

DOI: 10.17725/rensit.2021.13.471

Гибридные сверхпроводящие гетероструктуры с магнитными прослойками

¹Константиян К.И., ¹Овсянников Г.А., ^{1,2}Шадрин А.В., ¹Кислинский Ю.В.,
¹Петржик А.М., ³Калабухов А.С.

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, <http://www.cplire.ru/>
Москва 125009, Российская Федерация

²Московский физико-технический институт, <https://mipt.ru/>
Долгопрудный 141701, Московская область, Российская Федерация

³Chalmers University of Technology, <https://www.chalmers.se/>
SE-412 96 Göteborg, Sweden

E-mail: karen@hitech.cplire.ru, gena@hitech.cplire.ru, anton_sb@hitech.cplire.ru, yulii@hitech.cplire.ru, petrzhik@hitech.cplire.ru, alexei.kalaboukhor@chalmers.se

Поступила 20.10.2021, рецензирована 27.10.2021, принята 08.11.2021

Представлена действительным членом РАЕН В.В. Колесовым

Аннотация: Исследован электронный транспорт в оксидных сверхпроводящих гетероструктурах с эпитаксиально выращенными магнитными тонкоплёночными прослойками, в которых взаимодействие сверхпроводящих корреляций и магнитного упорядочения реализуется из-за сверхпроводящего и магнитного эффектов близости. Гибридные гетероструктуры в виде тонкоплёночных меза-гетероструктур состояли из купратного сверхпроводника (S), магнитной (M) прослойки из ферромагнитного манганита или антиферромагнитного купрата и верхнего электрода из металлического сверхпроводника (ниобия). При замене купратного антиферромагнитного материала на магнитную прослойку сверхпроводящий ток подавлялся, хотя тонкая магнитная плёнка была в несколько раз тоньше (до 5 nm), а температура снижена до 0.3 К. При низких температурах на зависимости дифференциального сопротивления от напряжения в гетероструктурах с прослойками из манганита были зарегистрированы особенности, возникновение которых обусловлено появлением мини-щелевых низкоэнергетических состояний.

Ключевые слова: сверхпроводниковые гетероструктуры, тонкие плёнки, манганиты, купраты, дифференциальная проводимость, обменная энергия

PACS: 74.45.+c, 74.72.-h, 75.47.Lx, 73.63.-b

Благодарности: Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-15-2021-990). Авторы благодарны М.А. Тарасову за полезные замечания.

Для цитирования: Константиян К.И., Овсянников Г.А., Шадрин А.В., Кислинский Ю.В., Петржик А.М., Калабухов А.С. Гибридные сверхпроводящие гетероструктуры с магнитными прослойками.

РЭНСИТ: Радиозлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2021, 13(4):471-478. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.471.

Hybrid superconducting heterostructures with magnetic interlayers

Karen Y. Constantinian, Gennady A. Ovsyannikov, Yulii V. Kisliniski, Andrey M. Petrzhik
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS, <http://www.cplire.ru/>
Moscow 125009, Russian Federation

E-mail: karen@hitech.cplire.ru, gena@hitech.cplire.ru, yulii@hitech.cplire.ru, petrzhik@hitech.cplire.ru

Anton V. Shadrin

Moscow Institute of Physics and Technology, <https://mipt.ru/>

Dolgoprudny 141701, Moscow Region, Russian Federation

E-mail: anton_sb@bitech.cplire.ru

Alexei S. Kalaboukhov

Chalmers University of Technology, <https://www.chalmers.se/>

SE-412 96 Göteborg, Sweden

E-mail: alexei.kalaboukhov@chalmers.se

Received Oktober 20, 2021, peer-reviewed Oktober 27, 2021, accepted November 08, 2021

Abstract: Electron transport processes in oxide superconducting heterostructures with epitaxially grown magnetic thin-film interlayers, in which the interaction of superconducting correlations and magnetic ordering occurs due to superconducting and magnetic proximity effects, have been studied experimentally. Hybrid mesa-heterostructures were prepared from thin-film bottom cuprate superconductor (S), magnetic (M) interlayer made of manganite or an antiferromagnetic cuprate, and the upper electrode made from an ordinary superconductor. When the cuprate antiferromagnetic material was replaced by a ferromagnetic manganite interlayer, the superconducting current was suppressed, although the thin magnetic film was several times thinner, 5 nm, and the temperature was lowered to 0.3 K. At low temperatures dependences of differential resistance vs. voltage for mesa-heterostructures with manganite interlayer featured mini-gap low-energy states.

Keywords: superconducting heterostructures, thin films, manganites, cuprates, differential conductivity, exchange energy

PACS: 74.45.+c, 74.72.-h, 75.47.Lx, 73.63.-b

Acknowledgments: This work was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Agreement No. 075-15-2021-990).

For citation: Karen Y. Constantinian, Gennady A. Ovsyannikov, Anton V. Shadrin, Yulii V. Kislinski, Andrey M. Petrzhik, Alexei S. Kalaboukhov. Hybrid superconducting heterostructures with magnetic interlayers. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information technologies*, 2021, 13(4)471-478. DOI: 10.17725/rensit.2021.13.471.

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ (472)

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕЗА-ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ (473)

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ (474)

3.1. УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МГС С ПРОСЛОЙКАМИ ИЗ МАНГАНИТА (474)

3.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ МГС С АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

$\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x}\text{CuO}_2$ (476)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ (477)

ЛИТЕРАТУРА (478)

1. ВВЕДЕНИЕ

Сосуществование сверхпроводящего и магнитного упорядочения приводит к необычному поведению сверхпроводящего парного потенциала. Так, в ферромагнетике

(F), контактирующем со сверхпроводником (S), было теоретически предсказано осцилляционное поведение парного потенциала [1,2] и, как следствие, возникновение π -состояния в S/F/S структурах, предсказанное в работе [3] и экспериментально подтверждённое на сверхпроводящих структурах из ниобия с медно-никелевой прослойкой [4]. Интерес к S/F/S структурам вызван возможностью получения несинусоидальной ток-фазовой зависимости, π -контактов, систем со свойствами спинового клапана, электронного транспорта со спин-триплетными сверхпроводящими корреляциями с ненулевой проекцией спина, дальнедействующему эффекту близости и ряду других эффектов.

Физическим механизмам, необходимым для разработки S/F/S структур с металлическими F-прослойками было

посвящено большое число работ (см., например, обзоры [5,6]). Не менее интересным является и случай S/AF границы, образованной между сверхпроводником и антиферромагнетиком (AF) [7-9]. Однако создание структур на основе металлических слоёв с S , F и AF -свойствами столкнулось с технологическими проблемами, решение которых стало связываться с разработкой и развитием технологии получения гетероструктур с эпитаксиально выращенными границами между тонкими плёнками из оксидных материалов с требуемыми функциональными свойствами.

Отметим, что при использовании в F/S структурах поликристаллических плёнок нивелируется влияние кристаллической структуры контактирующих материалов и в силу этого не могут наблюдаться ряд интересных эффектов. Например, в переходах с AF -прослойкой отсутствовал аномально сильный эффект близости, который проявляется в магнитной слоистой структуре при AF -упорядочении прослойки [7,8].

Ряд специфических свойств манганитов [10] и антиферромагнитных купратов обуславливает особый интерес к гетероструктурам с эпитаксиально выращенными прослойками из магнитоактивных материалов, характеризующихся аналогичной кристаллической структурой и кристаллографическими параметрами. Как показали исследования [11,12], тонкоплёночные границы манганит/сверхпроводящий купрат $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3/YBa_2Cu_3O_x$ (LCMO/YBCO) или $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3/YBa_2Cu_3O_x$ (LSMO/YBCO) могут быть изготовлены атомно-гладкими, свободными от дефектов. Химическая диффузия элементов границы отсутствовала в пределах экспериментальной ошибки, а измерения [13] показали миграцию ионов марганца в пределах 1 nm.

Высокая степень поляризации манганитов указывает на то, что сверхпроводниковые структуры, содержащие манганитные прослойки с ферромагнитным упорядочением, а также антиферромагнитные оксиды, являются весьма интересными для исследования спин-зависимого электронного транспорта и эффектов близости в многослойных гетероструктурах.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований гибридных $S/M/S_d$ многослойных меза-гетероструктур (МГС) $Nb/Au/M/YBa_2Cu_3O_x$, в которых в качестве S сверхпроводника с s -симметрией параметра порядка использовалась двухслойка Nb/Au , а в качестве S_d сверхпроводника - эпитаксиальная плёнка из купрата $YBa_2Cu_3O_x$ (YBCO) с доминирующим параметром порядка с d -волновой симметрией. Магнитоактивная прослойка (M) изготавливалась из манганитной плёнки с оптимальным допированием $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ либо из недопированной манганитной плёнки $LaMnO_3$. Под оптимальным допированием понимается такой уровень допирования, при котором температура Кюри максимальна.

Результаты резистивных измерений МГС с манганитными прослойками при низких температурах $T = 2$ К, 1 К и 0.3 К будут сравниваться с расчётными зависимостями, полученными в работе [14], учитывающими влияние энергии обменного взаимодействия b . Другим материалом M -прослойки, рассмотренном в работе, будет купратный антиферромагнетик $Ca_xSr_{1-x}CuO_2$ с уровнем допирования $x = 0.5$ (CSCO).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕЗА-ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

Сверхпроводящая купратная плёнка YBCO с критической температурой $T_c = 88-89$ К изготавливалась методом лазерной абляции при температуре 700-800°C и давлении 0.3 mbar на подложке (110)NdGaO₃(NGO). Тонкая $d_M = 5...20$ nm плёнка M -прослойки

из манганита эпитаксиально выращивалась в той же вакуумной камере при высокой температуре, а затем покрывалась тонким (20-30 nm) слоем золота (Au) после охлаждения до комнатной температуры. Последующий слой ниобия (Nb) напылялся методом магнетронного распыления. Защитная плёнка Au использовалась для уменьшения диффузии кислорода из оксидов. Эффект близости между сверхпроводящей (Nb) и металлической (Au) плёнками давал критическую температуру бислоя $T_C' = 8.5 \dots 9$ К, близкую к критической температуре плёнки Nb (9.2 К). М-прослойка из тонкой плёнки манганита LCMO при температурах $T < 100$ К обладает свойствами ферромагнитного металла, а при использовании сверхтонкой плёнки манганита LaMnO_3 М-прослойка при низких T должна обладать свойствами антиферромагнетика [10,13], однако уже при толщинах, превосходящих толщину возникновения закороток ($d_M > 1$ nm) становится ферромагнетиком.

Топология меза-гетероструктур формировалась методами фотолитографии, плазмо-химического и ионного-лучевого травлений [15]. Защитный слой материала изолятора SiO_2 был нанесен методом высокочастотного магнетронного распыления, а затем формировалась планарная геометрия в форме квадрата, определяющая площадь МГС $A = 10 \times 10 \mu\text{m}^2 - 50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Для сравнения аналогичная процедура изготовления была использована для структур без М-прослойки [16]. Чтобы избежать появления точечных отверстий (закороток для электрического тока), осаждаемые плёнки М были толще шероховатости поверхности слоя YBCO. Прямое осаждение Nb поверх плёнки YBCO приводит к образованию границы раздела Nb/YBCO с высоким сопротивлением из-за окисления плёнки Nb. Таким образом, если слой Au локально повреждён из-за конечной шероховатости поверхности границы

раздела M/S_d, тогда непосредственно там же образуется оксид ниобия, что предотвращает образование пор.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МГС С ПРОСЛОЙКАМИ ИЗ МАНГАНИТА

Температурные зависимости удельного сопротивления ρ эпитаксиальных пленок LMO и LCMO, осаждённых на подложку NGO, были исследованы [15] для учёта их вклада в удельное сопротивление МГС. Заметим, что сопротивление плёнки LMO значительно выше сопротивления легированных ферромагнитных плёнок манганита, в частности, LCMO. Увеличение сопротивления с понижением температуры указывает на неметаллическую проводимость.

Детальный анализ температурной зависимости показывает, что на зависимости $\rho(T)$, характерной для моттовских изоляторов, можно выделить две компоненты, которые описываются выражением $\rho \propto \exp(T_0/T)^{1/4}$ с различной характеристической температурой $T_0 = 34 \cdot 10^6$ К при $T > T_{\text{CU}}$ и $T_0 = 4 \cdot 10^6$ К при $T < T_{\text{CU}}$, где T_{CU} - температура фазового перехода Кюри. Разницу в параметрах T_0 ниже и выше T_{CU} можно описать с помощью поляронной модели прыжковой проводимости при высокой температуре [16], для которой зависимость $\rho = \alpha \exp(T_0^*/T)^{1/4}$, где T_0^* - температура активации, а параметр α зависит от концентрации носителей заряда и протяженности прыжка.

Сопротивление МГС образуется из суммы сопротивлений $R = R_{\text{YBCO}} + R_{\text{M/Y}} + R'_M + R_b + R_{\text{Nb/Au}} + R_{\text{Nb}} + R_{\text{Au}}$, где R_{YBCO} сопротивление электрода YBCO, $R_{\text{M/Y}}$ - сопротивление интерфейса M/YBCO, R'_M - сопротивление М-прослойки, R_b - сопротивление барьера Au/M, а сопротивления R_{Nb} и R_{Au} относятся к Nb электроду и плёнке Au, соответственно. Обычно вкладом от сопротивления тонкой плёнки Au можно пренебречь [16].

При температурах $T > T_c$ выше сверхпроводящей критической температуры плёнки YBCO ($T_c = 70\div 80$ К) температурная зависимость сопротивления $R(T)$ МГС аналогична поведению автономной плёнки YBCO. МГС с M -прослойками из манганитных плёнок не имели сверхпроводящего критического тока, хотя толщина d_M была уменьшена до 5 нм. Сопротивление LSMO прослойки в МГС, рассчитанное по удельному сопротивлению автономной плёнки, оказалось много выше полного сопротивления МГС. Следовательно, наблюдается значительное снижение удельного сопротивления M -прослойки в МГС.

Принимая расчётное максимальное сопротивление границы раздела между Lu и манганитом и предполагая, что вклад сопротивления M -слоя невелик, обнаруживаем, что определяющим фактором в величине сопротивления МГС является вклад сопротивления границы раздела манганит/YBCO. На **Рис. 1** показано семейство зависимостей характерного сопротивления $R_{NA}(V)$ для МГС с прослойкой LMO толщиной $d_M = 6$ нм и размером $L = 20$ мкм, измеренной при температурах $T = 17.8$ К, 25.9 К, 30.2 К и 39.3 К, что выше критической температуры плёнки Nb. Видна асимметрия

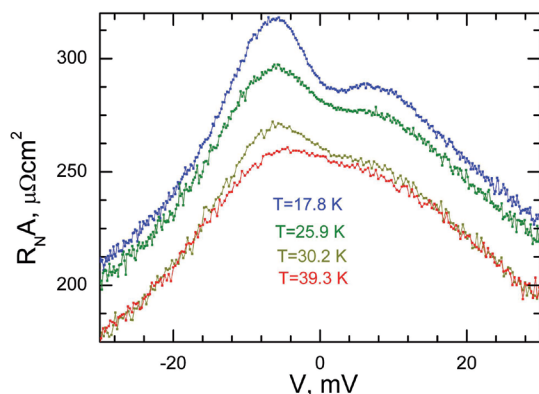


Рис. 1. Семейство зависимостей характерного сопротивления $R_{NA}(V)$ для МГС с прослойкой LMO толщиной $d_M = 6$ нм и $L = 20$ мкм, измеренной при температурах $T = 17.8$ К, 25.9 К, 30.2 К и 39.3 К, что выше критической температуры плёнки Nb.

относительно $V = 0$ со сдвигом максимума примерно на 10 мВ, объясняемая влиянием ферромагнетизма LMO на туннельные характеристики МГС [17].

Несмотря на значительное превышение удельного сопротивления отдельной плёнки LMO по сравнению с LSMO при понижении температуры сопротивление МГС с LMO прослойкой значительно ниже расчетного вклада R'_M . При дальнейшем понижении температуры до $T = 6$ К, что уже ниже температуры перехода плёнки Nb в сверхпроводящее состояние, особенность с минимумом сопротивления при $V = 0$ проявлялась чётче. Однако вопрос – связано ли это с появлением сверхпроводящего тока оставался открытым.

Измерения при более низких температурах приведены на **Рис. 2**, где представлены зависимости $R_{NA}(V)$ для

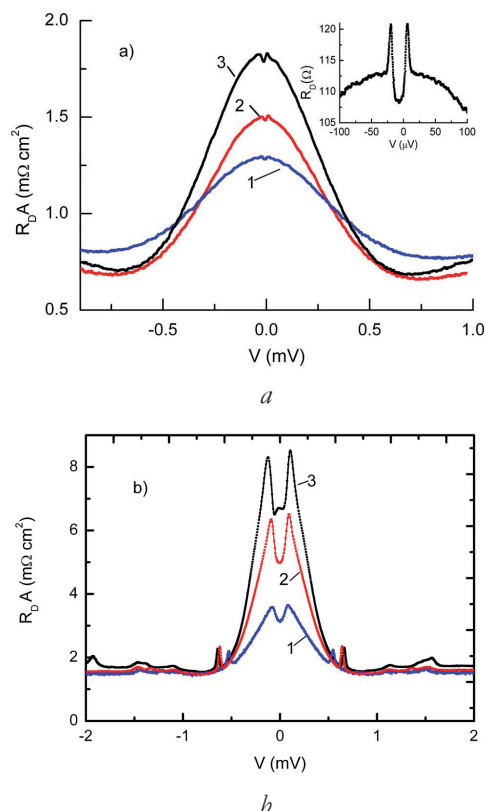


Рис. 2. Семейство зависимостей $R_{NA}(V)$ при температурах $T = 2$ К, 1 К и 0.3 К для (а) МГС с LMO прослойкой $d_M = 6$ нм, на вставке показан участок зависимости при $T = 0.3$ К в более подробном масштабе; (б) МГС с LSMO прослойкой с толщиной $d_M = 20$ нм.

МГС, снятые при $T < 4.2$ К. При низких температурах вклад M -прослойки от ЛСМО в сопротивление МГС невелик из-за перехода металл-изолятор плёнки ЛСМО. В ЛМО плёнке, напротив, как уже отмечалось выше, наблюдается рост сопротивления R'_M с понижением температуры, однако вклад $R_{M/Y}$ оказывается значительно больше, так как прозрачность границ раздела ЛСМО/YBCO и ЛМО/YBCO меньше, чем для Au/ЛСМО или Au/ЛМО.

Итак, мы имеем дело со структурами с двумя непрозрачными барьерами, которые могут сильно подавить сверхпроводящий ток (или критический ток I_C), пропорционально квадрату прозрачности D^2 . На отсутствие сверхпроводящего тока указывает зависимость $R_D(V)$, приведенная на вставке на Рис. 2а. Видно, что даже при $T = 0.3$ К имеет место рост сопротивления при $V = 0$, при этом низкоэнергетические подщелевые особенности на зависимости $R_D(V)$ отчётливо регистрируются.

Проследить за влиянием обменного взаимодействия можно по значениям отношения нормированной проводимости σ_0/σ_N , где σ_0 снимается при $V = 0$, а σ_N соответствует проводимости МГС в нормальном состоянии. На Рис. 3

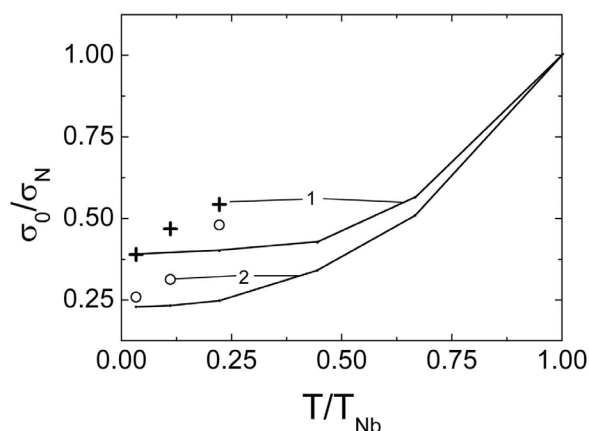


Рис. 3. Температурная зависимость нормированной проводимости σ_0/σ_N при $V = 0$ для мезо-структур с прослойками ЛМО (1) и ЛСМО (2). Эксперимент: крестики (ЛМО), светлые кружки (ЛСМО), теоретические кривые соответствуют обменной энергии $h = 0.1$ (1) и $h = 1$ (2).

приведены температурные зависимости экспериментальных значений σ_0/σ_N , взятые из данных на Рис. 2 и расчетные [14] зависимости для значений обменного взаимодействия $h = 0.1$ и $h = 1$ при фиксированных значениях всех остальных параметров моделирования. Из Рис. 3 следует, что ферромагнетизм в ЛМО прослойке значительно слабее, чем в ЛСМО.

3.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ МГС С АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

$Ca_xSr_{1-x}CuO_2$

Замена ферромагнитной прослойки на антиферромагнитную проявлялась в возникновении сверхпроводящего тока. На Рис. 4 представлена температурная зависимость сопротивления трёх МГС с M прослойкой из $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$ (CSCO) для различных толщин прослойки $d_M = 80, 50$ и 20 nm. На этом же рисунке на вставке показан сверхпроводящий переход для МГС с $d_M = 20$ nm.

Сверхпроводящий ток I_C наблюдался при $T = 4.2$ К для МГС с прослойкой толщиной до $d_M = 50$ nm, обнаруживаемый по пику дифференциальной проводимости на зависимости $\sigma_D(V)$ при $V = 0$. В отличие от манганитных прослоек,

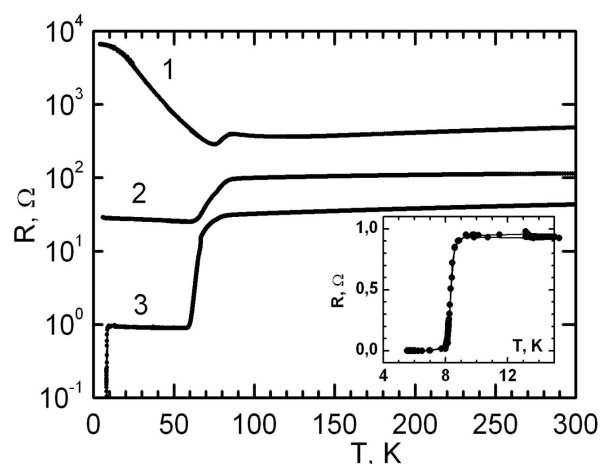


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления трёх МГС с CSCO. Кривая (1) – $d_M = 80$ nm, (2) – $d_M = 50$ nm, (3) – $d_M = 20$ nm. На вставке – переход в сверхпроводящее состояние МГС (3).

характеризуемых ненулевой энергией обменного взаимодействия $b > 0$ в случае антиферромагнитной (AF) прослойки основной вклад в уменьшении сверхпроводящего тока исходит из прозрачности барьеров Au/CSCO и YBCO/CSCO. При этом считаем, что выполняется условие по толщине барьера, как в случае S/N/S контактов, когда I_C экспоненциально спадает с отношением d_N/ξ_N (ξ_N – длина когерентности в прослойке из нормального металла).

Таким образом, МГС можно рассматривать как структуры $S_d/M/S$, где S_d – электрод YBCO с доминирующим d -волновым параметром порядка, S – сверхпроводящий Nb/Au бислой (из-за сильного эффекта близости в тонкой плёнке Au толщиной $d_{Au} < l$, меньшей длины свободного пробега l).

На Рис. 5 приведена модель YBCO/CSCO/Au/Nb МГС, в которой антиферромагнитная прослойка представлена в виде нормального металла с антиферромагнитным упорядочением N(AF), а барьер CSCO/Au с прозрачностью $D < 1$ является изолятором толщиной d_0 и диэлектрической проницаемостью ϵ .

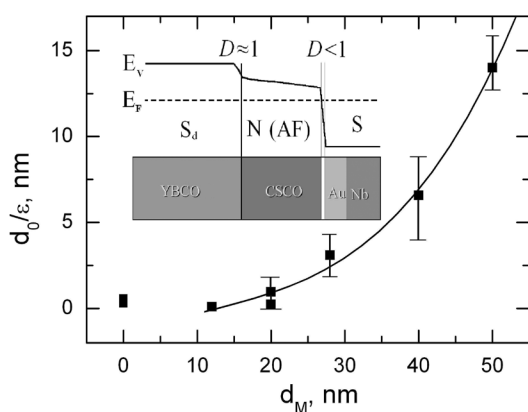


Рис. 5. Зависимость параметра барьера d_0/ϵ от толщины прослойки CSCO d_M . На вставке показана зонная диаграмма для гибридной меза-гетероструктуры YBCO/CSCO/Au/Nb с различной прозрачностью границ раздела D . Энергия E_V обозначает валентную зону, а уровень E_F энергии Ферми показан штриховой линией.

Барьерный слой обозначен белым зазором между плёнками CSCO и Au, в котором происходит резкое изменение уровня энергии E_V , характеризующей валентную зону. Как видно из Рис. 5 параметр d_0/ϵ экспоненциально растёт с толщиной d_M , рассчитанный из ёмкости $C = A\epsilon/4\pi d_0$ МГС, оценка которой проводилась по гистерезисным вольт-амперным характеристикам, наблюдаемым в эксперименте.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследованы гибридные планарные меза-гетероструктуры с тремя типами оксидной барьерной прослойки, эпитаксиально выращенными поверх купратного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_x$, а в качестве верхнего сверхпроводящего электрода использовалась двуслойка Au/Nb.

В случае барьерной прослойки из ферромагнитного манганита $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ или $LaMnO_3$ обменное взаимодействие препятствовало протеканию сверхпроводящего тока даже при охлаждении меза-гетероструктур до температуры $T = 0.3$ К и уменьшении толщины прослойки до $d_M = 6$ nm – значения, гарантирующего отсутствие закороток.

В случае прослойки из антиферромагнитного купрата $Ca_{0.5}Sr_{0.5}CuO_2$ сверхпроводящий ток обнаруживался при $T = 4.2$ К и увеличении толщины прослойки до $d_M = 50$ nm. При низких температурах $T < 4.2$ К на зависимости дифференциального сопротивления от напряжения в меза-гетероструктурах с прослойками из манганита были зарегистрированы особенности, возникновение которых может быть обусловлено появлением подщелевых низкоэнергетических состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fulde P and Ferrell RA. Superconductivity in a strong spin-exchange field. *Phys.Rev.*, 1964, 135:A550-A563.
2. Larkin AI and Ovchinnikov YN. Inhomogeneous state of superconductors. *Sov.Phys.JETP*, 1965, 20:762-769.
3. Bulaevskii LN, Kuzii VV and Sobyanin AA. Superconducting system with weak coupling with a current in the ground state. *JETP Lett.*, 1977, 25:290-294.
4. Ryazanov VV, Oboznov VA, Rusanov AYU, Veretennikov AV, Golubov AA and Aarts J. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: Evidence for a π -junction. *Phys.Rev.Lett.*, 2001, 86:2427-2430.
5. Buzdin AI. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *Rev.Mod.Phys.*, 2005, 77(3):935-976.
6. Bergeret FS, Volkov AF, Efetov KB. Odd triplet superconductivity and related phenomena in superconductor-ferromagnet structures. *Rev.Mod.Phys.*, 2005, 77(4):1321-1373.
7. Gor'kov L, Kresin V. Giant magnetic effects and oscillations in antiferromagnetic Josephson weak links. *Appl.Phys.Lett.*, 2001, 78(23):3657-3659.
8. Zaitsev AV. Peculiarities of the proximity effect in superconductor-multilayered ferromagnet structures with collinear magnetizations in ferromagnetic layers. *JETP Lett.*, 2009, 90(6):475-479.
9. Zaitsev AV, Ovsyannikov GA, Constantinian KY, Kislinskii YV, Shadrin AV, Borisenko IV and Komissinskiy PV. Superconducting current in hybrid structures with an antiferromagnetic interlayer. *JETP*, 2010, 110(2):336-344.
10. Dorr K. Ferromagnetic manganites: spin-polarized conduction versus competing interactions. *J.Phys.D: Appl. Phys.* 2006, 39:R125-R150.
11. Pena V, Sefrioui Z, Arias D, Leon C, Santamaria J, Varela M, Pennycook SJ and Martinez JL. Coupling of superconductors through a half-metallic ferromagnet: Evidence for a long-range proximity effect. *Phys.Rev.B*, 2004, 69(22):224502.
12. Moran O, Bacab E, Perez FA, Depression of the superconducting critical temperature and finite-size scaling relation in YBa₂Cu₃O_{7- δ} /La₂/3Ca₁/3MnO₃ bilayers. *Microelectronics Journal*, 2008, 39(3-4):556-559.
13. Salamon MB, Jaime M. The physics of manganites: Structure and transport. *Rev.Mod.Phys.*, 2001, 73(3):583-628.
14. Petrzhik AM, Ovsyannikov GA, Shadrin AV, Konstantinyan KI, Zaitsev AV, Demidov VV, and Kislinskii YuV. Electron Transport in Hybrid Superconductor Heterostructures with Manganite Interlayers. *JETP*, 2011, 12(6):1042-1050.
15. Ovsyannikov GA, Constantinian KY, Kislinskii YuV, Shadrin AV, Zaitsev AV, Petrzhik AM, Demidov VV, Borisenko IV, Kalabukhov AV, and Winkler D. Proximity effect and electron transport in oxide hybrid heterostructures with superconducting/magnetic interfaces. *Supercond. Sci. Technol.*, 2011, 24(5):055012.
16. Komissinskiy PV, Ovsyannikov GA, Constantinian KY, Kislinskii YV, Borisenko IV, Soloviev II, Kornev VK, Goldobin E and Winkler D. High-frequency dynamics of hybrid oxide Josephson heterostructures. *Phys.Rev.B*, 2008, 78(2):024501.
17. Ovsyannikov GA, Kislinskii YuV, Constantinian KY, Shadrin AV, Demidov VV, and Petrzhik AM. Spin-Filter Tunneling in Superconducting Mesa Structures with a Ferromagnetic Manganite Interlayer. *JETP*, 2017, 124(4):628-634.

Константинян Карен Иванович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
karen@hitech.cplire.ru

Овсянников Геннадий Александрович

д.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
gena@hitech.cplire.ru

Шадрин Антон Викторович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
anton_sh@hitech.cplire.ru

Кислинский Юлий Вячеславович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
yulii@hitech.cplire.ru

Петржик Андрей Михайлович

к.ф.-м.н.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
11/7, ул. Моховая, Москва 125090, Россия
petrzhik@hitech.cplire.ru

Калабухов Алексей Сергеевич

доктор наук, профессор

Chalmers University of Technology
SE-412 96 Göteborg, Sweden
alexei.kalaboukhov@chalmers.se