного и нечетного числа слоев было предсказано ранее в работах [12], в которых анализировалась модель антиферромагнетика с атомарно-тонкими слоями. Случай структур, содержащих произвольное количество ферромагнитных слоев (существенно превышающих атомный размер) с антиферромагнитным упорядочением намагниченности, в частности, зависимость транспортных свойств от количества слоев изучен в работе [22].

На рис. 6 представлены теоретические зависимости нормированного критического тока  $i_c(d_M)$  (8) гетеропереходов для AF- и F-упорядочения намагниченности в M-прослойке. Критический ток нормирован на величину  $I_{c0}$ , реализующуюся в S'/I/N/S-структурах. Как видно на рис. 6, в случае F-прослойки реализуется более существенное уменьшение величины  $i_c$  с толщиной M-прослойки и качественное изменение вида зависимостей  $i_c(d_M)$ . В частности, с увеличением  $d_M$  может происходить переход между 0- и  $\pi$ -состояниями исследуемых гетеропереходов. Такой переход наблюдался в эксперименте с S/F/S-переходами с однослойным F-барьером [27]. Отметим, что для рассматриваемых гетеропереходов условие малости толщины одного слоя M-прослойки  $d = d_M/N \ll \xi_N$  является необходимым условием для реализации LRPE [22].

В эксперименте осцилляционная зависимость (содержащая нулевые минимумы) критического тока гетеропереходов от внешнего магнитного поля [28] и сохраняющаяся при этом симметричность вольт-амперных характеристик (ВАХ) свидетельствуют об однородности M-прослойки.

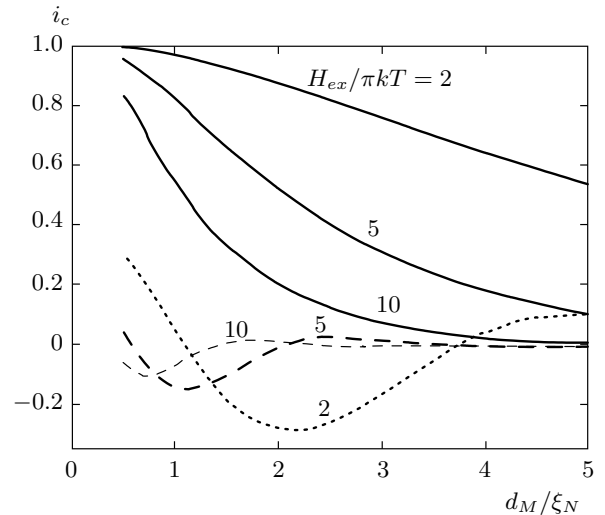


Рис. 6. Теоретические зависимости нормированного критического тока  $i_c$  от нормированной толщины M-прослойки  $d_M/\xi_N$  при трех значениях нормированного обменного поля  $H_{ex}/\pi kT$ . Сплошные линии соответствуют AF-прослойке, пунктирные и штриховые линии — F-прослойке

Для проверки соответствия проявления нестационарного эффекта Джозефсона критериям резистивной модели [10] были исследованы ВАХ гетеропереходов при воздействии СВЧ-излучения и зависимости селективного детекторного отклика  $\eta(V)$ . Нами были зарегистрированы многократные осцилляции критического тока и ступеней Шапиро, а максимальные значения первой ступени Шапиро стремились к теоретическому максимуму с увеличением нормированной частоты СВЧ-воздействия  $f_e/f_c$ , где  $f_c = (2e/h)I_c R_N$ . В то же время наблюдались отличия от резистивной модели, а именно, возникновение дробных ступеней Шапиро. Известно [29, 30], что смешанная ( $d$  и  $s$ ) симметрия параметра порядка одного из электродов гетероперехода способствует возникновению второй гармоники в зависимости сверхпроводящего тока от разности фаз волновых функций электродов (ТФЗ). Для определения отклонения этой зависимости от синусоидальной мы воспользовались ранее разработанным методом, основанным на измерении амплитуд ступеней Шапиро, возникающих в результате синхронизации собственной джозефсоновской генерации внешним монохроматическим СВЧ-сигналом на частоте  $f_e$  [15]. При наличии второй гармоники ТФЗ помимо целочисленных ступеней Шапиро на ВАХ при  $V_n = n(h/2e)f_e$  возникают дробные ступени, в частности, для  $n = 1/2$  при напряжении



$V_{1/2} = (1/2)V_1$ . Экспериментальные зависимости критического тока, целых и дробных ступеней от СВЧ-тока сравнивались с результатами расчета в рамках модифицированной резистивной модели джозефсоновского контакта с учетом второй гармоники в ТФЗ и емкости гетероструктуры [15]. Доля второй гармоники  $|q| = I_{c2}/I_{c1}$ , где  $I_{c1}$  — амплитуда первой гармоники ТФЗ,  $I_{c2}$  — второй, находилась как свободный параметр. Знак  $q$  определялся из сопоставления расчетных значений с экспериментальными для дробной ступени  $I_{1/2}$ . Значения  $q$  и электрофизические параметры структур приведены в табл. 2. Отклонение ток-фазовой зависимости от синусоидальной подтверждается также измерениями детекторного отклика, проводимыми в условиях слабого внешнего воздействия электромагнитного поля с мощностью  $P$  порядка единиц пиковатт, что исключало возможность возникновения дробных ступеней Шапиро в результате действия внешней накачки. Наличие второй гармоники в ТФЗ джозефсоновского перехода приводит к появлению субгармонического селективного детекторного отклика  $\eta_{1/2}(V)$  с максимумами при  $V = V_{1/2} \pm \delta V$ , где  $\delta V$  — полуширина второй гармоники собственной джозефсоновской генерации с частотой  $f_2 = 2(2e/h)V_{1/2}$ . Полученные таким образом оценки веса второй гармоники ТФЗ по формуле  $|q| \approx 0.5(\max \eta_1 / \max \eta_2)^{1/2}$  [15] дали значения, близкие к полученным из анализа осцилляционных зависимостей ступеней Шапиро. На рис. 7 показана экспериментальная зависимость детекторного отклика, содержащая основные и субгармонические пики. На вставке приведена линейная зависимость амплитуды детекторных откликов от мощности воздействия  $P$ , соответствующая режиму квадратичного детектирования, реализуемого в случае слабого внешнего воздействия.

### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В гибридных сверхпроводниковых структурах Nb/Au/Ca<sub>1-x</sub>Sr<sub>x</sub>CuO<sub>2</sub>/YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> с антиферромагнитной прослойкой толщиной от 10 нм до 50 нм экспериментально наблюдается сверхпроводящий ток, имеющий джозефсоновскую природу. Проанализирована теоретически модель сверхпроводящего перехода, содержащего многослойную антиферромагнитную структуру с коллинеарной ориентацией намагниченности в  $F$ -слоях. Экспериментально и теоретически показано, что в таких структурах наблюдается аномально большой эффект близости,

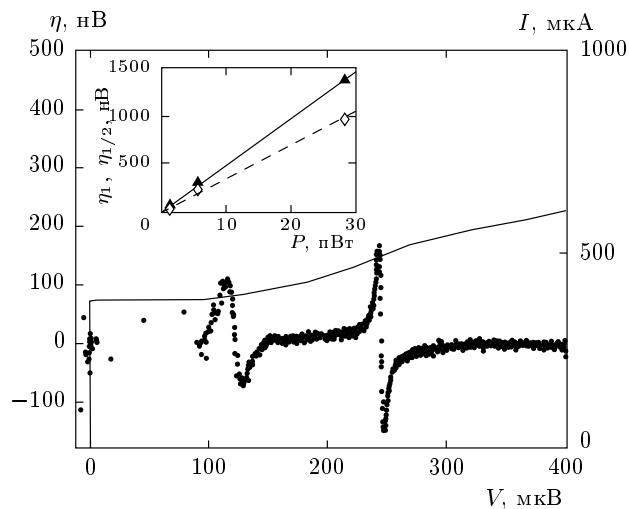


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика гетеропереходов — сплошная линия и детекторный отклик на электромагнитное излучение частотой 119.5 ГГц — точки. На вставке показаны зависимости основного отклика при  $V_1 = 246$  мкВ от СВЧ-мощности через переход — треугольники и дробного при  $V_{1/2} = 123$  мкВ — ромбы

ответственный за проявление эффекта Джозефсона. Экспериментальные данные, полученные из измерений магнитополевых характеристик критического тока и характеристик нестационарного эффекта Джозефсона в миллиметровом диапазоне частот, в том числе и детекторного отклика на слабое внешнее воздействие, исключают наличие закороток, а также перколяционный механизм протекания тока. Отклонение ток-фазовой зависимости от синусоидальной, следующее из СВЧ-измерений с применением сверхслабых пиковаттных зондирующих сигналов, в равной степени проявляющееся для гетеропереходов с АF-прослойкой и без нее, может объясняться наличием электрода из купратного сверхпроводника с доминирующей  $d$ -волновой компонентой параметра порядка.

Авторы благодарны Д. Винклеру, В. В. Демидову, А. В. Калабухову, И. М. Котелянскому за помощь в эксперименте и полезное обсуждение. Работа выполнена частично в рамках программ ОФН и Президиума РАН, программы Европейского союза (проект NMP3-СТ-2006-033191), а также при финансовой поддержке гранта Президента РФ (НШ-5408.2008.2), РФФИ (грант № 08-02-00487) и МНТЦ (грант № 3743).

## ЛИТЕРАТУРА

1. A. I. Buzdin, *Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2006).
3. I. Bozovic, G. Logvenov, M. A. J. Verhoeven et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 157002 (2004).
4. Г. А. Овсянников, И. В. Борисенко, Ф. В. Комиссинский и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 320 (2006).
5. P. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 017004 (2007).
6. Y. Tarutani, T. Fukazawa, U. Kabasawa et al., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2707 (1991).
7. K.-U. Barholtz, M. Yu. Kupriyanov, U. Hubner et al., *Physica C* **334**, 175 (2000).
8. V. Kresin, Yu. Ovchinnikov, and S. Wolf, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 722 (2003).
9. A. Gozar, G. Logvenov, L. F. Kourkoutis et al., *Nature* **455**, 782 (2008).
10. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применения*, Мир, Москва (1984).
11. L. P. Gorkov and V. Z. Kresin, *Physica C* **103** (2002).
12. B. M. Andersen, I. V. Bobkova, P. J. Hirschfeld, and Yu. S. Barash, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 117005 (2006).
13. D. Vaknin, E. Caignol, P. K. Davis et al., *Phys. Rev. B* **39**, 9122 (1989).
14. Г. А. Овсянников, С. А. Денисюк, И. К. Бдикин, *ФТТ* **47**, 417 (2005).
15. P. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian et al., *Phys. Rev. B* **78**, 024501 (2008).
16. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Ю. В. Кислинский и др., *ЖЭТФ* **95**, 1074 (2002).
17. S. Okamoto and A. J. Millis, *Nature* **428**, 630 (2004).
18. J. C. Nie, P. Badica, M. Hirai et al., *Physica C* **388–389**, 441 (2003).
19. S. J. L. Billinge, P. K. Davies, T. Egami, and C. R. A. Catlow, *Phys. Rev. B* **43**, 10340 (1991).
20. K. A. Delin and A. W. Kleinsasser, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 227 (1996).
21. C. Bell, E. J. Tarte, G. Burnell et al., *Phys. Rev. B* **68**, 144517 (2003).
22. А. В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 521 (2009).
23. A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 117006 (2006).
24. А. В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 277 (2006); **88**, 521 (2008).
25. Т. Ю. Карминская, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 65 (2007).
26. B. Crouzy, S. Tollis, and D. A. Ivanov, *Phys. Rev. B* **76**, 134502 (2007).
27. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001); *J. Low Temp. Phys.* **136**, 385 (2004).
28. Ю. В. Кислинский, Ф. В. Комиссинский, К. И. Константиан и др., *ЖЭТФ* **128**, 575 (2005).
29. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. P'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
30. P. V. Komissinskiy, E. P'ichev, G. A. Ovsyannikov et al., *Europhys. Lett.* **57**, 585 (2002).