

СПИНОВАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ В СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МЕЗАСТРУКТУРАХ С ФЕРРОМАГНИТНОЙ ТУННЕЛЬНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ ИЗ МАНГАНИТА

Г. А. Овсянников*, Ю. В. Кислинский, К. И. Константибян,

А. В. Шадрин, В. В. Демидов, А. М. Петржик

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

Поступила в редакцию 29 августа 2016 г.

Изучены токовый транспорт и магнетизм в эпитаксиальных гибридных сверхпроводниковых мезоструктурах из купратного сверхпроводника и сверхпроводящего ниобия с прослойкой из манганита LaMnO_3 (LMO). С помощью магнитного резонанса экспериментально показано, что намагниченность, параметры магнитной анизотропии и температура перехода в ферромагнитное состояние прослойки структур аналогичны случаю автономной пленки LMO, выращенной на подложке из галлата неодима. Оценка высоты барьера, полученная из зависимости характерного сопротивления мезоструктур от толщины прослойки, показала изменение высоты барьера с толщиной в пределах 5–30 мВ. Температурные зависимости проводимости мезоструктуры в области между критическими температурами сверхпроводников описываются теорией, учитывающей d -волновой характер сверхпроводимости одного из электродов и спиновую фильтрацию носителей, протекающих через туннельную прослойку. Спиновая фильтрация подтверждается туннельным магнитосопротивлением и высокой чувствительностью мезоструктур к слабому внешнему магнитному полю в интервале напряжений, не превышающих щель ниобия.

DOI: 10.7868/S0044451017040137

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма является одним из актуальных направлений исследований в физике твердого тела, привлекающим к себе в последнее время повышенный интерес. Эта проблема изучалась как для магнитных сверхпроводников, так и для гибридных структур, содержащих сверхпроводники (S) и ферромагнитные материалы (F) [1–3]. Туннельные переходы сверхпроводников с прослойкой из ферромагнитного изолятора (S/FI/S) представляют также значительный интерес для практических применений в спинтронных устройствах из-за возможности реализации π -перехода [4] и их необычной фазовой динамики [4–6]. Туннельный ток, протекающий через магнитную прослойку между двумя немагнитными электродами, оказывается спин-поляризованным вследствие расщепления зоны между состояниями

со спином вверх и вниз на величину, пропорциональную обменной энергии ферромагнитной прослойки E_{ex} . Такая фильтрация спинов носителей вызывается экспоненциальной зависимостью вероятности туннелирования от высоты барьера [7, 8]. Магнитный барьер может вызывать перемешивание спинов из-за разности фаз электронов со спинами вверх и вниз [9] и тем самым оказывать значительное влияние на характеристики электронного транспорта в гетероструктуре. На параметры гетероструктур с магнитным барьером существенное влияние оказывают механические напряжения пленок и процессы электронной перестройки на границах [10].

В настоящей работе исследуются гибридные структуры, содержащие сверхпроводящий купрат $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (YBCO) и манганит LaMnO_3 (LMO), которые имеют хорошую химическую и кристаллическую совместимость. Известно, что эпитаксиальная граница между тонкопленочными слоями манганит/купратный сверхпроводник, $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (LCMO/YBCO), является практически свободной от дефектов. Химическая диффузия элементов отсутствовала

* E-mail: gena@hitech.cplire.ru

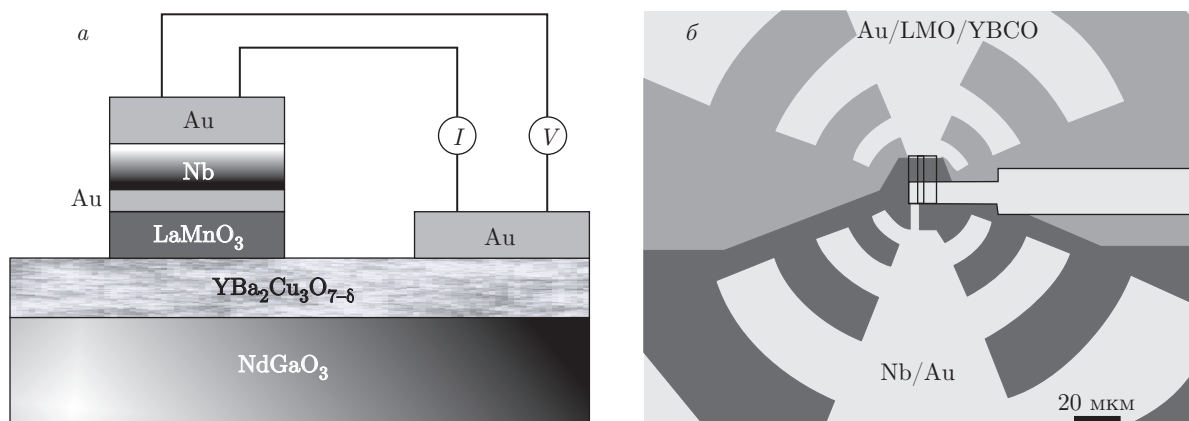


Рис. 1. *a*) Поперечное сечение мезоструктуры, схема задания тока (I) и измерения напряжения (V) в ней, *б*) фото центральной части мезоструктуры с широкополосной логопериодической антенной и дополнительным отводом для задания тока в мезоструктуре

на границе в пределах экспериментальной ошибки [11–14], а измерения [15] показали только лишь миграцию ионов марганца в пределах 1 нм. Эти свойства границ манганит–купрат были использованы нами в [16] для получения гетероструктур с манганитной прослойкой, в том числе и для мезоструктур с LMO. Вторым сверхпроводником был выбран ниобий (Nb), который в сочетании с пленкой золота (Au) обеспечивает хороший контакт с манганитом.

Полностью оксидные гетероструктуры с прослойкой из LMO (YBCO/LMO/YBCO) исследовались в работе [17], где основное внимание было уделено токовому транспорту при высоких напряжениях $V \sim 1$ В. Хотя в работе [17] указывается на возможность спиновой фильтрации в таких гетероструктурах, экспериментальные данные, свидетельствующие об этом эффекте, приведены не были. Отметим, что в работе [17] отсутствовал критический ток в гетероструктуре. В работе [18], так же как в [17], было показано, что прослойка из LMO-гетероструктур в большинстве используемых режимов роста является ферромагнитной. Кроме того, из-за экспоненциальной зависимости роста сопротивления прослойки с температурой ВАХ структур хорошо описываются механизмом туннельной проводимости. В недавней работе [19] был подтвержден потенциал манганитных ферромагнитных изоляторов для спиновой фильтрации. Показано, что тонкие эпитаксиальные пленки $\text{Sm}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$, используемые в качестве прослойки в гетероструктурах, позволяют получать до 75% поляризации протекающего тока при температуре 5 К. В работах [18, 19] исследовалось туннелирование между нор-

мальными металлическими пленками, а сверхпроводящие слои в них не рассматривались.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ

Сверхпроводящая пленка YBCO гетероструктуры LMO/YBCO изготавливалась методом лазерной абляции при температуре 700–800 °С на подложке (110)NdGaO₃ (NGO). Тонкая $d_M = 5\text{--}20$ нм пленка из манганита LMO эпитаксиально выращивалась *in situ* в той же вакуумной камере при высокой температуре и после охлаждения до комнатной температуры закрывалась тонким (20–30 нм) слоем золота. Последующий слой ниобия напылялся методом магнетронного распыления. Пленка золота использовалась для уменьшения диффузии кислорода из манганита в ниобий. Эффект близости между пленками Nb и Au обеспечивал критическую температуру бислоя $T_c^* = 8.5\text{--}9$ К, близкую к критической температуре пленки Nb (9.2 К). Критическая температура пленки YBCO составляла $T_c = 88\text{--}89$ К. Пленка из манганита LMO при низких температурах должна обладать свойствами изолятора и антиферромагнетика [20–22]. В итоге образуется гетероструктура с двумя сверхпроводящими электродами, между которыми находится слой изолятора LMO.

Формирование геометрии мезоструктур микронных размеров проводилось методами фотолитографии, плазмо-химического и ионного-лучевого травлений [23, 24]. Мезоструктура в плане представляла собой квадрат с линейными размерами $L = 10\text{--}50$ мкм. На рис. 1*a* схематически показано поперечное сечение мезоструктуры, а также схема за-

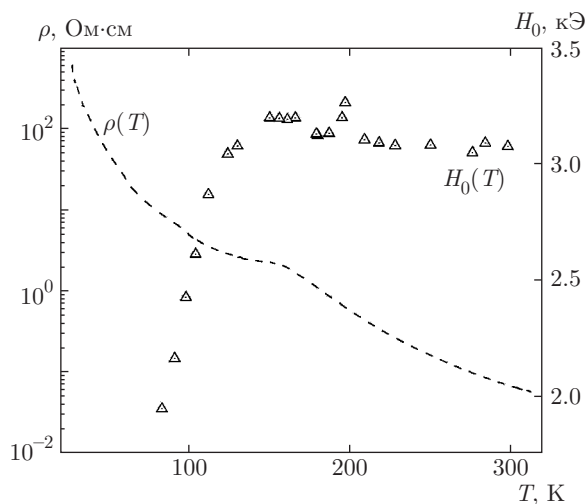


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления автономной LMO-пленки $\rho(T)$ — штриховая линия. Температурная зависимость магнитного поля магнитного резонанса H_0 для LMO-пленки (показана треугольниками)

дания тока и регистрации напряжения. На рис. 1б приведено фото центральной части мезаструктуры.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Тонкие пленки LMO

На рис. 2 представлена температурная зависимость удельного сопротивления ρ автономной эпитаксиальной пленки LMO, напыленной на подложку (110)NGO, в диапазоне температур 4–300 К (штриховая линия). Отметим, что ρ пленки LMO при низкой температуре на несколько порядков превышает сопротивления допированных манганитных пленок, в частности, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Нарастание сопротивления с уменьшением температуры свидетельствует о неметаллической зависимости проводимости. Детальный анализ температурной зависимости показывает, что существуют два участка, типичных для моттовского изолятора $\rho \propto \exp(T_0/T)^{1/4}$ с разными значениями характерной температуры $T_0 = 34 \cdot 10^6$ К при $T > T_C$ и $T_0 = 4 \cdot 10^6$ К при $T < T_C$, где T_C — температура Кюри. Различие T_0 ниже и выше T_C вполне может соответствовать поляронной прыжковой модели при высоких температурах [15, 19, 25], согласно которой температурная зависимость имеет вид $\rho = AT \exp(T_0^*/T)$, где T_0^* — температура активации, а постоянная A определяется концентрацией поляронов и длиной прыжка.

Магнитные свойства автономных манганитных пленок и гетероструктур определялись из спектров

магнито/ферромагнитного резонанса (ФМР) при регистрации на частоте 3-сантиметрового диапазона [26]. При этом внешнее магнитное поле во всех экспериментах лежало в плоскости пленки (так называемая параллельная ориентация). При возникновении ферромагнитного упорядочения величина резонансного поля (H_0) в параллельной ориентации уменьшается, что и наблюдается на рис. 2. Полученные из этих данных значения температуры Кюри $T_C \approx 150$ К несколько отличались от результатов измерений магнитной восприимчивости монокристаллических образцов и существенно зависели от кристаллического качества пленок, напряженности и стехиометрии по кислороду [26, 27]. Эти значения T_C оказались близки к температуре перегиба на температурной зависимости сопротивления LMO-пленок (см. рис. 2). Кроме того, оценка намагниченности LMO, полученная из величины резонансного поля при $T < 100$ К, дает значение около $2\mu_B/\text{Mn}$. Для получения более точных значений необходимо знать величины полей магнитной анизотропии, которые мы получали из угловых зависимостей спектров ФМР для гетероструктур.

Известно, что причиной возникновения ферромагнетизма в манганитах является возникновение двойного обмена между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} [22]. Для манганитов с малым уровнем допирования ответственным за появление антиферромагнитной фазы является сверхобменное взаимодействие. Важную роль во взаимодействии ионов Mn^{3+} играет янтеллеровское искажение [28–30], в результате чего ферромагнитная фаза наблюдается даже в стехиометрическом LaMnO_3 при малом изменении состава по кислороду.

Экспериментально определенные величины энергии обменного взаимодействия E_{ex} , полученные из нейтронных измерений кристаллов LMO [31, 32], указывают на невысокие значения амплитуд $E_{ex} \sim 1$ мэВ и анизотропии по направлениям ab и c кристаллической решетки LMO из-за наличия как двойного обмена, так и сверхобменного взаимодействия. Величина магнитной поляризации исследованных пленок LMO, оцененная из площади линии ФМР, близка к поляризации пленки из магнитного полуметалла $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, которая равна 100 % при низкой температуре [33, 34].

3.2. Проводимость мезаструктур с прослойкой из LMO

Были изготовлены и измерены более десятка мезаструктур. Параметры типичных мезаструктур представлены в таблице.

Таблица. Толщина, площадь и сопротивление мезаструктур при 4.2 К

N	d_M , нм	A , мкм ²	R , Ом	RA , мкОм·см ²
1	6	360	66	238
2	6	140	164	230
3	8.5	680	44	300
4	8.5	360	86	310
5	17	1600	125	2300
6	17	400	258	1032

Примечание: d_M — толщина прослойки, A — площадь мезаструктуры, R — сопротивление мезаструктуры при $T = 4.2$ К

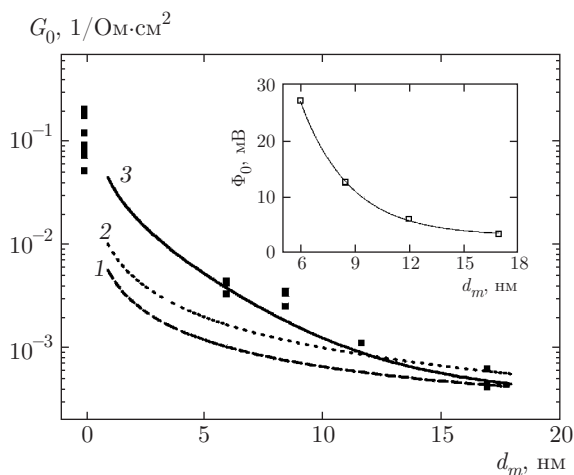


Рис. 3. Зависимость характерной проводимости $G_0 = 1/(RA)$ при $T = 4.2$ К от толщины LMO-прослойки — квадраты. Штриховая линия 1 представляет собой зависимость (1) при $\Phi_0 = 3$ мВ, кривая 2 — проводимость прослойки LMO, сплошная линия 3 — зависимость, рассчитанная по формуле (1) с учетом изменения высоты барьера с толщиной, показанной на вставке к рисунку

На рис. 3 представлена зависимость характерной проводимости $G_0 = 1/(RA)$ от толщины LMO-прослойки (d_M) при низкой температуре (здесь R — сопротивление и A — площадь мезаструктуры). При удельном сопротивлении пленки LMO $\rho_M = 10^3$ Ом·см для $T < 10$ К (рис. 2) аддитивный вклад в сопротивление мезаструктуры RA (A — площадь мезаструктуры) от LMO-прослойки составляет $\rho_M d_M = 1.7 \cdot 10^3$ мкОм·см² при $d_M = 17$ нм. В эксперименте для мезаструктуры с той же толщи-

ной прослойки d_M имеем $RA = 2.3 \cdot 10^3$ мкОм·см². Следовательно, при больших толщинах прослойки сопротивление мезаструктуры определяется сопротивлением прослойки.

При меньших значениях толщины прослойки необходимо учитывать протекание туннельного тока через прослойку. Используя известную модель для протекания туннельного тока [35, 36] в контактах двух металлов, получаем для проводимости мезаструктуры G_0 при малых напряжениях и прямоугольном барьере

$$G_0 = \left(\frac{e}{h}\right)^2 \left(\frac{2me\Phi_0}{d_M^2}\right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{2d_M}{h} \sqrt{2me\Phi_0}\right), \quad (1)$$

где d_M — толщина барьера, в нашем случае определяемая толщиной прослойки LMO, Φ_0 — средняя высота барьера, e — заряд электрона и h — постоянная Планка. Штриховая линия на рис. 3 представляет зависимость (1) при $\Phi_0 = 3$ мВ, пунктирная — проводимость прослойки LMO без учета дополнительного вклада от границ YBCO/LMO и LMO/Au. Сплошной линией показана зависимость (1) с учетом изменения высоты барьера с толщиной. Это изменение показано на вставке к рис. 3. Зависимость $\Phi_0(d_M)$ получена по формуле (1) из экспериментальных значений G_0 для различных d_M . Отметим, что полученные из подгонки экспериментальных данных высоты барьеров не превышают значение 30 мВ, что существенно меньше высот барьера для прослоек из Al₂O₃, MgO и других традиционных изоляторов.

На рис. 3 видно, что при большой толщине барьера $d_M = 17$ нм проводимость мезаструктуры определяется проводимостью прослойки, а влияние барьера незначительно. С уменьшением толщины d_M , напротив, вклад от туннельного барьера становится определяющим и экспериментальные значения G_0 существенно выше величин, расчетных по проводимости прослойки. Отметим, что в структурах без прослойки (квадраты при $d_M = 0$) высота барьера между Au и YBCO существенно выше случая LMO и YBCO.

Температурная зависимость сопротивления мезаструктуры N6 представлена на рис. 4. При высоких температурах, $T > 150$ К, $R(T)$ в основном определяется температурной зависимостью сопротивления YBCO-электрода. Падение сопротивления мезаструктуры вблизи T_c вызвано сверхпроводимостью YBCO, а вблизи T_c^* — сверхпроводимостью электрода из Nb/Au. Искажение линейного уменьшения

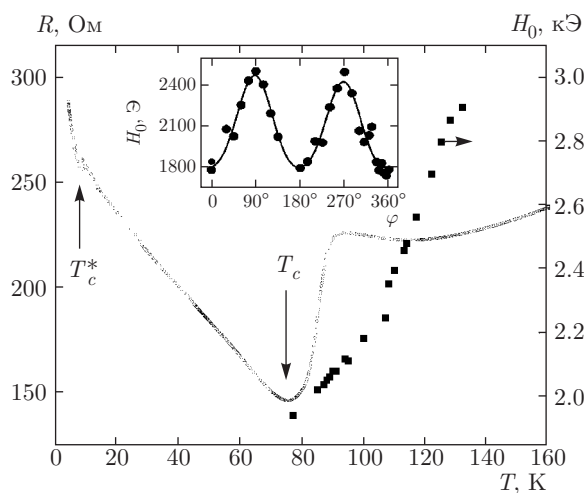


Рис. 4. Температурная зависимость сопротивления мезаструктуры N6 площадью 400 мкм² и толщиной LMO-прослойки $d_M = 17$ нм. Критическая температура сверхпроводящего перехода YBCO $T_c = 78$ К, бислоя Nb–Au $T_c = 8.7$ К. Квадраты — температурная зависимость поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры Nb–Au/LMOYBCO с толщиной прослойки $d_M = 16$ нм. На вставке показана угловая зависимость резонансного поля в параллельной ориентации при $T = 115$ К для гетероструктуры Au/LMO/YBCO. Сплошная линия получена при следующих параметрах магнитной анизотропии: намагниченность $M_0 = 1.75\mu_B/\text{Mn}$ и поле одноосной магнитной анизотропии $H_s = 375$ Э

$R(T)$ в области температур $T \leq T_c$ вызвано экспоненциальным ростом сопротивления прослойки с уменьшением температуры (см. рис. 2). В диапазоне толщин прослойки $d_M = 5\text{--}20$ нм уменьшение сопротивления мезаструктуры до нуля не наблюдалось, т. е. в структуре отсутствует сверхпроводящий ток, в то время как для $d_M = 0$ наблюдается заметный критический ток [22]. На рис. 4 квадратами показана температурная зависимость поля ферромагнитного резонанса гетероструктуры Au/LMO/YBCO (H_0) с толщиной прослойки $d_M = 16$ нм в параллельной ориентации. Уменьшение H_0 с температурой свидетельствует о переходе в ферромагнитное состояние прослойки. Зависимость H_0 от угла магнитного поля указывает на наличие магнитной анизотропии в прослойке (см. вставку к рис. 4). Для приведенного примера $T = 115$ К величина намагниченности $M_0 = 1.75\mu_B/\text{Mn}$, а поле одноосной магнитной анизотропии равно 375 Э. Эти параметры являются типичными для манганитов.

При $T < T_c^*$ полученные мезаструктуры можно рассматривать как S/FI/ S_d -структуры, в которых роль магнитного барьера FI выполняет прослойка

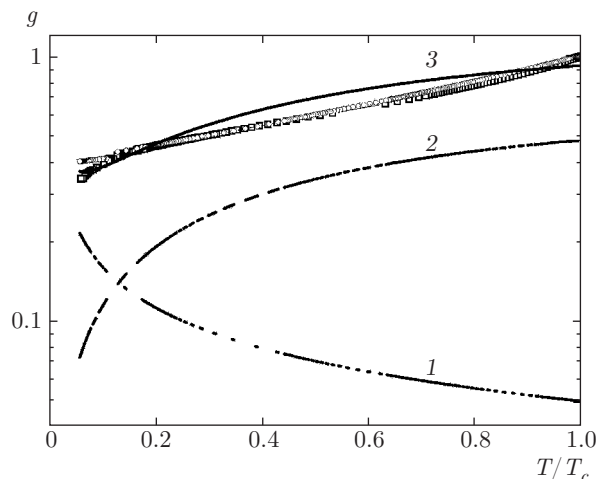


Рис. 5. Нормированные на проводимость при $T = T_c$ температурные зависимости проводимости мезаструктур N3 и N5 — соответственно темные квадраты и кружки. Точками 1 показана зависимость (3), штриховой линией 2 — зависимость (2), а сплошной линией (3) показана их сумма с коэффициентами, обеспечивающими наилучшее согласие с экспериментом

из LMO, а бислоем Nb–Au является сверхпроводником с s -симметрией параметра порядка, в отличие от сверхпроводника YBCO (S_d), у которого доминирующий вклад в параметр порядка имеет d -симметрию.

В области более высоких температур $T_c^* < T < T_c$ мезаструктуру можно представить как структуру N/FI/ S_d , поскольку бислоем Nb–Au находится в нормальном состоянии. В случае сверхпроводника с s -волновой симметрией параметра порядка при температурах много меньших критической лишь небольшое число квазичастиц находится выше щели. При $T = 0$ практически нет возбужденных квазичастиц над щелью и ток в структуре N/I/S (I — изолятор) отсутствует вплоть до напряжений Δ/e . В результате при температурах ниже критической мы имеем экспоненциальную зависимость проводимости гетероструктуры от температуры $G \propto \exp(-\Delta/T)$.

Для сверхпроводника с d -волновой симметрией, как показали расчеты [37], квазичастичный ток в гетероструктуре N/I/ S_d не мал при напряжениях меньше щели $V \ll \Delta/e$, а нормированная температурная зависимость проводимости при малых напряжениях имеет вид

$$g_S = (kT/e\Delta_d) \ln(e\Delta_d/kT), \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана. На рис. 5 показаны нормированные температурные зависимости проводимости двух мезаструктур N3 и N5 с толщина-

ми прослойки 17 и 8 нм. При построении графиков учтен вклад от подводящих электродов из Nb. Там же приведена температурная зависимость (2) для $e\Delta_d/kT_c = 5$. Видно, что ход экспериментальной зависимости проводимости мезоструктур уменьшается с уменьшением T в соответствии с формулой (2). Однако при низких температурах ($T < T_c$) теория [34] предсказывает более быстрое падение g_S (см. кривую 2).

При наличии ферромагнетизма в прослойке высота барьера различается для электронов со спином вверх и вниз на величину E_{ex} : $\Phi_{\uparrow,\downarrow} = \Phi_0 \pm E_{ex}/2$. Из-за экспоненциальной зависимости туннельного тока от высоты барьера [35, 38] наблюдается сильное различие токов с разным направлением спинов [39].

Расчеты влияния спиновой поляризации на проводимость структуры N/FI/S с ферромагнитной туннельной прослойкой, проведенные с использованием туннельного гамильтониана и функции Грина [40], показали, что проводимость структуры при малых напряжениях определяется эффективностью спиновой фильтрации прослойки

$$P_b = (T_{\uparrow}^2 - T_{\downarrow}^2)/(T_{\uparrow}^2 + T_{\downarrow}^2),$$

где $T_{\uparrow(\downarrow)}$ — вероятности протекания туннельного тока для спинов вверх (вниз). В работе [40] для нормированного значения проводимости гетероструктуры при нулевом напряжении на мезоструктуре получено соотношение

$$g_M(T) = (3.4/16)\chi_T \sqrt{1 - P_b^2} \sqrt{\hbar D/2kT}, \quad (3)$$

где $D = v_f l/3$ — коэффициент диффузии, $\chi_T = \rho_S/RA$, ρ_S — удельное сопротивление сверхпроводника. Поскольку в нашем эксперименте P_b может только расти, начиная от температуры Кюри ферромагнитной ЛМО-прослойки, вклад в проводимость мезоструктуры из-за спиновой фильтрации должен увеличиваться при $T < T_c \approx 130$ К. При низких температурах увеличение g , обратно пропорциональное T , следует из (3) [40]. В результате можно предположить, что совместное влияние d -волновой сверхпроводимости, уменьшающей проводимость мезоструктуры (см. (2)) и спиновой фильтрации, увеличивающей проводимость (см. (3)), дает объяснение экспериментальной зависимости нормированной проводимости мезоструктуры $g(t)$.

3.3. Влияние магнитного поля

Дополнительным подтверждением наличия спиновой поляризации в барьере является исследова-

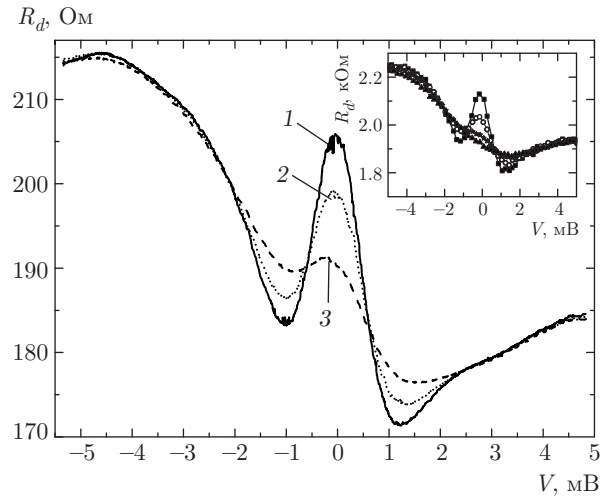


Рис. 6. Семейство зависимостей дифференциального сопротивления $R_d(V)$ от напряжения мезоструктуры N2 площадью 20×20 мкм² при $T = 4.2$ К для внешнего магнитного поля: 1 — $H = 0$, 2 — $H = 263$ Э, 3 — $H = 526$ Э. Магнитное поле направлено параллельно плоскости подложки. На вставке показана зависимость $R_d(V)$ при следующих температурах: 4.2 К (прямоугольники), 5.1 К (кружки), 6.15 К (звездочки), 7.6 К (треугольники)

ние зависимости проводимости мезоструктур от напряжения при воздействии магнитного поля. На рис. 6 представлены зависимости дифференциального сопротивления $R_d(V)$ для мезоструктуры N2. Во-первых, видна заметная асимметрия проводимости при напряжениях $|V| \leq 5$ мВ. Согласно [35] асимметрия проводимости относительно нуля напряжения может быть вызвана трапециевидальной формой туннельного барьера из-за разных работ выхода YBCO и Au. Поскольку, согласно нашим оценкам, высота барьера Φ_0 по порядку величины не превышает 30 мВ (см. вставку к рис. 3), асимметрия на зависимости $R_d(V)$ наблюдается при напряжениях меньше Φ_0 . При напряжении $V > \Phi_0$ наблюдается параболическое возрастание проводимости мезоструктуры в соответствии с расчетами [35].

Во-вторых, при воздействии магнитного поля наблюдается изменение $R_d(V)$ в интервале напряжений¹⁾ $|V| \leq \Delta_{Nb}/e$, которое нельзя связать с зеемановским расщеплением плотности состояний электродов [39]. Это является прямым указанием поляризации туннельного тока [40], так как магнитное поле напрямую влияет на поляризацию, а значит, и на

¹⁾ Связь наблюдаемых на $R_d(V)$ особенностей со щелью пленки ниобия подтверждается величиной напряжения, где такая особенность наблюдается, а также изменением $R_d(V)$ с температурой (см. вставку к рис. 6).

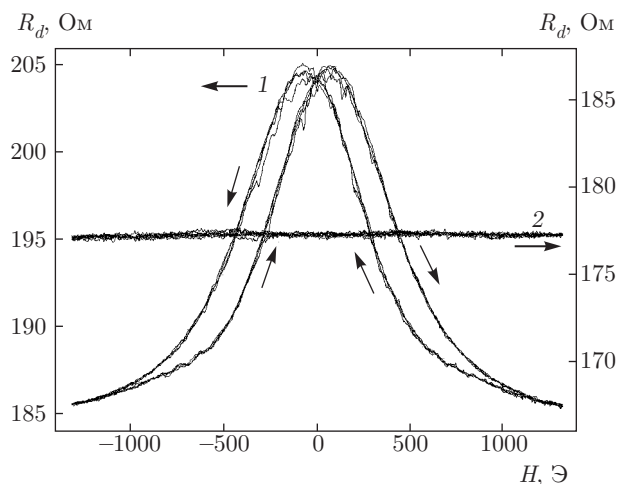


Рис. 7. Магнитосопротивление мезаструктуры N2 площадью $20 \times 20 \text{ мкм}^2$ при $T = 4.2 \text{ К}$ для внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости подложки. Стрелки указывают направление изменения магнитного поля. Семейство кривых (1) получено в отсутствие дополнительного напряжения смещения на мезаструктуре $V = 0$, семейство (2) получено для $V = 10 \text{ мВ}$

туннельную проводимость, обусловленную этой поляризацией. На рис. 6 видно, что при $|V| \geq \Delta_{\text{Nb}}/e$ влияние магнитного поля уменьшается. Ограничение диапазона по напряжению влияния магнитного поля на ВАХ мезаструктуры обычно наблюдается при $|V| \leq \Phi_0$ [38, 39].

На рис. 7 показано магнитосопротивление мезаструктуры N2 для внешнего магнитного поля, направленного параллельно плоскости подложки. Виден гистерезис, характерный для ферромагнитных систем при изменении направления изменения магнитного поля. Величина магнитосопротивления составляет несколько десятков процентов, что типично для структур с манганитами. При увеличении напряжения постоянного смещения до 10 мВ дифференциальное сопротивление мезаструктуры не зависит от величины магнитного поля (кривая 2 на рис. 7).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью ферромагнитного резонанса в эпитаксиальных гибридных сверхпроводниковых мезаструктурах из купратного сверхпроводника и сверхпроводящего ниобия с прослойкой из манганита экспериментально показано, что намагниченность, параметры магнитной анизотропии и температура перехода в ферромагнитное состояние прослойки структур аналогичны случаю

автономной пленки LMO, выращенной на подложке из галлата неодима. Из экспериментальной зависимости характерного сопротивления мезаструктур от толщины прослойки получена высота барьера. Для объяснения экспериментальной температурной зависимости проводимости мезаструктуры в температурной области между критическими температурами сверхпроводников необходимо использовать как теоретическую зависимость, учитывающую d -волновой характер сверхпроводимости одного из электродов, так и спиновую фильтрацию носителей, протекающих через туннельную прослойку. Спиновая фильтрация подтверждается высокой чувствительностью к внешнему магнитному полю и магнитосопротивлением мезаструктуры в области напряжений смещения, не превышающих величину щели ниобиевой пленки.

Авторы благодарны А. С. Васенко, А. Ф. Волкову, А. С. Гришину за помощь и полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 14-07-00258, 14-07-93105, 14-02-00165, 16-37-60069) и в рамках программы по поддержке научных школ (НШ-8168.2016.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
3. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. P'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
4. S. Kawabata and Y. Asano, Low Temp. Phys. **36**, 915 (2010).
5. S. Kawabata, Y. Tanaka, A. A. Golubov, A. S. Vasenko, and Y. Asano, J. Magn. Magn. Mater. **324**, 3467 (2012).
6. M. Fogelstrom, Phys. Rev. **62**, 11812 (2000).
7. R. Meservey and P. M. Tedrow, Phys. Rep. **238**, 173 (1994).
8. T. S. Santos et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 147201 (2008).
9. E. Zhao, T. Löfwander, and J. A. Sauls, Phys. Rev. B **70**, 134510 (2004).
10. X. Renshaw Wang et al., Science **349**, 716 (2015).

11. M. Varela, A. R. Lupini, S. Pennycook et al., *Sol. St. Electr.* **47**, 2245 (2003).
12. V. Pena, C. Visani, J. Garcia-Barriocanal et al., *Phys. Rev. B* **43**, 104513 (2006).
13. O. Moran, E. Bacab, and F. A. Perez, *Microelectr. J.* **39**, 556 (2008).
14. V. Peña, Z. Sefrioui, D. Arias et al., *Phys. Rev. B* **69**, 224502 (2004).
15. M. B. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
16. А. М. Петржик, Г. А. Овсянников, А. В. Шадрин и др., *ЖЭТФ* **139**, 1190 (2011).
17. T. Golod, A. Rydh, V. M. Krasnov et al., *Phys. Rev. B* **7**, 134520 (2013).
18. A. Kleine, Y. Luo, and K. Samwer, *Europhys. Lett.* **76**, 135 (2006).
19. B. Prasad, M. Egilmez, F. Schoofs et al., *Nano Lett.* **14**, 2789 (2014).
20. K. Dorr, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R125 (2006).
21. M. R. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
22. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, *УФН* **171**, 121 (2001).
23. P. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 017004 (2007).
24. P. V. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian et al., *Phys. Rev. B* **78**, 024501 (2008).
25. D. Emin and T. Holstein, *Ann. Phys.* **53**, 439 (1969).
26. V. V. Demidov, G. A. Ovsyannikov, A. M. Petrzhik et al., *J. Appl. Phys.* **113**, 163909 (2013).
27. Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, И. В. Борисенко и др., *ЖЭТФ* **135**, 56 (2009).
28. И. В. Борисенко, М. А. Карпов, Г. А. Овсянников, *Письма в ЖТФ* **39**, 1 (2013).
29. Q. Huang, A. Santoro, J. W. Lynn et al., *Phys. Rev. B* **55**, 14987 (1997).
30. I. M. Fite, R. Szymczak, M. B. Baran et al., *Phys. Rev. B* **68**, 014436 (2003).
31. K. Hirota, N. Kaneko, A. Nishizawa, and Y. Endoh, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 3736 (1996).
32. F. Moussa, M. Hennion, J. Rodriguez-Carvajal et al., *Phys. Rev. B* **54**, 15149 (1996).
33. J.-H. Park, E. Vescovo, H.-J. Kim et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1953 (1998).
34. V. Garcia, M. Bibes, A. Barthelemy et al., *Phys. Rev. B* **69**, 052403 (2004).
35. J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.* **34**, 1793 (1963).
36. C. W. Millier and D. D. Belyea, *J. Appl. Phys.* **105**, 094505 (2009).
37. Yu. S. Barash, A. V. Galaktionov, and A. D. Zaikin, *Phys. Rev. B* **52**, 665 (1995).
38. W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
39. J. S. Moodera, T. S. Santos, and T. Nagahama, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 165202 (2007).
40. F. S. Bergeret, A. Verso, and A. F. Volkov, *Phys. Rev. B* **86**, 214516 (2012).