

# СПИН-ТРИПЛЕТНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГИБРИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КОМПОЗИТНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

*A. E. Шейерман<sup>a,b</sup>, К. И. Константинян<sup>a\*</sup>, Г. А. Овсянников<sup>a,c</sup>,  
Ю. В. Кислинский<sup>a</sup>, А. В. Шадрин<sup>a,b</sup>, А. В. Калабухов<sup>c</sup>, Ю. Н. Хайдуков<sup>d</sup>*

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

*<sup>b</sup> Московский физико-технический институт  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*<sup>c</sup> Chalmers University of Technology  
SE-41296, Gothenburg, Sweden*

*<sup>d</sup> Max-Planck Institute for Solid State Research  
D-70569, Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 29 октября 2014 г.

Проведены электрофизические, магнитные и СВЧ-исследования гибридных сверхпроводниковых мезаструктур  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{SrRuO}_3/\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{Au-Nb}$  с композитной мanganитно-рутенатной ферромагнитной прослойкой. Сверхпроводящий ток в мезаструктуре наблюдался при толщине прослойки, много большей длины когерентности ферромагнитных материалов. Максимум на зависимости плотности критического тока от толщины материалов прослойки соответствует длине когерентности, что качественно согласуется с теоретическими предсказаниями для случая существования в системе спин-триплетных сверхпроводящих корреляций. Магнитополевая зависимость критического тока определяется как вхождением квантов магнитного потока и магнитной доменной структурой, так и полевой зависимостью разориентации векторов намагниченности слоев композитной магнитной прослойки. Обнаружено существование сверхпроводящего тока при магнитных полях, на два порядка превышающих значение поля, соответствующее вхождению одного кванта магнитного потока в мезаструктуру. При изменении магнитного поля от нуля до 30 Э исследована ток-фазовая зависимость (ТФЗ) сверхпроводящего тока мезаструктур: отношение второй гармоники ТФЗ к первой, определенное по зависимости ступенек Шапиро от амплитуды СВЧ-воздействия, не превышало 50 %.

DOI: 10.7868/S0044451015060130

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В 2001 г. теоретически было показано, что в ферромагнетике вблизи границы со сверхпроводником при условии пространственной неоднородности намагниченности ферромагнетика наряду с обычными (синглетными) возникают триплетные сверхпроводящие корреляции (ТСК) с ненулевой проекцией спина [1, 2]. Отличительной особенностью ТСК является то, что они нечувствительны к обменному по-

лю и проникают в глубь ферромагнетика на расстояния, характерные для нормального (не магнитного) металла, достигающие сотен нм. Экспериментально возникновение ТСК фиксировалось по наличию сверхпроводящего тока в структурах из двух сверхпроводников с синглетной сверхпроводимостью, соединенных ферромагнитной прослойкой со спиральной намагниченностью [3], а также ферромагнитной пленкой или нанопроволокой с неоднородной намагниченностью на границах со сверхпроводником [4, 5]. Позднее было теоретически показано, что ТСК возникают в композитной ферромагнитной прослойке между двумя синглетными сверхпро-

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

водниками, состоящей из трех и более ферромагнитных слоев, в которых крайние, контактирующие со сверхпроводником, слои обеспечивают конвертацию синглетной компоненты сверхпроводящих корреляций в триплетную и обратно [6, 7]. Эксперименты на сверхпроводящих ниобиевых структурах с композитной прослойкой, содержащей Co, подтвердили возможность такого процесса, хотя вопросы перемешивания составов металлических слоев остаются открытыми [8, 9]. Обратное влияние ТСК на сверхпроводимость в синглетном сверхпроводнике было обнаружено в работах [10, 11]. ТСК в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной прослойкой из двух ферромагнетиков ( $S/F_L/F_R/S$ ) была предсказана при баллистическом транспорте без барьеров в асимметричных гетероструктурах, где сильно различаются либо толщина, либо обменные поля ферромагнетиков  $F_L$  и  $F_R$  [12], а также в случае диффузного рассеяния [13, 14]. Теоретически было показано, что одним из проявлений дальнодействующего эффекта близости является преобладающая вторая гармоника в ток-фазовой зависимости (ТФЗ) сверхпроводящего тока [13, 15, 16]. Максимальная доля второй гармоники предсказывалась [13] при разориентации намагниченностей  $F_L/F_R$  под углом, близким к  $90^\circ$ , и при толщине одного из ферромагнетиков порядка длины когерентности  $\xi_F$ . В работе [17] из данных по зависимостям критического тока  $I_c$  от магнитного поля был сделан вывод о доминировании второй гармоники ТФЗ в SFS-системах с магнитноактивным барьером. Однако детальных оценок вклада второй гармоники в ТФЗ сделано не было. Недавно экспериментально в структурах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}/SrRuO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/Au-Nb$  была обнаружена аномально большая величина критического тока, которая была объяснена возбуждением триплетной компоненты сверхпроводящего тока в ферромагнитной прослойке [18, 19]. При большинстве расчетов и экспериментов предполагалась высокая прозрачность границ, которая в эксперименте реализуется на границе металлических сверхпроводников с металлическими ферромагнетиками. В оксидных структурах, например, купратный сверхпроводник–манганитный ферромагнетик, прозрачность границы определяется, в частности, работой выхода [20] и может быть относительно низкой, что ограничивает эффект близости. Именно из-за этой причины сообщения о возбуждении триплетных корреляций на границе купратного сверхпроводника с манганитным ферромагнетиком достаточно противоречивы. С одной стороны [21–24], сообщается о возникновении триплетной компоненты в манганит-

ном ферромагнетике, а с другой [25, 26] — о наличии барьера с малой прозрачностью на границе купратный сверхпроводник–манганитный ферромагнетик, который сильно ограничивает возбуждение триплетных сверхпроводящих корреляций в манганитном ферромагнетике. Отметим, что используемые в эксперименте манганитные ферромагнетики  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  (LSMO) и  $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$  (LCMO) являются ферромагнетиками со 100-процентной магнитной поляризацией носителей (магнитный полуметалл) при низких температурах, поэтому возникновение синглетных возбуждений на границе с ферромагнетиком подавлено, но не исключает возбуждение спин-триплетных корреляций.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований сверхпроводящего и квазичастичного токов в гибридных эпитаксиальных сверхпроводниковых мезаструктурах микронных размеров с асимметричной композитной ферромагнитной прослойкой, оцениваются характеристические величины, в частности, длина когерентности в ферромагнетике и прозрачность границ купратный сверхпроводник–рутенатный ферромагнетик, экспериментально определяется вклад второй гармоники ток-фазовой зависимости сверхпроводящего тока.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследовались мезаструктуры из двух сверхпроводников: купратного с высокой критической температурой и металлического ниobia, соединенных композитной прослойкой из двух ферромагнетиков. На подложках (110)  $NdGaO_3$  (NGO) или (001)  $LaAlO_3$  (LAO) размером в  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup> и толщиной 0.5 мм методом лазерной абляции с использованием эксимерного Кг-лазера с длиной волны 248 нм напыляются нижний сверхпроводящий электрод — купрат  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  (YBCO), затем *in situ* два слоя ферромагнетика: рутенат стронция  $SrRuO_3$  (SRO) и манганит лантана, допированный стронцием,  $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$  (LSMO). Слой YBCO толщиной 80–190 нм напыляется при температуре подложки 790 °C и давлении кислорода 0.6 мбар, слои SRO и LSMO — при температуре подложки 760 °C и давлении кислорода 0.3 мбар. Далее проводится охлаждение в атмосфере кислорода со скоростью охлаждения 5–10 °C/мин до 100 °C, после чего напыляется слой Au толщиной 20 нм при температуре 100 °C и давлении  $10^{-5}$  мбар для предотвращения деградации поверхности перед напылением Nb *ex situ* при

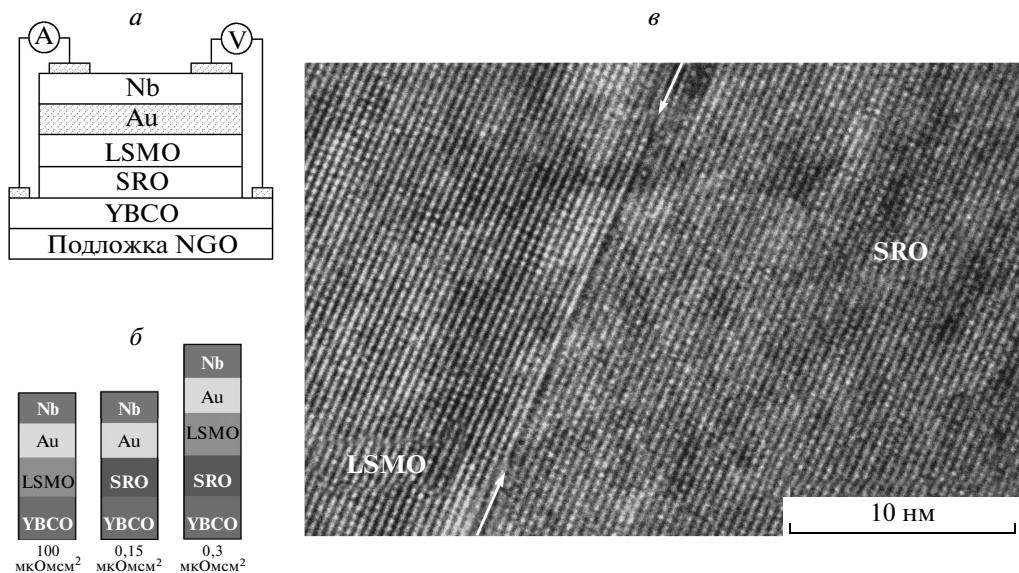


Рис. 1. а) Поперечное сечение и схема измерения электрофизических параметров мезаструктуры: А — источник задания тока через мезаструктуру, В — измеритель напряжения. б) Характерные величины сопротивлений трех типов мезаструктур  $R_N A$ , усредненные по пяти чипам. в) Изображение границы раздела SRO и LSMO, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEM-2100 с увеличением  $8 \cdot 10^5$ , расположение границы отмечено стрелками

изготовлении мезаструктуры. Слой Nb толщиной 100 нм напыляется магнетронным распылением [18]. Схема измерений и поперечное сечение мезаструктуры с композитной прослойкой показаны на рис. 1а. Для сравнения изготавливались структуры с прослойками из одного ферромагнетика (рис. 1б).

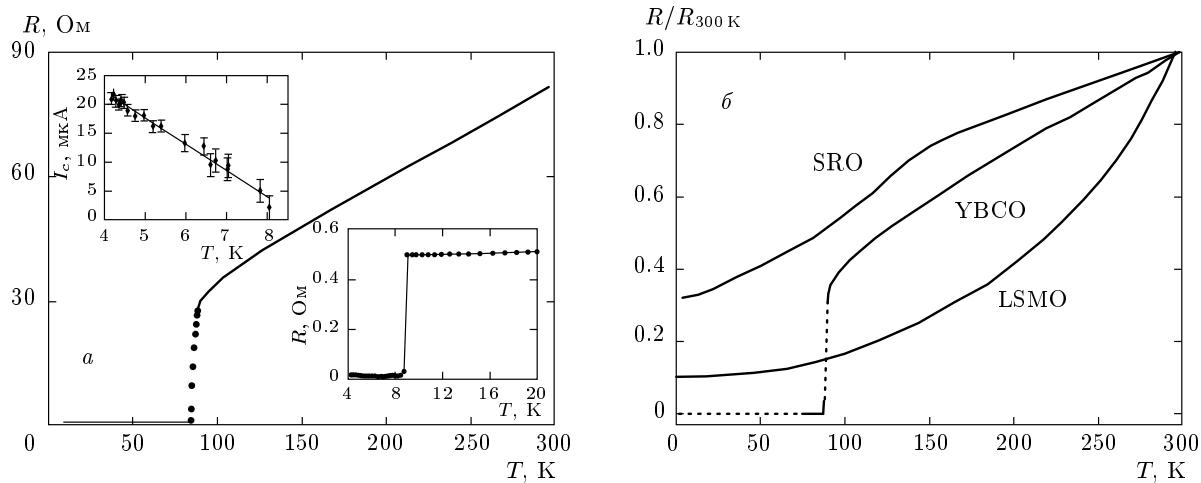
В зависимости от условий напыления критическая температура сверхпроводящего перехода YBCO составляла 80–88 К при ширине перехода 2 К. Верхний сверхпроводящий электрод представляет собой бислой Au-Nb. Критическая температура бислоя лежала в интервале 8.3–8.7 К при ширине перехода 0.2 К. На подложке (далее «чип») изготавливаются пять мезаструктур квадратной формы с линейными размерами в плоскости  $L = 10, 20, 30, 40, 50$  мкм с использованием методов фотолитографии, ионно-лучевого травления, взрывной фотолитографии. Пленка  $\text{SiO}_2$  толщиной 40 нм использовалась для изоляции контакта по торцам мезаструктуры. Свойства поверхностей проверялись для пленок-спутников на атомно-силовом микроскопе, а достаточно резкие границы между слоями SRO/LSMO наблюдались на просвечивающем электронном микроскопе (рис. 1в).

Использование в качестве нижнего электрода эпитаксиальной пленки купратного сверхпроводни-

ка YBCO обусловлено необходимостью обеспечить эпитаксиальный рост оксидной прослойки, в качестве которой использованы два ферромагнитных материала: LSMO с коэрцитивной силой 20–30 мТл и обменной энергией 2.3 мэВ [27] и SRO с коэрцитивной силой порядка 1 Тл и обменной энергией 13 мэВ [28]. Резистивные характеристики пленок-спутников и вольт-амперные характеристики (ВАХ) мезаструктур измерялись по четырехточечной схеме (см. рис. 1а) в диапазоне температур  $4.2 \text{ K} < T < 300 \text{ K}$ , магнитных полей  $H$  до 2 кЭ и микроволнового воздействия монохроматического излучения на частотах ( $f_e$ ) 1–3 ГГц и 36–45 ГГц. С помощью коаксиального кабеля через разделительные емкости подавалось излучение частотой 1–3 ГГц, а излучение миллиметровых волн — через волноводный тракт. Для уменьшения влияния внешних электромагнитных полей измерения проводились в экранированном боксе с использованием системы фильтрации сигналов.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Было исследовано более 25 чипов с гибридной ферромагнитной прослойкой с пятью мезаструкту-



**Рис. 2.** *a)* Температурная зависимость сопротивления мезаструктуре № 8. На нижней вставке показан уменьшенный участок  $R(T)$  при низких температурах, на верхней вставке — температурная зависимость критического тока. *б)* Температурные зависимости нормированных сопротивлений пленок YBCO, SRO и LSMO толщиной соответственно 100, 60 и 55 нм, напыленных непосредственно на подложку (110) NGO. Значения сопротивления квадрата пленок равны 11, 27.5 и 87 Ом соответственно для YBCO, SRO и LSMO

рами на каждом. Толщина SRO-пленки варьировалась в пределах 4–23 нм, а LSMO — 2–28 нм. Топологии чипов остались неизменными, варьировались толщины ферромагнитных прослоек. В таблице приведены электрофизические параметры нескольких мезаструктур, которые более детально обсуждаются ниже.

### 3.1. Электронный транспорт

На зависимостях электрического сопротивления  $R$  мезаструктур от температуры (рис. 2*a*) выделяются два участка уменьшения сопротивления, которые соответствуют переходам YBCO и Au-Nb-пленок в сверхпроводящее состояние. Выше критической температуры YBCO ( $T_c^{YBCO}$ ) зависимость  $R(T)$  имеет линейный металлический ход, характерный для температурной зависимости YBCO-электрода (см. рис. 2*b*). При  $T < T_c^{YBCO}$  величина  $R$  резко уменьшается (рис. 2*a*), при этом особенности, типичные для температурных зависимостей (рис. 2*b*) автономных пленок, входящих в состав мезаструктур, в этом температурном диапазоне не наблюдаются. Это объясняется тем, что ниже критической температуры YBCO вклад пленок LSMO и SRO в величину  $R_N A$  (площадь  $A = L^2$ ) значительно уступает вкладу сопротивлений границ раздела пленок мезаструктуры. Как показывают дополнительные измерения, сопротивление двухслойной пленки Au-Nb также мало [29]. В результате, в температурном

диапазоне  $T < T_c^{YBCO}$  сопротивление мезаструктуры складывается из сопротивлений границ раздела между материалами YBCO/SRO, SRO/LSMO, LSMO/Au:

$$R_{MS} = R_{YBCO/SRO} + R_{SRO/LSMO} + R_{LSMO/Au}.$$

На рис. 3 приведены значения характерного сопротивления  $R_{NA}$  мезаструктур YBCO/SRO/LSMO/Au-Nb, измеренного при токе  $I > I_c$  мезаструктур, в зависимости от толщины прослойки LSMO. Видно заметное изменение  $R_{NA}$  от чипа к чипу. Сопротивления мезаструктур, расположенных на одном чипе, т. е. имеющих одинаковую толщину прослойки, различаются намного меньше. Это, как будет показано далее, связано с определяющим влиянием на величину  $R_{NA}$  границы LSMO/Au, которая подвергалась ионной очистке перед напылением Nb *ex situ*.

Для того чтобы сравнить резистивные характеристики границ в мезаструктуре и понять, вклад какой из границ определяет сопротивление мезаструктуры с композитной прослойкой, дополнительно изготавливались структуры с одной ферромагнитной прослойкой (например, № 1 и № 2 в таблице). Результаты усредненных по пяти чипам характерных сопротивлений  $R_{NA}$  всех структур представлены на рис. 1*b*. Для структур с SRO-прослойкой величина  $R_{NA}$  почти на три порядка меньше, чем для структуры с LSMO-прослойкой. Предполагая, что сопротивление границы LSMO/Au не превышает значе-

**Таблица.** Электрофизические параметры мезаструктур, результаты для которых представлены в данной работе

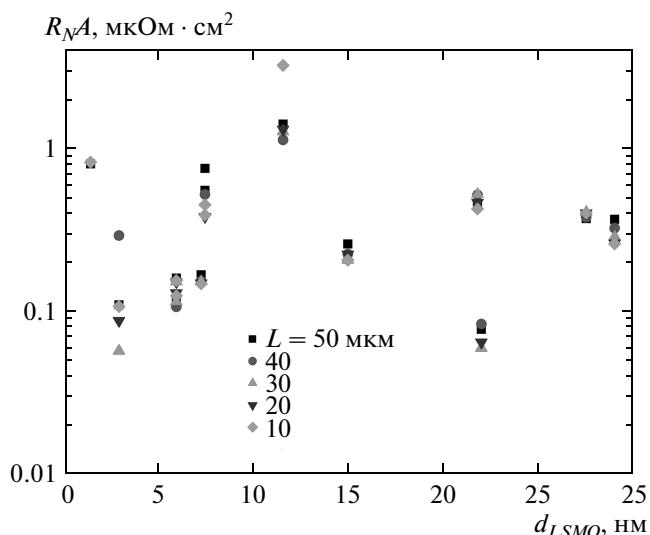
Номер мезаструктуры	$d_{dSRO}$ , нм	$d_{LSMO}$ , нм	$L$ , мкм	$R_N A$ , $\text{мкОм} \cdot \text{см}^2$	$j_c$ , $\text{A}/\text{см}^2$	$\lambda_J$ , мкм
1	14	0	20	0.11	0	—
2	0	2	20	120	0	—
3	8.5	6	10	0.16	88	28
4	8.5	6	10	0.13	4.5	120
5	8.5	6	20	0.11	5.7	110
6	8.5	6	40	0.13	1.9	190
7	5.6	15	50	0.20	1.1	220
8	10	9	30	0.15	2.2	170
9	8.5	3	10	0.13	25	51

*Примечание:*  $d_{dSRO}$  и  $d_{LSMO}$  — толщина пленок SRO и LSMO,  $L$  — линейный размер мезаструктуры,  $j_c$  — плотность критического тока,  $R_N A$  — характерное сопротивление мезаструктуры,  $R_N$  — нормальное сопротивление,  $A = L^2$  — площадь мезаструктуры. Мезаструктуры 4–6 расположены на одном чипе

ния 1  $\text{мкОм} \cdot \text{см}^2$  [30], можно высокое сопротивление мезаструктуры YBCO/LSMO/Au ( $100 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^2$ ) объяснить большим сопротивлением границы YBCO/LSMO. Используя данные [30], получаем, что сопротивление границы SRO/Au составляет около  $0.05 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^2$ , а сопротивление границы YBCO/SRO равно  $0.1 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^2$ , что совпадает с данными [25].

Рассмотрим вклад от границ LSMO/Au, который с учетом наших данных по границе YBCO/SRO не может превышать  $0.2 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^2$ , что меньше значения 1  $\text{мкОм} \cdot \text{см}^2$  [30]. Заметим, что данные для сопротивления границы LSMO/Au в работах [25, 30] получены при нанесении золота *ex situ* после охлаждения эпитаксиальной пленки LSMO с переносом в другую камеру. В результате, сопротивления границы LSMO/Au значительно различаются для двух методов ее получения. Следовательно, основные вклады в сопротивление мезаструктуры с композитной прослойкой в нашем случае дают границы  $R_{YBCO/SRO} \approx 0.1 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^2$  и  $R_{LSMO/Au} \approx 0.2 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^2$ .

Мы предполагаем, что сопротивление границы  $R_{SRO/LSMO}$  существенного вклада в сопротивление мезаструктуры не дает. Как показали исследования на просвечивающем электронном микроскопе, граница SRO/LSMO в мезаструктурах достаточно одно-



**Рис. 3.** Зависимость  $R_N A$  мезаструктуры (110) NGO/YBCO/SRO/Au/Nb от толщины прослойки LSMO при разных значениях размера мезаструктуры  $L$

родная и отчетливо видна в приведенном на рисунке масштабе (см. рис. 1б). Более детальные исследования границ раздела SRO/LSMO с помощью просвечивающей электронной микроскопии с коррекцией

аберраций в гетероструктурах SRO/LSMO [31] показали наличие перемешивания атомов Mn и Ru в масштабе одной атомной ячейки (0.3 нм), а также Sr и La в масштабе двух атомных ячеек. Спектроскопия электронных потерь (EELS) показала, что на границе SRO/LSMO может наблюдаться неоднородность распределения вакансий кислорода в пределах 1–2 нм [31, 32]. Высококачественная граница раздела SRO и LSMO позволяет пренебречь вкладом сопротивления границы  $R_{SRO/LSMO}$ . Действительно, исследования сверхрешеток пленок (LSMO/SRO)<sub>n</sub> ( $n = 1, 12, 24$ ) показали, что вклад сопротивления границы LSMO/SRO существенно меньше сопротивления отдельных пленок [33]. Следовательно, величина  $R_N A$  мезаструктур определяется в основном сопротивлениями  $R_{LSMO/Au}$  и  $R_{YBCO/SRO}$ .

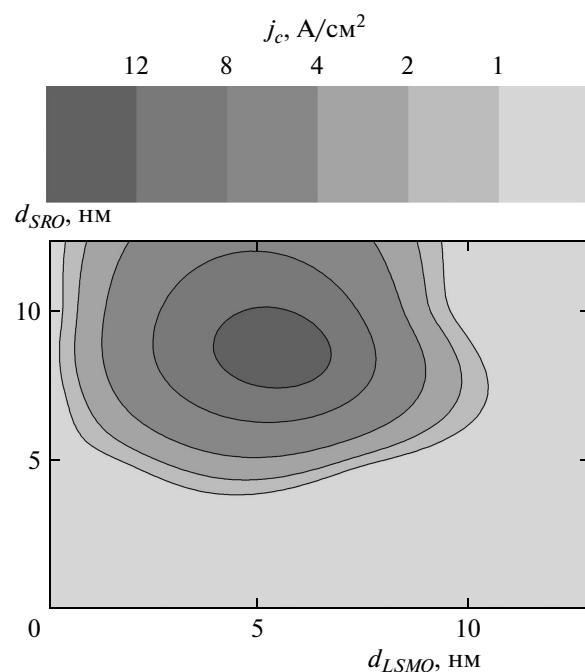
Используя полученные значения характерного сопротивления границ, можно оценить усредненную (по направлению импульса квазичастиц) прозрачность границы LSMO/Au по формуле [34]

$$D = \frac{2\pi^2\hbar^3}{e^2 p_F^2} \frac{1}{R_N A} = \frac{2\rho^{LSMO} l^{LSMO}}{3R_N A}, \quad (1)$$

где  $p_F$  — наименьшее значение ферми-импульса из LSMO и Au при следующих параметрах:  $\rho^{LSMO} l^{LSMO} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$  и  $R_N A = 0.2 \text{ мкОм}\cdot\text{см}^2$ . Прозрачность границы оказывается достаточно малой,  $D \approx 10^{-3}$ . Для границы YBCO/SRO при небольшом отличии характерного сопротивления границы  $R_N A = 0.1 \text{ мкОм}\cdot\text{см}^2$  мы получаем на порядок большую прозрачность  $D$  равную примерно  $10^{-2}$  из-за меньших значений  $\rho^{SRO} l^{SRO}$ . Отметим, что оценка прозрачности границы получена в рамках модели свободных электронов и не учитывает корреляционные эффекты в металлоксидных пленках. Следовательно, мы имеем структуру из двух сверхпроводников, соединенных композитной прослойкой из двух ферромагнетиков, между которыми находится прозрачная граница, а на границах сверхпроводников с ферромагнетиками прозрачность границ составляет значение  $D = 10^{-3}-10^{-2}$ .

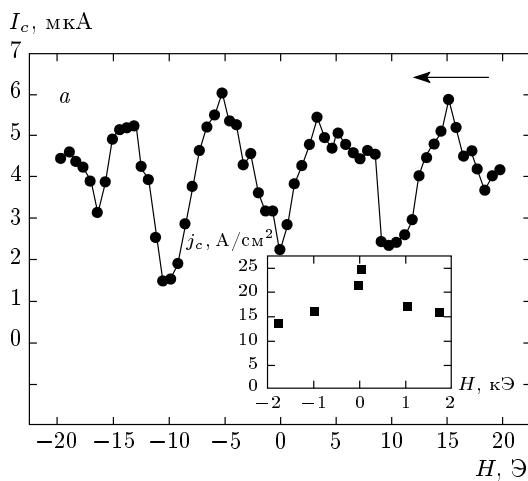
### 3.2. Зависимости критического тока от толщины

На большинстве измеренных мезаструктур с суммарной толщиной композитной прослойки от 7 до 50 нм наблюдался критический ток, который в диапазоне температур  $4.2 \text{ K} < T < T_c^{\text{Au-Nb}}$  показал линейное убывание с ростом температуры (см. вставку к рис. 2a). Для сравнения, в мезаструктурах с од-



**Рис. 4.** Контурные области распределения плотности критического тока при  $T = 4.2 \text{ K}$  на плоскости толщины ферромагнитных слоев прослойки. Границы получены из усредненных значений  $j_c$  по нескольким мезаструктурам

ной ферромагнитной прослойкой (LSMO или SRO) сверхпроводящий ток отсутствует при толщине прослойки более 5 нм, что по порядку величины равно длине когерентности  $\xi_F$ , оценка которой будет приведена ниже. При меньшей толщине прослойки на некоторых образцах сверхпроводящий ток был вызван протеканием тока через закоротки. Наличие и степенное убывание критического тока при значениях толщины композитной прослойки больших 5 нм является указанием на транспорт спин-триплетных сверхпроводящих корреляций через ферромагнитную прослойку [8, 19]. Разброс значений критического тока как между чипами, так и по чипу заметно превышал разброс значений  $R_N A$ , поэтому на рис. 4 приведены контуры распределения плотности критического тока  $j_c$  на плоскости  $d_{LSMO}$  и  $d_{SRO}$ , полученные при усреднении по некоторым образцам при одинаковых значениях толщины. Виден максимум плотности критического тока при значениях толщины слоев  $d_{LSMO} \approx 6 \text{ нм}$  и  $d_{SRO} \approx 8 \text{ нм}$ . Заметим, что максимум критического тока ТСК в сверхпроводящих структурах с двухслойной композитной ферромагнитной прослойкой предсказывается при значениях толщины порядка длины когерентности [7, 13].

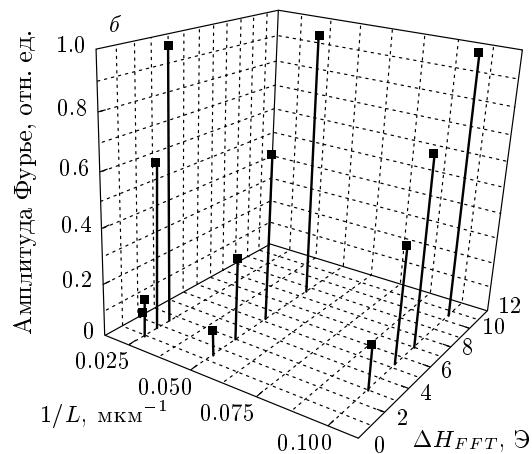


**Рис. 5.** а) Зависимость критического тока от магнитного поля в диапазоне до 20 Э для мезаструктуры № 4. На вставке показана зависимость максимумов критического тока в широком диапазоне магнитных полей для мезаструктуры № 9. б) Периоды  $\Delta H_{FFT}$  и амплитуды фурье-компонент в зависимости от параметра  $1/L$  для магнитно-полевых зависимостей критического тока мезаструктур № 4, № 5, № 6, расположенных на одном чипе

Оценим длину когерентности пленок прослойки. Поскольку длина свободного пробега  $l$  в оксидных материалах (SRO и LSMO) достаточно мала [35, 36], можно считать, что электронный транспорт носит диффузный характер. Кроме того, для тонких пленок характерно диффузное рассеяние на границе SRO/LSMO вследствие разности скоростей Ферми материалов. Для диффузионного случая длина когерентности в нормальном (не ферромагнитном) материале  $\xi_N = (\hbar D/T)^{1/2}$ , а в ферромагнитном  $\xi_F = (\hbar D/E_{ex})^{1/2}$ , где  $D = v_F l/3$  — коэффициент диффузии,  $v_F$  — скорость Ферми. Длину свободного пробега оценим по полуэмпирической формуле  $l = l_{phonon}(R_{300} \text{ к}/R_{4.2} \text{ к} - 1)$ , где  $l_{phonon}$  — фононная длина свободного пробега, взятая из литературы (0.4 нм для LSMO [35] и 1 нм для SRO [36]). Из измеренных зависимостей  $R(T)$  следует, что  $R_{300} \text{ к}/R_{4.2} \text{ к} \approx 3$  для пленок SRO, выращенных на подложке (110)NGO, и  $R_{300} \text{ к}/R_{4.2} \text{ к} \approx \approx 10$  для пленок LSMO, выращенных на подложке (110) NGO (см. рис. 2б). Получаем соответственно  $\xi_F^{LSMO} \approx 8$  нм и  $\xi_F^{SRO} \approx 3$  нм. На рис. 4 видно, что максимум критического тока наблюдается при  $d_{LSMO}$  несколько меньших нашей оценки  $\xi_F^{LSMO}$ , а по SRO-прослойке, напротив, при  $d_{SRO}$ , несколько больших значений оценок длины когерентности  $\xi_F^{SRO}$ .

### 3.3. Магнитополевые зависимости критического тока

Магнитополевые зависимости критического тока мезаструктур (см. рис. 5а) заметно отличались от



фраунгоферовой, присущей джозефсоновским переходам с однородным распределением сверхпроводящего тока. При смене направления изменения поля (от возрастания к убыванию и обратно) в большом масштабе изменения магнитных полей наблюдается гистерезис, обусловленный ферромагнитной природой материалов прослойки. Более того, критический ток наблюдается при значительно больших значениях полей — в эксперименте вплоть до 2 кЭ (см. вставку к рис. 5а). Так, для мезаструктуры № 5 при  $H = -1.3$  кЭ величина  $I_c = 16.5$  мА, что составляет 94 % от  $I_c(H = 0)$  и 0.7 от максимума при  $H = -6.5$  Э. Отметим, на мезаструктурах YBCO/Au/Nb без магнитной прослойки [29] и с антиферромагнитной прослойкой  $\text{Ca}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{CuO}_2$  [37, 38] критический ток резко убывает с увеличением магнитного поля, в то время как с ферромагнитной композитной прослойкой он даже возрастал при полях более 1 кЭ. Такое необычное поведение критического тока ТСК в структурах с металлической ферромагнитной прослойкой отмечалось также в работе [9].

Несколько механизмов определяют магнитополевую зависимость критического тока: проникновение квантов магнитного потока (джозефсоновских вихрей), дающих «фраунгоферовскую» зависимость, возникновение доменной структуры в ферромагнитной прослойке и вращение намагниченностей слоев под действием магнитного поля. В случае джозефсоновского перехода с однородным распределением сверхпроводящего тока зависимость критиче-

ского тока от магнитного поля, параллельного плоскости перехода, описывается фраунгоферовой зависимостью

$$I_c(H) = I_c(0) \left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|, \quad (2)$$

где  $\Phi_0 = 2.06783461 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup> — квант магнитного потока, а  $\Phi = \mu_0 H S_{eff}$  — магнитный поток внешнего поля в мезаструктуре [17, 39]. Нули (минимумы) фраунгоферовой зависимости наблюдаются при потоке внешнего магнитного поля через попечное сечение мезаструктуры, равном кванту магнитного потока  $\Phi \approx \Phi_0$ . Отметим, что в отсутствие ТСК сверхпроводящий ток согласно равенству (2) должен существенно подавляться в магнитном поле при  $\Phi \gg \Phi_0$ , когда несколько квантов магнитного потока проникает в переход, поскольку максимумы на фраунгоферовой зависимости убывают как  $1/\Phi$ .

При оценке эффективной площади проникновения магнитного поля, направленного вдоль плоскости перехода  $S_{eff} = Ld'$ , следует учесть магнитные проницаемости прослоек  $d' = \mu_1 d_{LSMO} + \mu_2 d_{SRO} + \lambda_{Nb} + \lambda_{YBCO}$ , где  $\lambda_{Nb} = 90$  нм и  $\lambda_{YBCO} = 150$  нм — лондоновские глубины проникновения магнитного поля соответственно для Nb и YBCO,  $\mu_{1,2}$  — магнитные проницаемости. Для джозефсоновских переходов с ферромагнитной прослойкой эффективная толщина увеличивается в  $\mu = 1 + \chi$  раз [17, 40]. Подставляя полученные из магнитополевых зависимостей магнитного момента прослойки значения  $\mu_1 = 12$ ,  $\mu_2 = 3$  для толщин  $d_{LSMO} = 6$  нм и  $d_{SRO} = 8.5$  нм,  $L = 10$  мкм мезаструктуры № 4 (рис. 5a), получаем, что минимумы критического тока из-за проникновения джозефсоновских вихрей должны быть расположены на расстоянии, равном  $\Delta H = 6$  Э. Эта величина немного отличается от  $\Delta H \approx 10$  Э — расстояния между минимумами для зависимости  $I_c(H)$ , представленной на рис. 5a. Отличие может быть вызвано тем, что при оценке  $\chi$  использовались данные измерения магнитного момента  $M(H)$ , которые были получены при направлении внешнего магнитного поля, совпадающего с осью трудного намагничивания [19]. Фурье-анализ осцилляционных зависимостей  $I_c(H)$ , снятых в масштабе полей до  $\pm 30$  Э для мезаструктур № 4, № 5 и № 6, расположенных на одном чипе и имеющих одинаковую толщину  $d'$ , показывает наличие 3–5 периодов зависимости  $I_c(H)$ , которые увеличиваются пропорционально  $L^{-1}$  (см. рис. 5b).

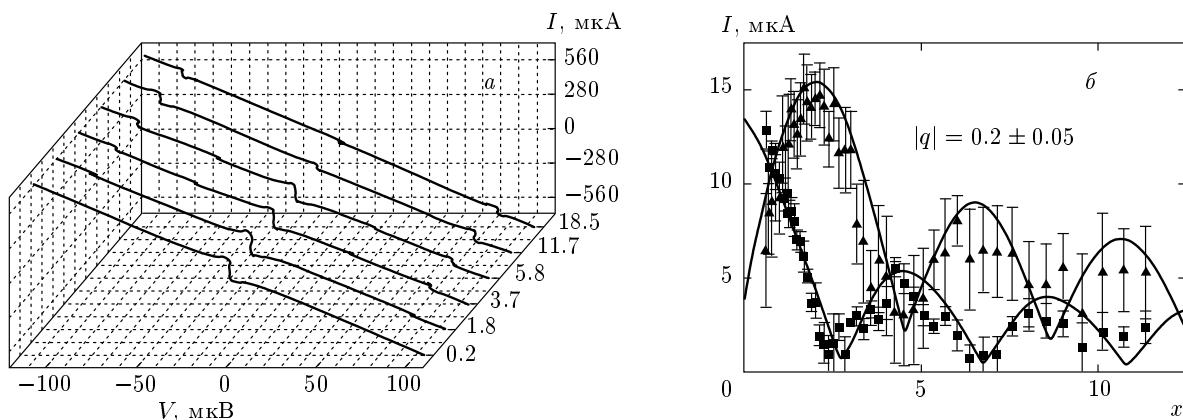
Известно, что доменная структура в ферромагнитной прослойке может кардинально изменить механизм электронного транспорта [41–43]. В частности, домены могут стимулировать возбуждение

ТСК в ферромагнетике, который находится в контакте с купратным сверхпроводником, имеющим  $d$ -волновую симметрию сверхпроводящего параметра порядка [41]. Магнитные домены в LSMO-пленке при магнитном поле, приложенном в плоскости подложки, имеют размеры  $d_{dom} = 0.1\text{--}0.3$  мкм, а форма доменов сильно зависит от напряженности пленки [44, 45], в SRO-пленке домены имеют такие же размеры [46]. При малых магнитных полях (менее поля насыщения LSMO, порядка 200 Э) наибольшее влияние могут оказывать домены LSMO-пленки, а при полях 1000 Э и больше — SRO-пленки. Заметим, что период доменной структуры  $d_{dom}$  значительно меньше глубин проникновения магнитного поля в джозефсоновский переход  $\lambda_J = \Phi_0/(2\pi\mu_0 d' j_c)^{-1/2}$ , приведенных в таблице. Согласно оценкам [43], искажения магнитного потока, обусловленные доменами, усредняются на масштабе  $\lambda_J$  и не проявляются в критическом токе при  $d_{dom} \ll \lambda_J$ . Тем не менее не исключено, что вызванные доменами неоднородности намагниченности LSMO-пленки могут приводить к дополнительной модуляции зависимости  $I_c(H)$ . Однако из данных на рис. 5b видно, что осцилляции  $I_c(H)$  не обусловлены доменной структурой, так как для этого эффективная площадь проникновения магнитного поля  $S_{eff} = d_{dom} d'$  должна соответствовать существенно большим периодам осцилляции критического тока от магнитного поля, чем значения  $\Delta H_{FFT}$  на рисунке. Наличие компонент фурье-разложения с дробными периодами  $\Delta H_{FFT}$  указывает, скорее, на отклонение ТФЗ от синусоидальной [17], чем на влияние доменной структуры.

Существенно также, что максимальные значения критического тока наблюдаются при ненулевых магнитных полях (рис. 5a). При нулевом магнитном поле связь между пленками SRO и LSMO антиферромагнитная, что показано измерениями намагниченности образцов YBCO/SRO/LSMO/Au на СКВИД-магнитометре [19]. При увеличении поля происходит изменение угла между направлениями намагниченности материалов прослойки и критический ток увеличивается [13]. При полях насыщения LSMO (200–300 Э) намагниченность LSMO направлена вдоль внешнего магнитного поля и не изменяется при больших магнитных полях. Следовательно, поведение  $I_c(H)$  при полях более 1 кЭ определяется уже изменением намагниченности SRO-прослойки.

### 3.4. СВЧ-динамика мезаструктур

Исследование высокочастотной динамики ступенек Шапиро, возникающих на ВАХ при воздействии



**Рис. 6.** а) Семейство ВАХ мезаструктуры № 3 при воздействии электромагнитного излучения частотой 41 ГГц;  $a = I_{RF}/I_c$ . б) Зависимости амплитуд критического тока (■), первой ступени Шапиро (▲) мезаструктуры № 7 под воздействием СВЧ-излучения частотой 3 ГГц при  $T = 4.2$  К;  $H = 133$  Э,  $x = I_{RF}/I_c\omega$

СВЧ-облучения, показывает отсутствие непосредственного контакта (закороток) между сверхпроводниками, поскольку наблюдаются осцилляции ступеней Шапиро в зависимости от СВЧ-мощности, а их амплитуды согласуются с моделью резистивно-шунтированного джозефсоновского перехода [29]. Отсутствие закороток обеспечивается достаточно большими значениями толщины прослоек, при которых шероховатость слоев много меньше толщины пленок LSMO и SRO.

Более точное сравнение экспериментальных зависимостей ступеней Шапиро с расчетными по модифицированной резистивной модели [29] позволяет определить ТФЗ мезаструктур. Измерение ТФЗ проводилось в нулевом магнитном поле, а также при охлаждении мезаструктур в постоянном магнитном поле (100–200 Э), параллельном плоскости подложки. Семейство ВАХ, полученное под воздействием СВЧ-облучения на частоте 41 ГГц, показано на рис. 6а. Поскольку нормированная частота СВЧ-воздействия  $f_e$  значительно превышала характерную частоту мезаструктур  $f_e \gg f_c = (2e/h)I_cR_N$ , влиянием емкости мезаструктур можно было пренебречь (параметр Маккамбера  $\beta_c = (2\pi/\Phi_0)I_cR_N^2C \ll 1$ ). При таких условиях появление дробной ступени Шапиро на ВАХ (определенность дифференцированием ВАХ, представленных на рис. 6а) однозначно указывает на несинусоидальность ток-фазовой зависимости [29]. Отношение амплитуды второй гармоники ТФЗ к первой гармонике  $q = I_{c2}/I_{c1}$  определялось из численной аппроксимации зависимостей амплитуд критического тока и ступенек Шапиро от

нормированного СВЧ-тока (рис. 6б). Из-за влияния второй гармоники ТФЗ критический ток и первая ступень Шапиро имеют ненулевые локальные минимумы (см. рис. 6б). Поскольку предполагалось, что  $I_{c1} \approx I_c$  (что имеет место при малых  $q < 1$ ), значения  $q$ , определяемые таким методом, получаются несколько заниженными. Согласно теоретической работе [13], при возбуждении спин-триплетных корреляций в асимметричной ферромагнитной прослойке вторая гармоника доминирует в ТФЗ, возрастая с увеличением углов разориентации намагниченностей слоев прослойки, достигая максимума при углах близких к  $\pi/2$ . Согласно измерениям на СКВИД-магнитометре, при малых полях наблюдается антиферромагнитная упорядоченность намагниченностей слоев LSMO и SRO в плоскости подложки. Следовательно, в отсутствие внешнего поля намагниченности ферромагнитных слоев антипараллельны и согласно работе [13] критический ток минимален. Это действительно наблюдается на зависимости  $I_c(H)$  (рис. 5а). Для ферромагнетика LSMO с одноосной магнитной анизотропией угол направления намагниченности по отношению к направлению внешнего магнитного поля определяется величиной магнитного поля и при полях больше полей насыщения (200–300 Э) намагниченность LSMO-слоя направлена вдоль поля. Следовательно, уже в малых полях должен наблюдаться рост второй гармоники ТФЗ. Однако в СВЧ-эксперименте на пяти мезаструктурах мы не наблюдали увеличения доли второй гармоники при приложении магнитного поля 20–50 Э, а максимальное значение составило  $q = 0.5$ . Огра-

нижение роста амплитуды второй гармоники ТФЗ может объясняться неоднородностью обменного поля в ферромагнитных слоях из-за доменной структуры [42], а также диффузным рассеянием с переворотом спина [14], обусловленным неидеальностью границ между сверхпроводниками и ферромагнетиками в мезаструктуре. Отметим, что возникновение второй гармоники ТФЗ в джозефсоновском контакте между *s*-волновым и *d*-волновым сверхпроводниками может быть обусловлено преимущественно *d*-волной симметрией конденсатной волновой функции YBCO в плоскости *ab* [29]. Однако в *c*-направлении YBCO критический ток определяется *s*-компонентой сверхпроводящего параметра порядка [29]. В наших *c*-ориентированных мезаструктурах *s*-компоненты YBCO мала, что проявляется в малых значениях критической частоты  $f_c$  по сравнению со структурами без прослойки [29]. Заметим, что в *c*-направлении сверхпроводящих контактов с *d*-вольной симметрией, соединенных ферромагнетиком с доменной стенкой, возникает именно *s*-компоненты ТСК [41]. Однако вопрос влияния доменной структуры ферромагнетиков на соотношение гармоник ТФЗ джозефсоновского тока с ТСК в контактах S/F<sub>L</sub>/F<sub>R</sub>/S пока остается открытым.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что критический ток сверхпроводящих мезаструктур с асимметричной композитной магнитной прослойкой LSMO/SRO немонотонно зависит от толщин манганина  $d_{LSMO}$  и рутената  $d_{SRO}$ . Сверхпроводящий ток наблюдается при суммарной толщине прослойки до 50 нм, в частности, при условиях, когда  $d_{LSMO} \gg \xi_F^{LSMO}$ . Максимальное значение плотности критического тока наблюдается при значениях толщины прослойки, близких к длинам когерентности. Несмотря на малую прозрачность границ сверхпроводников с ферромагнетиками, наблюдаемый эффект Джозефсона объясняется возникновением ТСК. Сложная магнитополевая зависимость критического тока мезаструктур определяется влиянием нескольких факторов. В полях меньших поля насыщения ферромагнитной пленки LSMO фурье-анализ магнитополевых зависимостей позволяет выделить компоненты, соответствующие дробным значениям основного периода осцилляций  $I_c(H)$ , обусловленных отклонением ТФЗ от синусоидальной. Это подтверждается СВЧ-измерениями зависимостей высот ступеней Шапиро от мощности

облучения: обнаружена значительная величина второй гармоники ТФЗ — до 50 % от первой. Другим фактором, влияющим на модуляцию магнитополевой зависимости, является возникновение доменов, однако механизм влияния доменов на магнитополевую зависимость критического тока пока остается неясным.

Работа выполнена при финансовой поддержке ОФН РАН, гранта Президента России (НШ-4871.2014.2), РФФИ (проекты №№ 14-07-00258а, 14-07-93105) и в рамках программы Висби Шведского института. Изображение с просвечивающего электронного микроскопа получено с привлечением оборудования центра коллективного пользования в области нанотехнологии (ЦКП МФТИ). Авторы выражают благодарность И. В. Борисенко, Д. Винклеру, А. Ф. Волкову, В. В. Демидову, А. В. Зайцеву, Л. Мустафе, А. М. Петржику за помощь в проведении экспериментальных исследований и полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86**, 4096 (2001).
2. A. Kadigrobov, R. I. Shekter, and M. Jonson, Europhys. Lett. **54**, 394 (2001).
3. J. W. A. Robinson, J. D. S. Witt, and M. G. Blamire, Science **329**, 59 (2010).
4. M. S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth, M. Porcu, and J. Aarts, Phys. Rev. B **82**, 100501 (2010).
5. J. Wang, M. Singh, M. Tian, N. Kumar, B. Liu, C. Shi, J. K. Jain, N. Samarth, T. E. Mallouk, and M. H. W. Chan, Nat. Phys. **6**, 389 (2010).
6. M. Houzet and A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **76**, 060504 (2007).
7. A. F. Volkov and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **81**, 144522 (2010).
8. M. A. Khasawneh, T. S. Khaire, C. Klose, W. P. Pratt Jr., and N. O. Birge, Supercond. Sci. Technol. **24**, 024005 (2011).
9. C. Klose, T. S. Khaire, Y. Wang, W. P. Pratt, Jr., N. O. Birge, B. J. McMorran, T. P. Ginley, J. A. Borchers, B. J. Kirby, B. B. Maranville, and J. Unguris, Phys. Rev. Lett. **108**, 127002 (2012).
10. P. V. Leksin, N. N. Garifyanov, I. A. Garifullin, Ya. V. Fominov, J. Schumann, Y. Krupskaya, V. Kataev, O. G. Schmidt, and B. Büchner, Phys. Rev. Lett. **109**, 057005 (2012).

11. V. I. Zdravkov, J. Kehrle, G. Obermeier, D. Lenk, H.-A. Krug von Nidda, C. Müller, M. Yu. Kupriyanov, A. S. Sidorenko, S. Horn, R. Tidecks, and L. R. Tagirov, Phys. Rev. B **87**, 144507 (2013).
12. L. Trifunovic, Z. Popović, and Z. Radović, Phys. Rev. B **84**, 064511 (2011).
13. C. Richard, M. Houzet, and J. S. Meyer, Phys. Rev. Lett. **110**, 217004 (2013).
14. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbo, Phys. Rev. B **78**, 104509 (2008).
15. L. Trifunovic, Phys. Rev. Lett. **107**, 047001 (2011).
16. M. Knežević, L. Trifunovic, and Z. Radović, Phys. Rev. B **85**, 094517 (2012).
17. A. Pal, Z. H. Barber, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, Nature Comm. **5**, 3340 (2014).
18. Г. А. Овсянников, А. Е. Шейерман, А. В. Шадрин, Ю. В. Кислинский, К. И. Константинян, А. Карабухов, Письма в ЖЭТФ **97**, 165 (2013).
19. Yu. N. Khaydukov, G. A. Ovsyannikov, A. E. Sheyerman, K. Y. Constantinian, L. Mustafa, T. Keller, M. A. Uribe-Laverde, Yu. V. Kislinskii, A. V. Shadrin, A. Kalabukhov, B. Keimer, and D. Winkler, Phys. Rev. B **90**, 035130 (2014).
20. S. Yunoki, A. Moreo, E. Dagotto, S. Okamoto, and S. S. Kancharla, Phys. Rev. B **76**, 064532 (2007).
21. C. Visani, Z. Sefrioui, J. Tornos et al., Nature Phys. **2318**, 1 (2012).
22. T. Hu, H. Xiao, C. Visani, Z. Sefrioui, J. Santamaría, and C. C. Almasan, Phys. Rev. B **80**, 060506R (2009).
23. Y. Kalcheim, T. Kirzhner, G. Koren, and O. Millo, Phys. Rev. B **83**, 064510 (2011).
24. T. Golod, A. Rydh, V. M. Krasnov, I. Marozau, M. A. Uribe-Laverde, D. K. Satapathy, Th. Wagner, and C. Bernhard, Phys. Rev. B **87**, 134520 (2013).
25. M. van Zalk, A. Brinkman, J. Aarts, and H. Hilgenkamp, Phys. Rev. B **82**, 134513 (2010).
26. А. М. Петржик, Г. А. Овсянников, А. В. Шадрин, К. И. Константинян, А. В. Зайцев, В. В. Демидов, Ю. В. Кислинский, ЖЭТФ **139**, 1 (2011).
27. B. F. Woodfield, M. L. Wilson, and J. M. Byers, Phys. Rev. Lett. **78**, 3201 (1997).
28. I. Asulin, O. Yuli, G. Koren, and O. Millo, Phys. Rev. B **79**, 174524 (2009).
29. P. 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. B **78**, 024501 (2008).
30. L. Mieville, D. Worledge, T. H. Geballe, R. Contreras, and K. Char, Appl. Phys. Lett. **73**, 1736 (1998).
31. A. Y. Borisevich, A. R. Lupini, J. He, E. A. Eliseev, A. N. Morozovska, G. S. Svechnikov, P. Yu, Y.-H. Chu, R. Ramesh, S. T. Pantelides, S. V. Kalinin, and S. J. Pennycook, Phys. Rev. B **86**, 140102(R) (2012).
32. M. Ziese, I. Vrejoiu, E. Pippel, P. Esquinazi, D. Hesse, C. Etz, J. Henk, A. Ernst, I. V. Maznichenko, W. Hergert, and I. Mertig, Phys. Rev. Lett. **104**, 167203 (2010).
33. M. Ziese, F. Bern, A. Setzer, E. Pippel, D. H. Hesse, and I. Vrejoiu, Europ. Phys. J. B **86**, 42100 (2013).
34. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, З. Г. Иванов, ФТТ **43**, 769 (2000).
35. J. L. Cohn, J. J. Neumeier, C. P. Popoviciu, K. J. McClellan, and Th. Leventouri, Phys. Rev. B **56**, R8495 (1997).
36. P. Kostic, Y. Okada, N. C. Collins, Z. Schlesinger, J. W. Reiner, L. Klein, A. Kapitulnik, T. H. Geballe, and M. R. Beasley, Phys. Rev. Lett. **81**, 2498 (1998).
37. Ю. В. Кислинский, К. И. Константинян, Г. А. Овсянников, Ф. В. Комиссинский, И. В. Борисенко, А. В. Шадрин, ЖЭТФ **133**, 914 (2008).
38. В. В. Больгинов, В. С. Столяров, Д. С. Собанин, А. Л. Карпович, В. В. Рязанов, Письма в ЖЭТФ **95**, 408 (2012).
39. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применение*, Мир, Москва (1984).
40. G. Wild, C. Probst, A. Marx, and R. Gross, Eur. Phys. J. B **78**, 509 (2010).
41. A. F. Volkov and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **102**, 077002 (2009).
42. Ya. V. Fominov, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **75**, 104509 (2007).
43. A. I. Buzdin, A. S. Mel'nikov, and N. G. Pugach, Phys. Rev. B **83**, 144515 (2011).
44. R. Desfeux, S. Bailleul, A. Da Costa, W. Prellier, and A. M. Haghiri-Gosnet, Appl. Phys. Lett. **78**, 3681 (2001).
45. J. Dho, Y. N. Kim, Y. S. Hwang, J. C. Kim, and N. H. Hur, Appl. Phys. Lett. **82**, 1434 (2003).
46. M. S. Anwar, F. Czeschka, M. Hesselberth, M. Porcu, and J. Aarts, Phys. Rev. B **82**, 100501 (2010).