

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГИБРИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С МАНГАНИТНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ

А. М. Петржиж^{a,*}, Г. А. Овсянников^{a,b}, А. В. Шадрин^{a,b}, К. И. Константиан^a,
А. В. Зайцев^a, В. В. Демидов^a, Ю. В. Кислинский^a

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

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

Поступила в редакцию 7 октября 2010 г.

Исследованы гибридные гетероструктуры, в которых высокотемпературный купратный сверхпроводник ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$) и низкотемпературный бислои (Nb/Au) с критическими температурами соответственно T_c и T_c' разделены тонкой ($d_M = 5\text{--}20$ нм) прослойкой из манганитов LaMnO_3 , $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ либо $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. Измерены резистивные и магнитные свойства автономных (напыленных непосредственно на подложку) манганитных пленок, а также гибридных гетероструктур. С использованием квазиклассических уравнений получены аналитические выражения для проводимости гетероструктур при $T \leq T_c'$ в случае малой прозрачности границы раздела сверхпроводник/манганит. Показано, что проводимость гетероструктур определяется эффектом близости, связанным с проникновением конденсатной волновой функции из бислоя Nb/Au в манганит, и существенно зависит от прозрачности границы раздела. При низких температурах, $T \ll T_c'$, обнаруживаются пики проводимости при напряжениях, определяемых обменным полем M -прослойки, а при $T_c' < T < T_c$ экспериментально наблюдаются особенности проводимости вблизи нулевых напряжений, обусловленные сверхпроводимостью $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ -электрода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из актуальных направлений исследований в физике твердого тела, привлекающим к себе в последнее время повышенный интерес, является проблема взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма. Эта проблема изучалась как для магнитных сверхпроводников, так и для гибридных структур, содержащих сверхпроводники и магнитные материалы [1–3]. Эффект близости в таких гибридных структурах обладает рядом нетривиальных особенностей. Эти особенности приводят, в частности, к немонотонной зависимости критической температуры от толщины F -слоя в многослойных и двуслойных S/F - (сверхпроводник/ферромагнетик) структурах. Также появляется возможность реализации джозефсоновских π -переходов, содержащих магнитный материал в качестве слабой связи [3–5], равно

как и возможность увеличения критического тока, индуцированного обменным полем, в слабых связях, содержащих два и более F -слоев [6–8]. Пространственно-неоднородное распределение обменного поля в ферромагнетике при неколлинеарной его ориентации может приводить к аномальному эффекту близости, определяемому триплетной компонентой конденсатной волновой функции [6]. Аномальный эффект близости может быть связан и с синглетной компонентой конденсатной волновой функции — в таком случае эффект может реализоваться в контактирующей со сверхпроводником многослойной ферромагнитной структуре при антиферромагнитном упорядочении намагниченностей в слоях [9–11].

Отметим, что большая часть исследований F/S -структур проводилась на поликристаллических пленках, в которых нивелируется влияние кристаллической структуры контактирующих материалов и в силу этого не может наблюдаться ряд

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

интересных эффектов. Например, в переходах с антиферромагнитной (АФ) прослойкой отсутствовал аномально большой эффект близости, который проявляется в магнитной слоистой структуре при АФ-упорядочении прослойки [10, 11].

В настоящей работе исследуются гибридные структуры, содержащие сверхпроводящие купраты и манганиты. Ряд специфических свойств манганитов обуславливает особый интерес к гетероструктурам [12–15], содержащим такие магнитные материалы [16, 17]. К этим свойствам следует отнести колоссальное магнитосопротивление, аналогичную купратам кристаллическую структуру и кристаллографические параметры, а также хорошую химическую совместимость с купратами. Как показали исследования [18–22], тонкопленочные границы манганит/купрат ($\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ — LСМО/УВСО) или ($\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ — LСМО/УВСО) являются когерентными, свободными от дефектов. Химическая диффузия элементов границы отсутствовала в пределах экспериментальной ошибки [21]. Однако более точные измерения [17] показали миграцию ионов марганца в пределах 1 нм.

Указанные выше причины, а также высокая степень поляризации манганитов, делают сверхпроводниковые структуры, содержащие эти материалы, интересными для исследования спин-зависимого электронного транспорта и эффекта близости. Действительно, в работах [18, 20] было обнаружено уменьшение температуры сверхпроводящего перехода двухслойных структур LСМО/УВСО при значениях толщины УВСО-пленки менее 10 нм. Причина — диффузия спин-поляризованных носителей. В то же время наблюдалось уменьшение температуры Кюри для значений толщины LСМО-пленки менее 10 нм [18–22]. Исследования гетероструктур с границами манганит/купрат показали большое многообразие электрофизических свойств, которые не были объяснены в рамках известных моделей [23–25].

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований гибридных $S'/M/S_d$ -гетероструктур (ГГС) Nb/Au/M/YBa₂Cu₃O_x, в которых в качестве S' -сверхпроводника с s -симметрией параметра порядка использовалась двухслойная структура Nb/Au, а в качестве S_d -сверхпроводника — эпитаксиальные пленки из YBa₂Cu₃O_x (УВСО) с доминирующим параметром порядка, имеющим d -симметрию. Магнитоактивная прослойка (М) изготавливалась из манганитных пленок с оптимальным допированием $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ или $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, либо из недопированной манганит-

ной пленки LaMnO_3 . Под оптимальным допированием понимается такой уровень допирования, при котором температура Кюри максимальна. Результаты резистивных измерений сравниваются с расчетом, проведенным на основе формул, полученных с использованием квазиклассических уравнений теории сверхпроводимости.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сверхпроводниковая купратная эпитаксиальная пленка УВСО с критической температурой $T_c = 88\text{--}89$ К изготавливалась методом лазерной абляции при температуре $700\text{--}800$ °С на подложке (110)NdGaO₃ (NGO). Тонкая ($d_M = 5\text{--}20$ нм) пленка М-прослойки из манганита эпитаксиально выращивалась в той же вакуумной камере при высокой температуре, а потом закрывалась тонким (20–30 нм) слоем золота (Au) после охлаждения до комнатной температуры. Последующий слой ниобия (Nb) напылялся методом магнетронного распыления. Защитная пленка Au использовалась для уменьшения диффузии кислорода из оксидов. Эффект близости между сверхпроводящей (Nb) и металлической (Au) пленками давал критическую температуру бислоя $T'_c = 8.5\text{--}9$ К, близкую к критической температуре пленки Nb (9.2 К). М-прослойки из тонкой эпитаксиальной пленки оптимально допированного манганита $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ или $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ при температурах $T < 100$ К обладают свойствами ферромагнитных металлов [16, 17]. При использовании пленки недопированного манганита LaMnO_3 М-прослойка при низких температурах должна обладать свойствами антиферромагнетика [16, 17]. Топология структуры формировалась методами фотолитографии, плазмо-химического и ионного-лучевого травлений [26]. ГГС в плане представляла собой квадрат с линейными размерами $L = 10\text{--}50$ мкм. На рис. 1 показаны сечение гетероструктуры, а также схема задания тока и регистрации напряжения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

3.1. Резистивные и магнитные параметры манганитных пленок

Поскольку свойства манганитных пленок часто отличаются от свойств монокристаллов (см., например, [27]), рассмотрим температурные зависимости

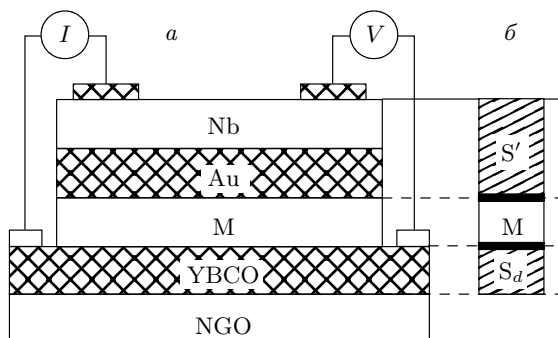


Рис. 1. а) Поперечное сечение, схема задания тока (I) через гетероструктуру и измерения напряжения (V). б) Теоретическая модель гетероструктуры с учетом барьеров (жирные линии), образующихся на границах раздела материалов

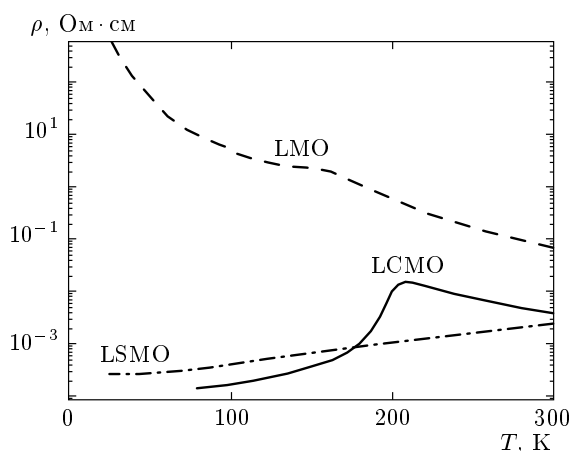


Рис. 2. Температурные зависимости удельных сопротивлений автономных манганитных пленок

сопротивлений $R(T)$ автономных (напыленных непосредственно на подложку) манганитных пленок, из которых были изготовлены прослойки (рис. 2). Изменение типа зависимости сопротивления пленки от температуры отмечает переход изолятор–металл (при $T = T_{MI}$) вблизи температуры Кюри (T_C) этой магнитной пленки. Такой переход наиболее отчетливо виден для LCMO при $T = 210$ К: выше этой температуры наблюдается активационный тип проводимости, ниже — металлический. Для LSMO-пленки T_C выше комнатной и находится вне температурного диапазона измерений, а для LMO-пленки переход металл–изолятор не наблюдается, видно лишь небольшое изменение кривизны зависимости $R(T)$. Удельное сопротивление автономной LMO-пленки при низкой температуре на несколько порядков выше сопротивлений пленок LCMO и LSMO.

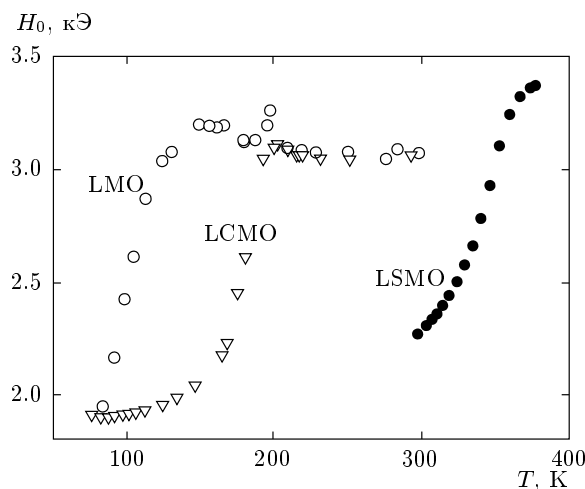


Рис. 3. Температурные зависимости магнитного поля ферромагнитного резонанса H_0 при частоте 9.76 ГГц для трех типов автономных манганитных пленок: LMO — светлые кружки, LCMO — треугольники, LSMO — темные кружки. Температура Кюри T_C определяется по точке перехода от роста поля ФМР, характерного для парамагнитной фазы, к уменьшению $H_0(T)$: $T_C(\text{LMO}) = 150$ К, $T_C(\text{LCMO}) = 200$ К, $T_C(\text{LSMO}) = 370$ К

Температура Кюри автономных манганитных пленок и гетероструктур определялась по температурной зависимости поля ферромагнитного резонанса (ФМР) H_0 для частоты 9.76 ГГц. С уменьшением температуры наблюдается слабый рост ФМР-поля, характерный для парамагнитной фазы, который сменяется резким уменьшением $H_0(T)$ (рис. 3) вблизи температуры Кюри. Полученные значения T_C несколько отличались от результатов измерений восприимчивости монокристаллических образцов и существенно зависели от кристаллического качества пленок, напряженности и стехиометрии по кислороду [27]. Для LCMO и LSMO эти значения T_C оказались близки к температуре перехода металл–изолятор, определенного по температурной зависимости $R(T)$ (см. рис. 2). Несмотря на то что перегиб, характерный для перехода металл–изолятор, в зависимости сопротивления от температуры для пленок LMO отсутствовал, на этих пленках наблюдался переход парамагнетик–ферромагнетик. Температуры T_C , определенные из ФМР, для автономных LMO-пленок составили около 100 К. Известно, что причиной возникновения ферромагнетизма в допированных манганитах является возникновение двойного обмена между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} [28]. Для манганитов с малым уровнем допирования от-

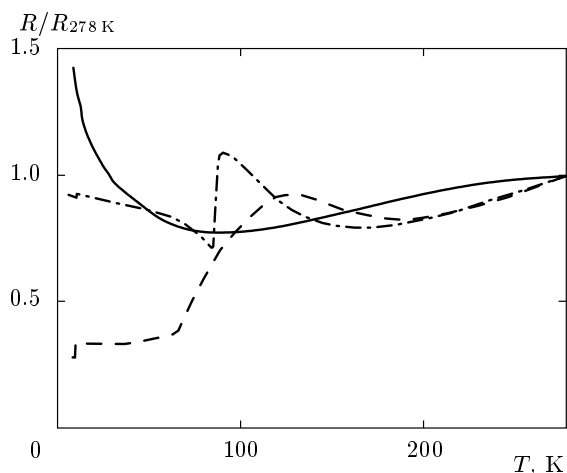


Рис. 4. Температурные зависимости сопротивлений гетероструктур для трех типов М-прослоек: LMO — штрихпунктир, LSMO — пунктир и LSMO — сплошная линия. Локальные максимумы на зависимостях $R(T)$ соответствуют переходу металл-изолятор. Сопротивления нормированы на значение при $T = 278$ К

ответственным за появление ферромагнитной и антиферромагнитной фаз является сверхобменное взаимодействие ионов Mn^{3+} . Важную роль во взаимодействии ионов Mn^{3+} играет ян-теллеровское искажение [29, 30], в результате ферромагнитная фаза наблюдается даже в недопированном $LaMnO_3$ или $LaMnO_{3+\delta}$ при нестехиометрическом составе. Напряженность эпитаксиальных пленок LMO, вызванная подложкой [27], усиливает ферромагнетизм в пленке аналогично влиянию внешнего давления [30].

В гетероструктуре с прослойкой из LSMO наблюдается уменьшение T_C с уменьшением толщины менее 10 нм. В то же время в структурах с прослойкой из LSMO уменьшение T_C наблюдается при существенно меньших толщинах прослойки (менее 2 нм), когда нарушается однородность прослойки.

3.2. Температурные зависимости сопротивления гетероструктур

Температурные зависимости сопротивления ГГС при малых напряжениях для трех типов прослоек представлены на рис. 4. При высоких температурах, $T > 150$ К, $R(T)$ в основном определяется температурной зависимостью сопротивления YBCO-электрода. Небольшое искажение линейного уменьшения $R(T)$ для ГГС с прослойкой из LSMO вызвано большой (более 300 К) температурой Кюри. Падение сопротивления у структуры при

$T \leq T_c$ вызвано сверхпроводимостью YBCO, а при $T \leq T'_c$ — также и сверхпроводимостью электрода из Nb/Au. При этом для прослойки из LSMO переход Nb/Au-электрода в сверхпроводящее состояние не наблюдается. Видно, что вклад манганитной прослойки и границы сверхпроводник-манганит сильно проявляется при температурах вблизи перехода металл-изолятор (T_{MI}), который находится вблизи температуры Кюри. Здесь $R(T)$ и T_{MI} , как и T_C , зависят от химического состава манганитной прослойки. Заметим, что T_{MI} для LSMO-прослойки не намного превышает температуру сверхпроводящего электрода, вследствие чего в окрестности $T = 100$ К наблюдается наиболее резкое изменение зависимости $R(T)$.

Уменьшение температуры T_{MI} с толщиной прослойки отмечено в ряде работ (см., например, [18, 19]) и наблюдалось в нашем эксперименте. Для LSMO-пленок T_C находится при высоких температурах и наряду с пленками YBCO дает вклад в температурную зависимость ГГС-прослойки $R(T)$ при $T > T_c$. При низких температурах для LSMO- и LMO-прослоек, в отличие от LSMO, наблюдается рост $R(T)$ с понижением температуры.

Удельное сопротивление автономной LSMO-пленки, напыленной непосредственно на подложку, при $T = 4.2$ К составляло $\rho_M = 10^{-3}$ Ом·см. Вклад манганитной прослойки с таким удельным сопротивлением в характерное сопротивление ГГС очень мал, $R_{MA} = \rho_M d_M = 10^{-9}$ Ом·см² (при $d_M = 10$ нм). Однако измеренное сопротивление ГГС, $R_{NA} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ Ом·см², оказалось значительно выше. Следовательно, при низких температурах, $T < T'_c$, сопротивление гетероструктуры с LSMO-прослойкой определяется сопротивлениями барьеров I_1 и I_2 между слоями, а вкладом сопротивления прослойки можно пренебречь.

Для LMO-прослойки ситуация обратная. Сопротивление автономной LMO-пленки возрастает с понижением температуры (рис. 2). При удельном сопротивлении 10^3 Ом·см для $T < 10$ К (см. рис. 2) вклад в характерное сопротивление LMO-прослойки при $\rho_M = 10^{-2}$ Ом·см² при $d_M = 10$ нм существенно больше. Однако в эксперименте R_{NA} всей структуры на несколько порядков меньше. Следовательно, происходит модификация сопротивления тонких пленок LMO, находящихся в контакте с YBCO, аналогично пленкам $Ca_{0.7}Sr_{0.3}CuO_x$ [10]. Рост сопротивления R_{NA} с увеличением $d_M > 10$ нм (рис. 5) свидетельствует о том, что толщина модифицированного LMO-слоя не превышает 10 нм.

Учитывая значение сопротивления границы

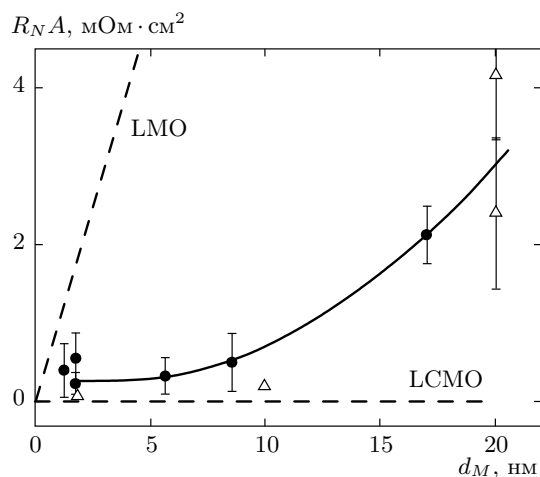


Рис. 5. Зависимость характерного сопротивления гетероструктур (R_{NA}) от толщины прослойки (d_M) для прослоек из LMO (темные кружки) и LCMO (треугольники). Сплошная линия — аппроксимация экспериментальных значений, пунктирные линии показывают вклад сопротивления М-прослойки

Au/M, определенного из дополнительного эксперимента и результатов [31], и предполагая, что сопротивление прослойки мало, получаем, что сопротивление границы М/YBCO дает наибольший вклад в сопротивление ГГС. Граница NbAu/M также имеет малую прозрачность. По этой причине полученные гетероструктуры можно рассматривать как $S'-I_1-M-I_2-S_d$ -структуры, в которых роль барьеров $I_{1,2}$ выполняют соответственно границы NbAu/M и М/YBCO, а бислоем Nb/Au является сверхпроводником с s -симметрией параметра порядка, в отличие от сверхпроводника S_d , у которого доминирующий вклад в параметр порядка имеет d -симметрию. Результаты измерений нескольких характерных образцов при низких температурах представлены в таблице. Сопротивление ГГС R_N определялось при $V \geq 2$ мВ, где влияние щелевых особенностей сверхпроводящего электрода Nb/Au минимизировано.

На рис. 5 представлена зависимость характерного сопротивления ГГС (R_{NA}) от толщины прослойки (d_M) для прослоек из LMO и LCMO. Для экспериментальных точек показан доверительный интервал, вызванный разбросом параметров ГГС, изготовленных на чипе (на каждом чипе изготавливалось 5 ГГС, различающихся размерами L , см. таблицу). Сплошная линия — аппроксимация экспериментальных значений степенным полиномом для LMO-прослойки, штриховые линии показыва-

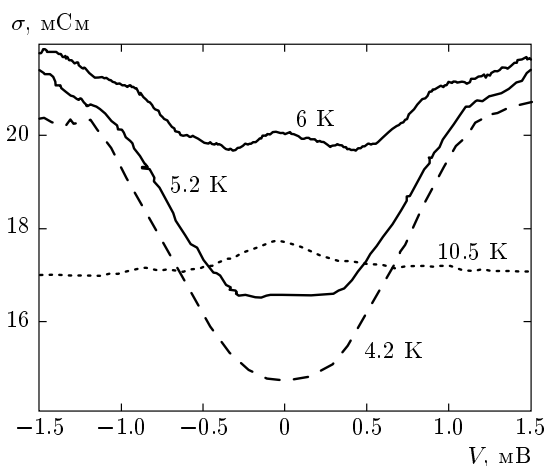


Рис. 6. Семейство зависимостей проводимости от напряжения. ГГС с прослойкой из LCMO $d_M = 10$ нм, $L = 30$ мкм в температурном диапазоне $4.2 \text{ K} < T < 10.5 \text{ K}$

ют вклад сопротивления М-прослойки $\rho_M d_M$, вычисленный из значения удельного сопротивления автономных LCMO- и LMO-пленок при $T = 4.2 \text{ K}$ (см. рис. 2).

3.3. Зависимость проводимости структур от напряжения

На рис. 6 показана трансформация проводимости $\sigma(V)$ ГГС с LCMO-прослойкой толщиной 10 нм при увеличении температуры выше гелиевой. Видно, что наблюдаются уменьшение проводимости при малых напряжениях и перегиб зависимости $\sigma(V)$ при напряжениях, соответствующих щели ниобия. Парные корреляции проникают из сверхпроводника (Nb/Au) в М-прослойку и модифицируют плотность состояний. Сверхпроводящий ток в структуре отсутствует вплоть до температур 0.3 К и значений толщины $d_M = 5$ нм, что может быть обусловлено пренебрежимо малым влиянием эффекта близости, связанным с проникновением конденсатной волновой функции из YBCO в М-прослойку. Это обстоятельство может быть обусловлено d -волновой симметрией конденсатной волновой функции в YBCO (точнее, пренебрежимо малой величиной ее s -волновой компоненты), проникающей в М-прослойку на глубину свободного пробега, малую по сравнению с ее толщиной [32]. Таким образом, проводимость $\sigma(V)$ структуры определяется эффектом близости в М-прослойке, связанным с проникновением конденсатной волновой функции из сверхпроводника (Nb/Au). Нестехиометрия LMO-пленки вызывает

Таблица. Результаты резистивных измерений ГГС при $T = 4.2$ К

№ структуры	Материал прослойки	L , мкм	d_M , нм	$R_N A$, мкОм·см ²	σ_0/σ_N
1	LCMO	30	10	176	0.73
2	LCMO	30	20	3645	0.89
3	LCMO	40	20	1824	0.97*
4	LMO	30	5.6	233	0.9*
5	LSMO	50	1.6	325	0.68

* — измерения проведены при $T = 6$ К.

слабый ферромагнетизм, что приводит к ситуации аналогичной с LCMO-прослойкой (см. разд. 3.1).

Появление критического тока при малых значениях толщины прослойки $d_M < 5$ нм обусловлено закоротками в структуре. При этом отсутствуют осцилляционные зависимости критического тока от магнитного поля и осцилляции ступенек Шапиро, вызванные воздействием внешнего электромагнитного поля миллиметрового диапазона. На ВАХ структур наблюдаются особенности в виде увеличения дифференциального сопротивления.

При увеличении температуры $T \geq 6$ К (см. рис. 6) наблюдается слабый рост $\sigma(V)$ в области малых напряжений, который может быть связан с эффектом близости. Его анализ для конкретной модели гетероструктуры будет проведен в следующем разделе.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ S'-I₁-M-I₂-N-СТРУКТУРЫ

Будем предполагать, что в M-прослойке реализуются условия диффузионного электронного транспорта, т. е. длина свободного пробега l удовлетворяет условию $l \ll d_M$, $\xi^* = (v_F l / 3\varepsilon^*)^{1/2}$, где v_F — скорость Ферми, а H_{ex} — обменное поле в M-прослойке (которое предполагается однородным и ориентированным параллельно плоскости границы), d_M — ее толщина, $\varepsilon^* = \max(T, \Delta', H_{ex})$ — характерная энергия. Учтем, что параметр порядка в сверхпроводнике YBCO имеет d -волновую симметрию, поэтому конденсатная волновая функция из YBCO-прослойки будет проникать в M-прослойку на глубину (порядка l), малую по сравнению с ее толщиной, и влиянием сверхпроводящего спаривания в YBCO на эффект близости в M-прослойке

можно пренебречь. Поэтому при анализе транспортных явлений и эффекта близости будем анализировать модель рассматриваемой структуры, в которой сверхпроводник YBCO заменен на нормальный металл (N).

При коллинеарной ориентации обменного поля в ферромагнетике вычисления, аналогичные проведенным в работе [33], приводят к следующему выражению для тока (полагаем $k = \hbar = 1$):

$$I = \frac{1}{8eR_N} \int d\varepsilon [J_+(\varepsilon) + J_-(\varepsilon)] \times \left[\text{th} \left(\frac{\varepsilon + eV}{2T} \right) - \text{th} \left(\frac{\varepsilon - eV}{2T} \right) \right], \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} J_\mu(\varepsilon) &= \frac{1}{Q_{1\mu}(\varepsilon) + Q_{2\mu}(\varepsilon) + r_M q_\mu(\varepsilon)}, \\ Q_{2\mu}(\varepsilon) &= r_{b2} \frac{1}{\text{Re} g^R(\varepsilon + \mu H_{ex}, 0)}, \\ Q_{1\mu}(\varepsilon) &= r_{b1} \frac{1}{M_\mu(\varepsilon)}, \quad r_{b1,2} = \frac{R_{b1,2}}{R_N}, \\ r_M &= \frac{R_M}{R_N}, \\ M_\mu(\varepsilon) &= \text{Re} g^R(\varepsilon + \mu H_{ex}, d_M) \text{Re} g_{S'}^R(\varepsilon) + \\ &+ \text{Im} f^R(\varepsilon + \mu H_{ex}, d_M) \text{Im} f_{S'}^R(\varepsilon), \\ q_\mu(\varepsilon) &= \frac{1}{d_M} \int_0^{d_M} dx \frac{1}{\text{ch}^2(\text{Re} \theta_\mu)}, \end{aligned} \quad (2)$$

$R_N = R_{b1} + R_{b2} + R_M$ — сопротивление структуры в нормальном состоянии, R_M — сопротивление M-прослойки, $\mu = \pm$, θ_μ определяется выражением

$$\text{ch} \theta_\mu = g^R(\varepsilon + \mu H_{ex}, x).$$

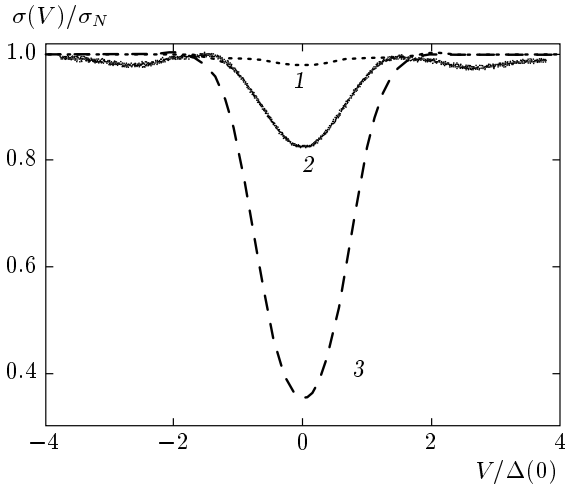


Рис. 7. Семейство рассчитанных зависимостей проводимости $S'-I_1-M-I_2-N$ -структуры от напряжения (штриховые кривые) для трех значений параметра ε_{b1}/Δ' : 1 — 10^{-1} , 2 — 10^{-2} и 3 — 10^{-3} . Нормированная на величину сверхпроводящей щели обменная энергия $H_{ex}/\Delta' = 2$, $T_c' = 9$ К. Сплошной линией показаны экспериментальные данные для ГГС с LCMO-прослойкой толщиной 10 нм

Мы предполагаем, что степень прозрачности барьеров мала по сравнению с единицей; случай произвольных прозрачностей будет рассмотрен позднее. В случае тонкой M-прослойки, т. е. при условии $d_M \ll \xi^*$, гриновские функции определяются выражениями

$$g^E(\varepsilon) = \frac{\varepsilon + i(\varepsilon_{b2} + \varepsilon_{b1}g_{S'}^R)}{\left\{ [\varepsilon + i(\varepsilon_{b2} + \varepsilon_{b1}g_{S'}^R(\varepsilon))]^2 + (\varepsilon_{b1}f_{S'}^R(\varepsilon))^2 \right\}^{1/2}}, \quad (3)$$

$$f^R(\varepsilon) = \frac{i\varepsilon_{b1}f_{S'}^R(\varepsilon)}{\left\{ [\varepsilon + i(\varepsilon_{b2} + \varepsilon_{b1}g_{S'}^R(\varepsilon))]^2 + (\varepsilon_{b1}f_{S'}^R(\varepsilon))^2 \right\}^{1/2}},$$

где $\varepsilon_{bj} = D_{bj}v_F/4d_M$ ($j = 1, 2$), D_{bj} — усредненная степень прозрачности барьеров.

В случае, когда сопротивления барьеров доминируют,

$$F_\mu(\varepsilon) = \frac{M_\mu(\varepsilon)\eta_\mu(\varepsilon)}{r_{b2}M_\mu(\varepsilon) + r_{b1}\eta_\mu(\varepsilon)}. \quad (4)$$

Результаты численного расчета зависимости проводимости гетероструктуры $S'-I_1-M-I_2-N'$ от напряжения с использованием приведенных выше выражений показаны на рис. 7 и 8.

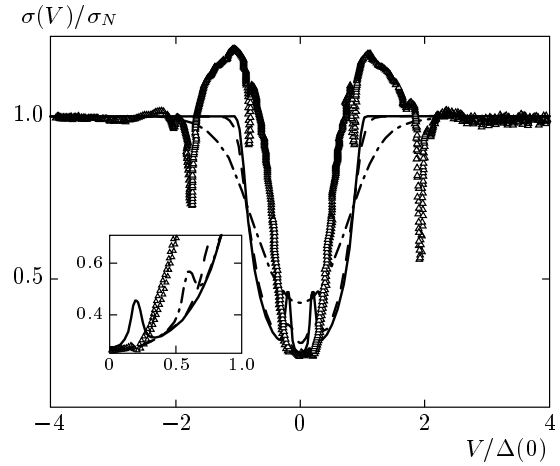


Рис. 8. Теоретическая зависимость проводимости $S'-I_1-M-I_2-N$ -структуры от напряжения для разных температур: $T = 0.3$ К — сплошная линия, 1 К — штриховая линия, 4.2 К — штрихпунктир. Треугольниками показаны экспериментальные данные для ГГС размером 40×40 мкм² с LCMO-прослойкой толщиной $d_M = 20$ нм. При построении теоретических кривых использовались следующие параметры: $r_{b1} = 2.8 \cdot 10^{-3}$, $\gamma/\Delta'(0) = 10^{-3}$ (γ характеризует неупругие процессы в S'), $H_{ex} = 0.2\Delta'(0)$. На вставке для $T = 0.3$ К показана трансформация $\sigma(V)$ для нескольких значений $H_{ex} = 0.2\Delta'(0)$ — сплошная линия, 0.6 — штрихпунктир, 0.75 — штриховая линия, экспериментальная зависимость — треугольники; $r_{b1} = 2.8 \cdot 10^{-3}$, $t = 0.3$ К

5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Как видно из анализа рис. 6, при $T \geq T_c'$ на зависимости $\sigma(V)$ наблюдаются особенности, скорее всего вызванные влиянием S_d -сверхпроводника, а при более низких температурах доминируют особенности, вызванные эффектом близости, обусловленным проникновением конденсатной волновой функции из S' -сверхпроводника. Отметим, что качественно (если отвлечься от особенностей, обусловленных эффектом близости) вид зависимости $\sigma(V)$ при $T = 4.2$ К соответствует форме, типичной для туннельных $S'-I-N$ -переходов: минимум проводимости при малых напряжениях и увеличение σ при $V \approx \Delta'/e$ (Δ' — величина сверхпроводящей щели). Как уже отмечалось, в исследуемых нами ГГС ось c YBCO ориентирована нормально к границам раздела. В этом случае андреевские связанные состояния на границе $M(N)/S_d$ не возникают (см., например, [34]) и, в частности, поэтому отсутствуют связанные с ними особенности, изучавшиеся в работах [12, 13, 34].

Наряду с особенностями плотности состояния

при энергиях $\varepsilon \approx \Delta'$, в структуре возникают особенности при $\varepsilon \approx \varepsilon_{b1} = \hbar D_2 v_F / 4d_M$. На рис. 7 представлены экспериментальная зависимость $\sigma(V)$, нормированная на асимптотическое значение проводимости, и результаты расчета проводимости структуры $S'-I_1-M-I_2-N$ при нескольких значениях параметра $\varepsilon_{b2}/\Delta'(0)$, где $\Delta'(0)$ — параметр порядка в Nb/Au при $T = 0$. Наилучшее соответствие теории и эксперимента реализуется при $\varepsilon_{b2}/\Delta'(0) = 0.01$. Отметим, что изменение H_{ex} в пределах $(1-10)\Delta'(0)$ не изменяет форму кривой при нормированных температурах $t = T/T'_c \geq 0.4$.

Поскольку прозрачность барьера D на границе раздела определяется ее сопротивлением $R_b A$ (см., например, [35]),

$$D \approx \rho l / R_b A, \quad (5)$$

где ρ и l — соответственно удельное сопротивление и длина свободного пробега манганитной пленки. Значит, прозрачности границ двух барьеров связаны соотношением для полного сопротивления ГГС $R_N = R_{b1} + R_{b2}$. При $\rho(\text{LCMO}) = 0.1$ мОм·см, длине свободного пробега $l = 10$ нм, $R_N A \approx 2 \cdot 10^{-4}$ Ом·см² формула (5) дает $D \approx 3 \cdot 10^{-7}$ для гелиевой температуры $T = 4.2$ К [29]. В результате для ε_{b2} получаем значение $1.4 \cdot 10^{-6}$, что заметно отличается от значения, полученного наложением теоретической кривой на эксперимент (10^{-2} , см. рис. 7). Однако согласно независимым измерениям [31], характерное сопротивление границы раздела LSMO/Au существенно меньше: $R_N A = 8 \cdot 10^{-7}$ Ом·см². Следовательно, в нашем случае имеет место существенная асимметрия прозрачностей границ раздела. Используя данные [31] для оценки границы LCМО/Au, получаем $\varepsilon_{b2} = 3.6 \cdot 10^{-4}$, что уже ближе к результату, полученному из анализа рис. 7.

Ситуация существенно изменяется при уменьшении температуры $t = T/T'_c < 0.3$: резко уменьшается $\sigma(0) = \sigma_0$ и на $\sigma(V)$ возникают особенности, которые не зависят от температуры (рис. 8). Особенности при малых напряжениях меняются с изменением величины обменного поля H_{ex} . Наилучшее соответствие теоретических расчетов и экспериментальных кривых для ГГС с LCМО-прослойкой толщиной 10 нм наблюдается при $H_{ex} = 10^{-2}\Delta'(0)$. Эта величина несколько меньше простой оценки величины обменного поля $H_{ex} = T_C/10$ из значения $T_C \approx 120$ К, которое мы определили по переходу металл-изолятор ГГС (см. рис. 4).

В эксперименте наблюдается ряд особенностей при напряжениях вблизи щели S' , которые отсутствуют в наших теоретических расчетах. Не исклю-

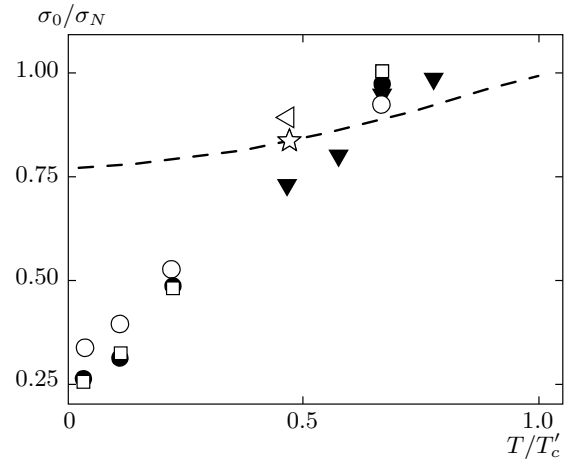


Рис. 9. Экспериментальная зависимость проводимости ГГС (LCМО-прослойка) с линейными размерами 10, 20, 30, 40, 50 мкм при нулевом напряжении от температуры. Штриховой линией дана теоретическая зависимость для параметров $r_{b1} = 3 \cdot 10^{-3}$, $\gamma = 0.01$

чено, что эти особенности вызваны магнито-активной природой барьеров, реализующихся на границах раздела. Расчеты в разд. 4 не учитывали изменения свойств барьеров под действием магнитного поля.

На рис. 9 представлены зависимости проводимости ГГС при нулевых напряжениях σ_0 от температуры. Видно, что при высоких температурах, $t > 0.5$, температурная зависимость соответствует рассчитанной зависимости при использовании параметров, взятых из рис. 7. В этом же диапазоне температур влияние обменного поля на величину σ_0 мало. При низких температурах, $t < 0.4$, наблюдается значительное уменьшение $\sigma_0(T)$, которое не описывается теорией (4) при экспериментальных значениях параметров ГГС. Возможно, это обстоятельство связано с магнито-активной природой барьеров, не учитывавшейся в расчетах (разд. 4).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение экспериментальных исследований гибридных гетероструктур, созданных на основе купратных и низкотемпературных сверхпроводников, разделенных манганитной прослойкой, и теоретических расчетов, выполненных с использованием квазиклассических уравнений теории сверхпроводимости, показало наличие на зависимости проводимости от напряжения особенностей, обусловленных эффектом близости. В наших экспериментах определяющим является эффект близости, связанный с проникновением конденсат-

ной волновой функции в манганитную прослойку из низкотемпературного сверхпроводящего электрода Au/Nb. Отклонение проводимости гетероструктур от результатов расчета скорее всего обусловлено магнито-активной природой барьеров, возникающих на границах манганитной прослойки со сверхпроводящими электродами.

Авторы благодарны Т. Баух, И. В. Борисенко, Д. Винклеру, А. В. Калабухову, И. М. Котелянскому за полезное обсуждение полученных результатов и помощь при проведении исследований. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке ОФН РАН, Президиума РАН, Министерства образования и науки РФ 02.740.11.0795, РФФИ (грант № 08-02-00487), Международного научно-технического центра (проект 3743), а также в рамках гранта Президента России (НШ-5423.2010.2).

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. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
4. Л. Н. Булаевский, В. В. Кизий, А. А. Собянин, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 314 (1977).
5. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, A. Yu. Rusanov, A. A. Golubov, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2426 (2001).
6. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3140 (2001).
7. Yu. S. Barash and I. V. Bobkova, *Phys. Rev. B* **65**, 144502 (2002).
8. А. В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 277 (2006); *ibidem* **88**, 521 (2008).
9. А. В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 475 (2009).
10. А. В. Зайцев, Г. А. Овсянников, К. И. Константиныч и др., *ЖЭТФ* **137**, 380 (2010).
11. L. Gor'kov and V. Kresin, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3657 (2001).
12. M. Zareyan, W. Belzig, and Yu. V. Nazarov, *Phys. Rev. B* **65**, 184505-1-9 (2002).
13. T. Yokoyama, Y. Tanaka, and A. A. Golubov, *Phys. Rev. B* **73**, 094501 (2006).
14. A. Cottet and W. Belzig, *Phys. Rev. B* **72**, 180503 (2005).
15. SanGiorgio, S. Reymond, M. R. Beasley et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 237002 (2008).
16. K. Dorr, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R125 (2006).
17. M. B. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
18. M. Varela, A. R. Lupini, S. Pennycook et al., *Sol. St. Electr.* **47**, 2245 (2003).
19. V. Pena, C. Visani, J. Garcia-Barriocanal et al., *Phys. Rev. B* **73**, 104513 (2006).
20. O. Moran, E. Bacab, and F. A. Perez, *Microelectr. J.* **39**, 556 (2008).
21. S. Stadler, Y. U. Idzerda, Z. Chen et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3384 (1999).
22. V. Peña, Z. Sefrioui, D. Arias et al., *Phys. Rev. B* **69**, 224502 (2004).
23. P. A. Kraus, A. Bhattacharya, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. B* **64**, 220505 (2001).
24. Z. Y. Chen, A. Biswas, I. Zutic' et al., *Phys. Rev. B* **64**, 220505 (2001).
25. A. Tiwari and K. P. Rajeev, *Phys. Rev. B* **60**, 10591 (1999).
26. P. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, I. V. Borisenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 017004 (2007).
27. Г. А. Овсянников, А. М. Петржик, И. В. Борисенко и др., *ЖЭТФ* **135**, 56 (2009).
28. Yu. A. Izyumov and Yu. N. Seryabin, *Phys. Usp.* **44**, 109 (2001).
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. L. Mieville et al., *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1736 (1998).
32. S. Kashiwaya and Y. Tanaka, *Rep. Progr. Phys.* **63**, 1641 (2000).
33. A. F. Volkov, A. V. Zaitsev, and T. M. Klapwijk, *Physica C* **210**, 21 (1993).
34. Ф. В. Комиссинский, Г. А. Овсянников, Ю. В. Кислинский, И. М. Котелянский, З. Г. Иванов, *ЖЭТФ* **95**, 1074 (2002).
35. P. V. Komissinskiy, G. A. Ovsyannikov, K. Y. Constantinian et al., *Phys. Rev. B* **78**, 024501 (2008).
36. E. Zhao, T. Löfwander, and J. A. Sauls, *Phys. Rev. B* **70**, 134510 (2004).