

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ТОК В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ С АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

А. В. Зайцев^{a,*}, Г. А. Овсянников^{a,b}, К. И. Константиан^a, Ю. В. Кислинский^a,
А. В. Шадрин^a, И. В. Борисенко^a, Ф. В. Комиссинский^{a,c}

^a Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук
125009, Москва, Россия

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

^c 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_{1-x}Sr_xCuO₂/YBa₂Cu₃O_{7-δ} с антиферромагнитной (AF) прослойкой из купрата Ca_{1-x}Sr_xCuO₂ 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_xSr_{1-x}CuO₂/YBa₂Cu₃O_{7-δ} [4, 5]. Ранее сообщалось [6, 7] о наблюдении эффекта Джозефсона в сверхпроводниковых купратных торцевых контактах с искусственной прослойкой, толщина которой существенно превышала длину когерентности, оцененную с учетом магнетизма прослой-

ки. 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.

До сих пор основное внимание уделялось исследованию структур с ферромагнитными прослойка-

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

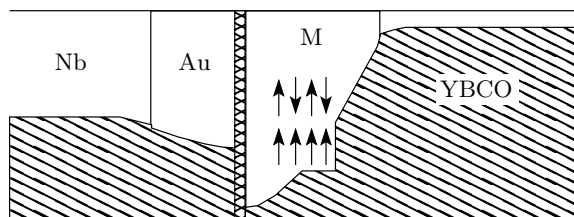


Рис. 1. Схематическое представление изменения конденсатной волновой функции в исследуемых гетероструктурах. Ток задается через структуру вдоль направления оси c (горизонтально). Жирной линией показана граница раздела между Au-пленкой и M-прослойкой, которая дает основной вклад в сопротивление структуры.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

ми [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, остались не изученными 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, содержащие по 5 гетеропереходов с разной площадью: $10 \times 10, 20 \times 20, \dots 50 \times 50$ мкм². Чипы различались толщиной магнитной прослойки d_M и были сформированы на основе эпитаксиальных купратных сверхпроводящих пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) и ниобия (Nb) (рис. 1). Магнитная прослойка (M) изготавливалась из пленки $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ (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 к направлению задания тока) с чередующимися антипараллельными направлениями намагниченности. Экспериментальные результаты и теоретический анализ эффекта близости в исследуемых гете-

ропереходах 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 $Ca_{1-x}Sr_xCuO_2$ (при $x = 0.5$ или 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 $NdGaO_3$ (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 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.

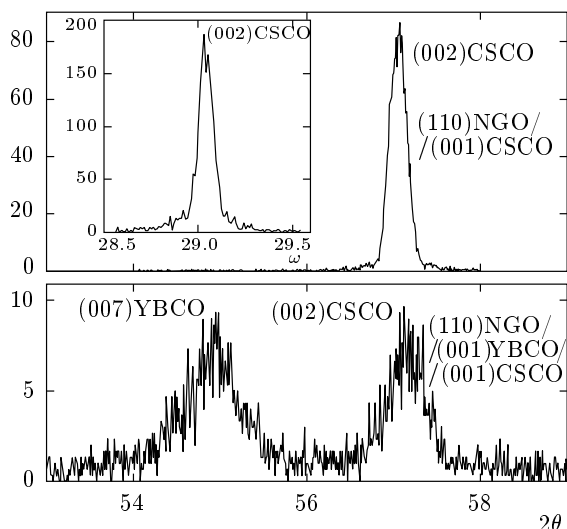


Рис. 2. Рентгеновские спектры $2\theta-\omega$ и кривые качания (ω -скан) CSCO-пленок ($x = 0.15$) толщиной $d_M = 50$ нм, напыленных на NGO-подложки, показаны в верхней части рисунка. $2\theta-\omega$ -спектр для гетероструктуры CSCO/YBCO/NGO ($d_M = 100$ нм) представлены в нижней половине рисунка

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 решетки. Других фаз, отличных от автономных CSCO по химическому составу и ориентации, не наблюдалось.

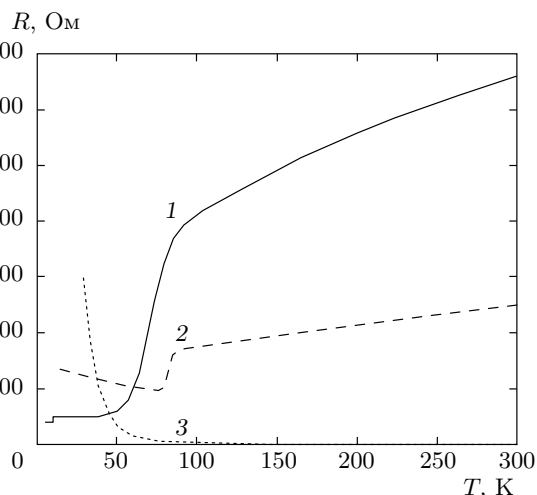


Рис. 3. Зависимости сопротивления от температуры: 1 — образец N612, $d_M = 20$ нм, $L^2 = 10 \times 10$ мкм², 2 — образец N610, $d_M = 40$ нм, $L^2 = 50 \times 50$ мкм², 3 — $\rho d_M/L^2$ (ρ — удельное сопротивление) для автономной пленки $\text{Ca}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CuO}_2$, напыленной на подложку из NGO, $d_M = 40$ нм, $L = 50 \times 50$ мкм²

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 $R(T)$ 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 · см², 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 $R_{\text{CSCO/YBCO}}$ мало по сравнению с сопротивлением границы Au/CSCO, для которой отличия фермиевских скоростей Au и CSCO существенны. Измерение сопротивления автономных пленок CSCO с $x = 0.5$, напыленных на NGO-подложки, показало высокое значение удельного сопротивления $\rho = 10^3-10^4$ Ом · см² при низких температурах [14], что дает вклад в сопротивление гетероперехода более 1 кОм. Заметим, что $\rho(T)$ авто-

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

Структура	CSCO	CSCO/YBCO		CSCO	CSCO/YBCO	
	$x = 0.15$	$x = 0.15$		$x = 0.05$	$x = 0.5$	
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°	$0.2^{\circ*}$	$0.2^{\circ*}$	0.4°	$0.5^{\circ*}$	$0.5^{\circ*}$

* Оценка ширины кривой качания проведена из 2θ - ω -скана.

номных CSCO-пленок типична для систем с прыжковой проводимостью $\ln(\rho) = \ln(\rho_0) + (T_0/T)^{1/4}$ (ρ_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 исследо-

ванных 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 непосредственной проводимостью, и скорее близки к зависимости, характерной для переходов туннельного типа, что, предположительно, обусловлено малой прозрачностью границы между Au/Ca_{1-x}Sr_xCuO₂.

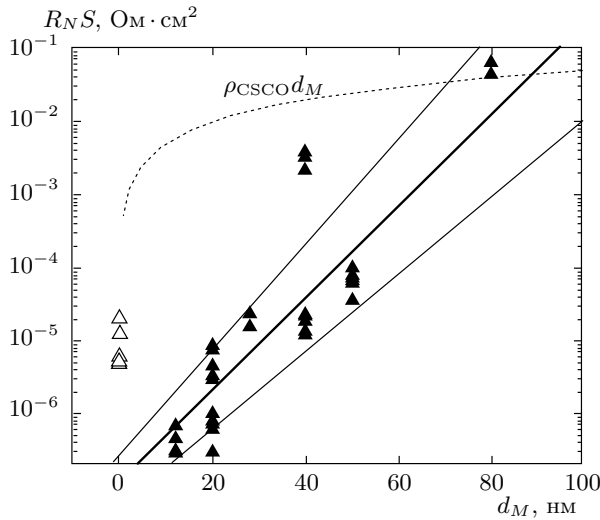


Рис. 4. Зависимость характерного сопротивления гетеропереходов R_{NS} от толщины прослойки d_M — \blacktriangle . Сопротивление гетеропереходов без М-прослойки — \triangle . Жирной сплошной линией показана экспоненциальная зависимость $R_{NS}(d_M)$ с характерной длиной роста 6 ± 1 нм, полученная путем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

4. КРИТИЧЕСКИЙ ТОК

Зависимости критического тока структуры от температуры $I_c(T)$ при $d_M < 50$ нм следуют температурной зависимости сверхпроводящего параметра Δ_{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 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

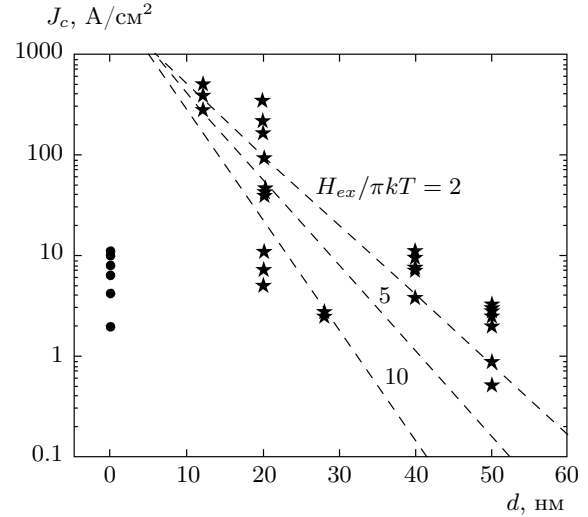


Рис. 5. Экспериментальные данные для зависимости плотности сверхпроводящего тока от d_M для гетероструктур с прослойкой из CSCO, имеющей уровень допирования $x = 0.5$ — \star , гетеропереходы без М-прослойки — \bullet . Штриховыми линиями показаны теоретические зависимости плотности критического тока 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)

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, расположенную между двумя сверхпроводниками S и S' (рис. 1). В рассматриваемой модели предполагается, что М-прослойка состоит из металлических ферромагнитных (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} предпола-

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	—

гается малой по сравнению с энергией Ферми. В расчетах предполагается, что в сверхпроводниках S, S' реализуется s-тип сверхпроводящего спаривания¹⁾.

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_σ ($\sigma = \pm 1$), 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 τ — время рассеяния на примесях. При этом изотропная часть функции Грина $\langle f_\sigma \rangle = s_\sigma \gg f_\sigma - s_\sigma$ удовлетворяет уравнению волнового типа ($s_\sigma \ll 1$)

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

в котором

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

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

где D — коэффициент диффузии в F-слоях, $\omega = \pi T(2m + 1)$ — мацубаровская частота (полагаем $\omega > 0$). Решение для s_σ 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_σ 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 которых матрица \mathbf{M}_σ 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 $x = 0$, $\partial_x s_\sigma(0) = 0$, имеем $B_1^\sigma = 0$. Поэтому, вводя обозначения

$$\prod_{n=1}^{N-1} \mathbf{M}_{\sigma_n} = \| m_\sigma^{ij} \|, \tag{6}$$

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

$$s_\sigma(0) = c_\sigma s_\sigma(d_M), \tag{7}$$

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_σ , 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 ξ_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). Причем, 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 структуры 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 Эйленберга (см., например, [2]), используя которое можно получить

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

где

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

$\mu = \cos \theta$, θ — 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 M/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 $j_c(d_M)$

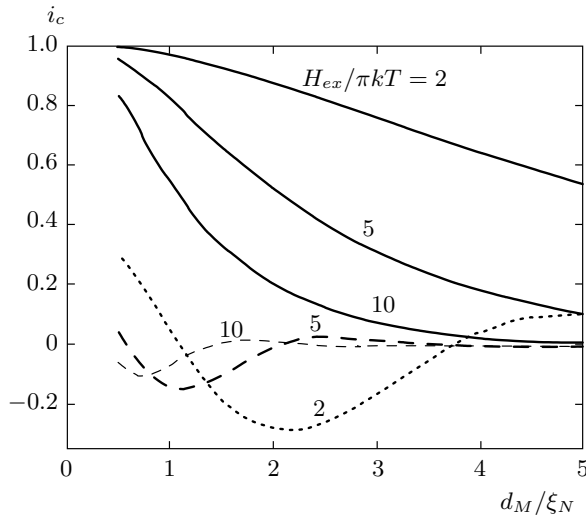


Рис. 6. Теоретические зависимости нормированного критического тока i_c от нормированной толщины М-прослойки d_M/ξ_N при трех значениях нормированного обменного поля $H_{ex}/\pi kT$. Сплошные линии соответствуют АФ-прослойке, пунктирные и штриховые линии — F-прослойке

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 отличие величины j_c для случаев с четным и нечетным числом F-слоев. Напомним, что радикальное отличие 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 изучена в работе [22].

На рис. 6 представлены теоретические зависимости нормированного критического тока $i_c(d_M)$ (8) гетеропереходов для АФ- и F-упорядочения намагниченности в М-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 М-прослойки и качественное изменение вида зависимостей $i_c(d_M)$. В частности, с увеличением d_M может происходить переход между 0- и π -состояниями исследу-

емых 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 М-прослойки $d = d_M/N \ll \xi_H$, 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) свидетельствует об однородности М-прослойки. 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 гетеро-структуры [15]. Доля второй гармоники величина $|q| = I_{c2}/I_{c1}$, 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.

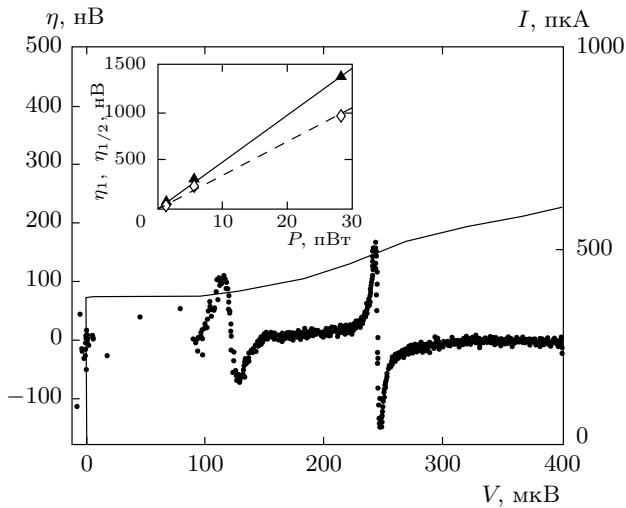


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика гетеропереходов — сплошная линия и электромагнитное излучение частотой 119.5 ГГц — точки. На вставке показаны зависимости основного отклика при $V_1 = 246$ мкВ от СВЧ-мощности через переход — треугольники и дробного при $V_{1/2} = 123$ мкВ — ромбы

Отклонение ток-фазовой зависимости от синусоидальной подтверждаются 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 δV — 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 $|q| \approx 0.5(\max \eta_{1/2} / \max \eta_1)^{1/2}$ [15] дали значения, близкие 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_{1-x}Sr_xCuO₂/YBa₂Cu₃O_{7-δ} 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, 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 АФ-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. Techn.* **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); *ibid.* **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. Константиныч и др., *ЖЭТФ* **128**, 575 (2005).
29. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
30. P. V. Komissinski, E. Il'ichev, G. A. Ovsyannikov et al., *Europhys. Lett.* **57**, 585 (2002).