08,02,04

Транспорт носителей тока в тонких пленках иридата стронция и в сверхпроводящих гетероструктурах

© Ю.В. Кислинский[1], И.Е. Москаль[1], В.А. Байдикова[1,2], К.И. Константинян[1], Н.В. Дубицкий[1,3], А.М. Петржик[1], Г.Д. Ульев[1,3], А.В. Шадрин[1,4], В.А. Шмаков[1], Г.А. Овсянников[1]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Москва, Россия
[2] Российский технологический университет (МИРЭА),
Москва, Россия
[3] Национальный исследовательский университет, Высшая школа экономики,
Москва, Россия
[4] Московский физико-технический институт (МФТИ),
Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail: yulii@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025 г.
В окончательной редакции 6 марта 2025 г.
Принята к публикации 5 мая 2025 г.

По температурным зависимостям сопротивлений установлены механизмы транспорта носителей тока в тонких пленках иридата стронция с сильным спин-орбитальным взаимодействием, изготовленные тремя технологическими методами: путем распыления на постоянном токе, с использованием импульсного источника напряжения и лазерной абляцией. Определены модели сверхпроводящего транспорта в переходах на основе купратного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и ниобия с барьерами из иридатов стронция.

Ключевые слова: иридат стронция, прыжковая проводимость, спин-орбитальное взаимодействие, электрон–электронное взаимодействие, эффект Джозефсона.

DOI: 10.61011/FTT.2025.07.61198.24HH-25

1. Введение

Разработка джозефсоновских переходов, в которых спин-зависимые процессы играют определяющую роль, привлекает повышенный интерес [1,2]. В частности, было теоретически показано, что спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) приводит к генерации спин-триплетного сверхпроводящего тока [3–6]. Слои Pt (металла с высоким атомным весом) включались в ферромагнитную прослойку для изучения влияния СОВ на свойства контактов Nb/Pt/Co-Ru/Pt/Nb. Характерные напряжения полученных контактов были около 1 nV [7].

В последнее время большой интерес привлекают контакты оксидного сверхпроводника с иридатами стронция (ИС) — материалами серии Руддлесдена-Поппера $Sr_{n+1}Ir_nO_{3n+1}$, обладающим сильным СОВ [8] и приводящим к образованию нетривиальных поверхностных состояний [9]. В эксперименте это проявляется в возникновении пика проводимости при нулевом смещении [10], отличием сверхпроводящей ток-фазовой зависимости от синусоидальной [10,11]. В композитных джозефсоновских контактах на основе купратного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с прослойкой из иридата и верхнего сверхпроводящего слоя из Nb важна роль слоя иридата стронция, который при $n = 1$ (Sr_2IrO_4) является скошенным (canted) антиферромагнетиком с намагниченностью $\sim 10^{-2}\,\mu$B/атом Ir, а при $n = \infty$ ($SrIrO_3$) — металлическим парамагнетиком. Вследствие этого, электрофизические характеристики контактов с различными ИС прослойками оказываются существенно различными. На вольт-амперных характеристиках (ВАХ) структур с прослойками из диэлектрика Sr_2IrO_4 наблюдались ступени Фиске [12] и туннельная особенность щели Nb [10], что означает наличие туннельного транспорта куперовских пар в них. Контакты с прослойками $SrIrO_3$ обладали существенно более низкими характерными сопротивлениями R_NA (R_N — нормальное сопротивление перехода, A — его площадь), что присуще джозефсоновским контактам с непосредственной проводимостью [13]. Согласно данным удельных сопротивлений пленок $SrIrO_3$ и Sr_2IrO_4 [13,14], их использование в качестве прослоек в джозефсоновских переходах с базовым сверхпроводящим электродом из купратного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ должно сказываться в отличиях характерных напряжений I_CR_N (I_C — критический ток). В эксперименте эти напряжения были $I_CR_N \approx 50\,\mu$V для Sr_2IrO_4 барьеров, и $I_CR_N \approx 0.5\,\mu$V в случае $SrIrO_3$ прослоек. В данной работе будут приведены данные по электронным транспортным характеристикам прослоек из ИС. Сравнение ВАХ джозефсоновских переходов с прослойками из различных иридатов и соответствующих зависимостей критического тока от магнитного поля ранее в литературе не обсуждалось и проводится в данном сообщении впервые.

2. Методика эксперимента

Тонкие пленки $SrIrO_3$ наносились методами лазерной абляции и импульсного катодного распыления на различные подложки из (001) $(LaAlO_3)_{0.3}(Sr_2TaAlO_6)_{0.7}$ — (LSAT), (001) $LaAlO_3$ — (LAO) и (110) $NdGaO_3$ (NGO). Основной для эпитаксии a-параметр $SrIrO_3$, равный 0.396 nm, больше, чем a-параметры подложек: 0.387 nm у LSAT, 0.385 nm у NGO, 0.379 nm у LAO. Поэтому решетка $SrIrO_3$ испытывала сжатие, что увеличивает удельные сопротивления пленок [15]. В мезагетероструктурах (МГС) пленки прослойки напылялись на сверхпроводящий купрат $YBa_2Cu_3O_7$ с a-параметром 0.386 nm. Условия эпитаксии при напылении прослоек в МГС близки к условиям напыления на подложки NGO. Параметры импульсного катодного напыления $SrIrO_3$ на эти подложки были: температура $T = 770\,^\circ$C, общее давление 0.25 mBar, отношение потоков Ar и O_2 1 : 3.5, скорость напыления 10 nm в час. Для диэлектрика Sr_2IrO_4 a-параметр составляет 0.55 nm [16], что при эпитаксии под 45 градусов к решетке подложки дает эффективный параметр $a/2^{1/2} = 0.389$ nm. Типично для напыления иридатов используются подложки $SrTiO_3$ с a-параметром 0.391 nm, что дает наименьшее рассогласование a-параметров. Пленки Sr_2IrO напылялись как эксимерным лазером при $T = 780\,^\circ$C и давлении O_2 0.5 mBar, так и импульсным катодным распылением при $T = 820\,^\circ$C, давлении Ar 0.5 mBar.

После формирования геометрии [10] критическая температура МГС определялась пленкой Nb и составляла $T_C = 8.4$ K, что много ниже критической температуры $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ $T_C = 61$ K [11]. Электротранспортные измерения тонких пленок выполнены по четырехточечной схеме с верхним пределом измерения сопротивлений около 5 GΩ, что при толщинах пленок около 20 nm давало максимальные значения удельных сопротивлений $\rho \sim 10^4\,\Omega$ cm или минимальные значения $\sigma = 1/\rho \sim 10^{-4}\,(\Omega\,\text{cm})^{-1}$. Измерения ВАХ у МГС с прослойками иридатов выполнялись на стенде с шумом по току около 2 μA, что давало минимальную величину обнаружимого критического тока около 0.5 μA [10].

3. Результаты электрических измерений тонких пленок

Сопротивления пленок $SrIrO_3$ измерялись от комнатной температуры до 4 K на постоянном токе. Температурные зависимости удельных проводимостей $\sigma = 1/(R \cdot t)$, где R — сопротивление, а t — толщина пленки показаны на рис. 1.

Общая особенность этих зависимостей в том, что σ растет с повышением температуры от 20 до 200 K. Образцы, напыленные на подложки LSAT и LAO имели удельные сопротивления при комнате 0.5 mΩ cm и 1.3 mΩ cm соответственно, а напыленная на NGO

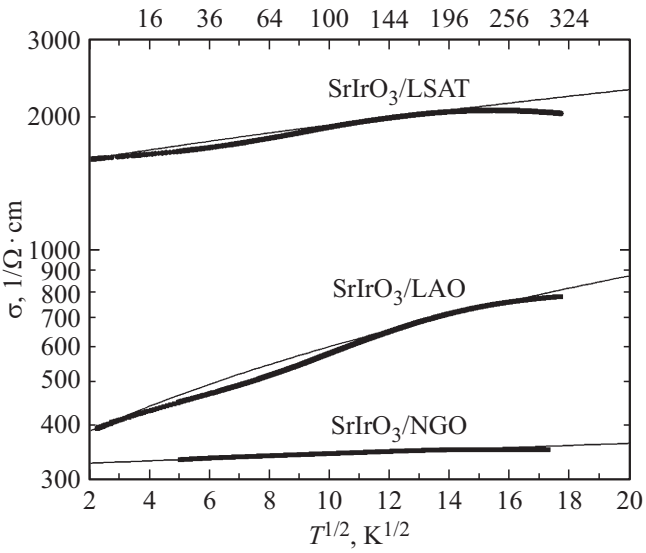

Рис. 1. Температурные зависимости проводимостей эпитаксиальных пленок $SrIrO_3$ на подложках: LSAT при толщине $t = 90$ nm, на LAO — при $t = 90$ nm, на NGO — при $t = 35$ nm показаны точками. Аппроксимации вида $\sigma \sim T^{1/2}$ — сплошные линии.

пленка — около 3 mΩ cm. Максимальное сопротивление металла — предел Мотта–Регеля при электрон–электронном взаимодействии в нем составляет порядка $\rho \sim 10$ mΩcm [17], что больше, чем у исследуемых образцов. В модели металла с электрон-электронным взаимодействием диффузная поправка к проводимости растет с температурой [18]:

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar^2}\left(\frac{4}{d} + 1.5\lambda_\sigma\right)\left(\frac{T}{D}\right)^{d/2-1} \sim T^{1/2}, \qquad (1)$$

где размерность $d = 3$ для случая трехмерной проводимости, D — коэффициент диффузии носителей, λ_σ — амплитуда рассеяния носителя. Аппроксимации температурных зависимостей проводимостей по формуле (1) показаны на рис. 1.

Пленки Sr_2IrO_4 наносились тремя методами: распылением на постоянном токе (DC), импульсным напряжением (PULSE), лазерной абляцией (PLD) на подложку NGO [14]. На рис. 2, *a*. приведены зависимости $\sigma(T)$ полученных нами пленок Sr_2IrO_4. Преобладающие механизмы проводимости Sr_2IrO_4 зависят от толщины пленок t и температуры T. Наблюдались: i) трехмерная прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка (VRH) и радиусами локализации носителей заряда $\alpha \sim 0.3$ nm, ii) термическая активация носителей заряда с энергией активации $\Delta E \sim 0.1$ eV [19]. На рис. 2, *b* приведены аппроксимации в модели VRH по формулам [19]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right];\ T_0 = \frac{\beta}{\text{k}g(\mu)\alpha^3}, \qquad (2)$$

где T_0 — константа определяемая из эксперимента, $g(\mu)$ — плотность состояний на уровне Ферми, α —

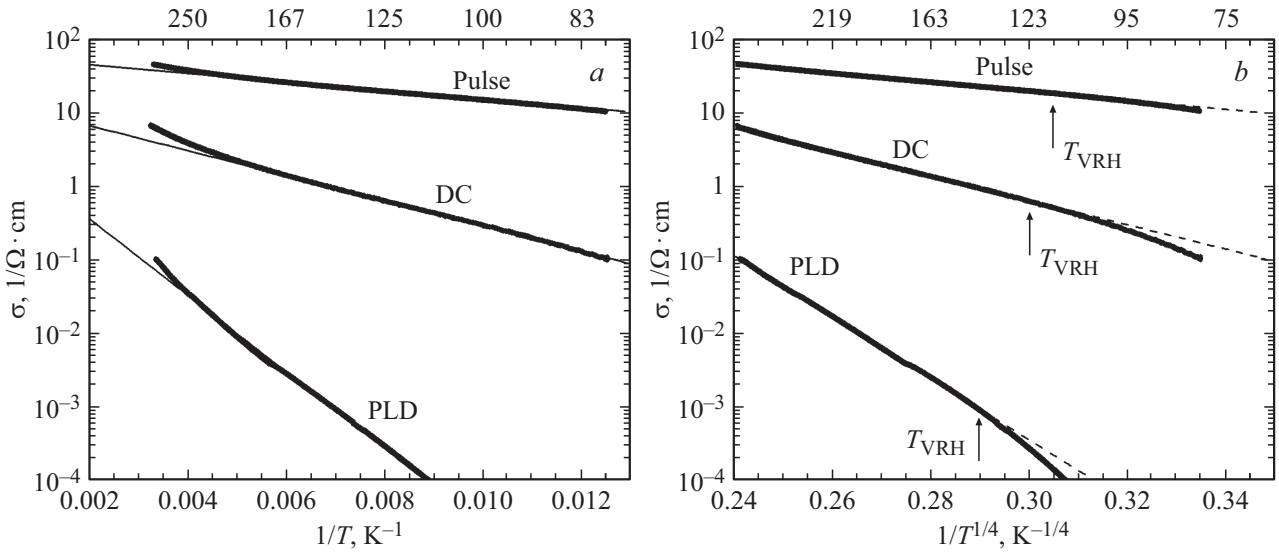

Рис. 2. Зависимости $\sigma(T)$ для пленок Sr_2IrO_4 на подложках NGO, полученных лазерной абляцией — PLD, распылением на постоянном токе — DC, импульсами напряжения — PULSE: *a* — в зависимости от обратной температуры $1/T$ и *b* — от обратной температуры в степени $1/T^{1/4}$, где стрелки — температуры T_{VRH}.

Параметры эпитаксиальных пленок Sr_2IrO_4 в модели VHR

Образцы	Толщина t, nm	Плотность состояний $g(\mu)$, $\mathrm{eV}^{-1}\,\mathrm{cm}^{-3}$	Радиус α, nm
PLD	35	$1\cdot10^{17}$	1–1.5
DC	15	$3\cdot10^{18}$	1–1.5
PULSE]	40	$3\cdot10^{17}$	9–12
Зависимость R_{N} от толщин барьеров, [13]	5–7	–	1.2–1.7

радиус локализации, β — коэффициент, k — константа Больцмана.

Механизм VRH преобладает при температурах $T > T_{\mathrm{VRH}}$, при радиусе прыжка меньше толщины $r < t$. Радиус спадает с ростом температуры, как $r \sim \alpha(T_0/T)^{1/4}$. Мы оценивали радиусы локализации носителей заряда соотношением $\alpha \sim t(T_{\mathrm{VRH}}/T_0)^{1/4}$. Параметры полученных нами пленок Sr_2IrO_4 показаны в таблице.

Заметим, для изготовления сверхпроводящих гетероструктур нами использовались подложки NGO, на которые наносилась пленка сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_7$ и затем уже слой иридата стронция. Использовался PLD метод напыления.

4. Электрофизические свойства мезагетероструктур

На рис. 3 приведено послойное изображение сверхпроводящей меза-гетероструктуры (МГС) с прослойками из иридатов стронция.

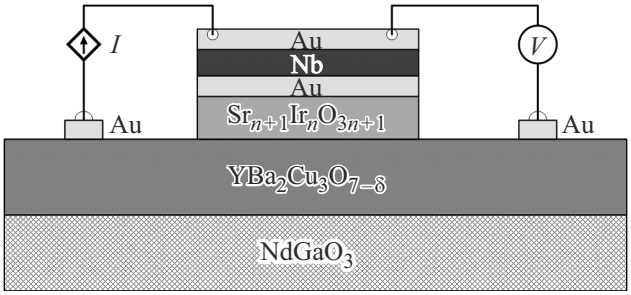

Рис. 3. Изображение сверхпроводящей гетероструктуры с ИС и электрические подводы для измерения ВАХ. Толщина $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ $t_{\mathrm{YBCO}} = 60-70\,\mathrm{nm}$, Nb $t_{\mathrm{Nb}} = 200\,\mathrm{nm}$, тонкий слой Au под Nb $t_{\mathrm{Au}} = 10-20\,\mathrm{nm}$ (более, чем в 5 раз меньше длины свободного пробега в золоте) прослойки $SrIrO_3$ $t = 14\,\mathrm{nm}$, для Sr_2IrO_4 $t = 5\,\mathrm{nm}$.

Сверхпроводящий бислой Au/Nb имел критическую температуру $T_{\mathrm{C}} = 8.4\,\mathrm{K}$, которая определяла температуру перехода в сверхпроводящее состояние всей МГС. Были изготовлены и исследованы МГС двух типов $Nb/Au/Sr_2IrO_4/YBa_2Cu_3O_7$ и $Nb/Au/SrIrO_3/YBa_2Cu_3O_7$. На чипе $5\times5\,\mathrm{mm}$ изготавливалось 5 МГС с планарными размерами от $10\times10\,\mu\mathrm{m}^2$ до $50\times50\,\mu\mathrm{m}^2$. На обеих типах МГС наблюдался сверхток. Температурная зависимость критического тока $I_{\mathrm{C}}(T)$ следовала температурной зависимости щели Nb [10].

На рис. 4, *a* приведены магнитно-полевая зависимость критического тока $I_{\mathrm{C}}(H)$ и ВАХ для МГС с ИС прослойкой $SrIrO_3$ для случая $t = 14\,\mathrm{nm}$ и размера $50\times50\,\mu\mathrm{m}$. Видно, что экспериментальная зависимость $I_{\mathrm{C}}(H)$ имеет выраженный центральный максимум и нулевые минимумы, что типично для фраунгоферовой за-

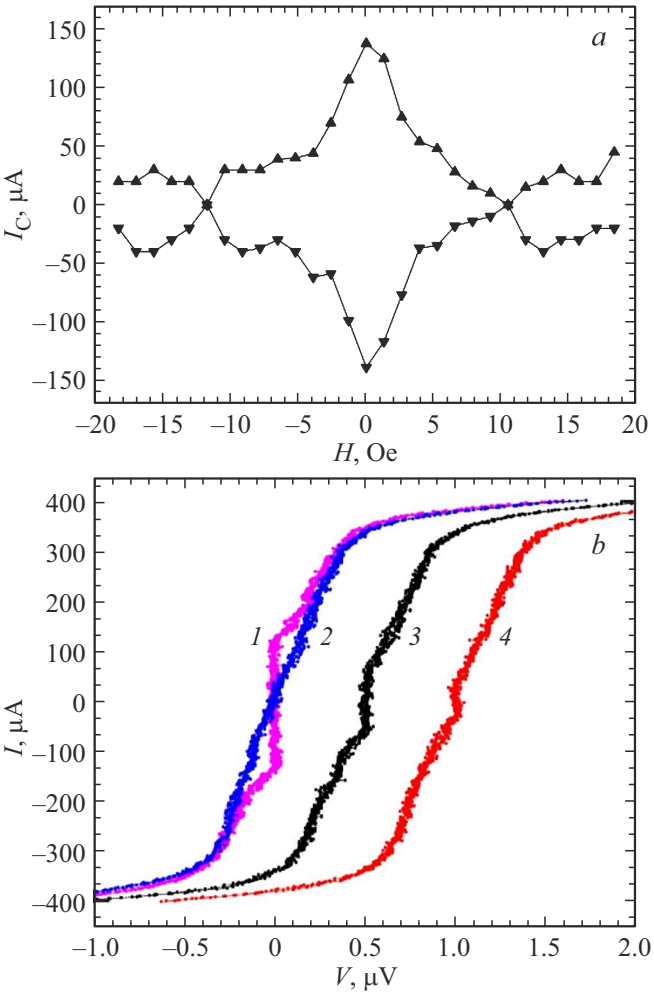

Рис. 4. *a* — зависимость $I_C(H)$ при $T = 4.2$ K для гетероструктуры с прослойкой $SrIrO_3$ $t = 14$ nm, $L = 50\,\mu$m. *b* — серия ВАХ, цифры соответствуют: *1* — $H = 0$, *2* — $H = 10$ Oe, *3* — $H = 2.5$ Oe, *4* — $H = 14.5$ Oe. Кривые *3* и *4* смещены по оси абсцисс относительно $V = 0$.

висимости $I_C(H) \sim abs[\sin(\pi HA)/(\pi HA)]$, для сосредоточенных джозефсоновских переходов [20]. На рис. 4, *b* приведены 4 ВАХ МГС с ИС прослойкой толщиной $t = 14$ nm.

Из-за малого отличия плотности сверхпроводящего критического тока j_C МГС от плотности тока распаривания j_S подводящих сверхпроводниковых электродов на ВАХ наблюдались загибы при $I > 300\,\mu$A (рис. 4, *b*), поэтому величина R_N определялась по наклону резистивного участка. Из рис. 4, *b* видно, что ВАХ *1* и *2* при $I = 0$ пересекают $V = 0$ и практически сливаются при $I > 300\,\mu$A до области распаривания сверхпроводящих берегов. Для МГС с прослойками $SrIrO_3$ средняя плотность тока $j_C = 5{-}10$ A/cm^2, сопротивление $R_NA = (3{-}5) \cdot 10^{-8}\,\Omega\,\text{cm}^2$.

Обсудим экспериментальные ВАХ МГС $Nb/Au/Sr_2IrO_4/YBa_2Cu_3O_x$ с толщиной ИС прослойки Sr_2IrO_4 $t = 5$ nm и размером $L = 40 \times 40\,\mu$m. На рис. 5, *a* приведена магнитно-полевая зависимость критического тока $I_C(H)$, полученная из семейства ВАХ, некоторые из которых показаны на рис. 5, *b*. ВАХ снимались в режиме задания тока по 4-х точечной схеме измерений. Магнитное поле, параллельное плоскости подложки, задавалось соленоидом, находившимся вместе с измеряемым образцом внутри полого экрана из многослойного аморфного пермаллоя, понижающего геомагнитное поле на порядок. Расчетное значение по фраунгоферовой зависимости $I_C(H)$ дает значение первого минимума $H_1 = \Phi_0/\Lambda L \simeq 2$ Oe при $\lambda_{L1} = 150$ nm для $YBa_2Cu_3O_x$ и $\lambda_{L2} = 90$ nm для Nb, хотя форма экспериментальной зависимости $I_C(H)$ на рис. 5, *a* отличается от фраунгоферовой. Имела место асимметрия формы ВАХ, проявляющаяся, как в отличии „положительных“ и „отрицательных“ амплитуд критического тока относительно $I = 0$, так и по возникновению волнообразных особенностей,

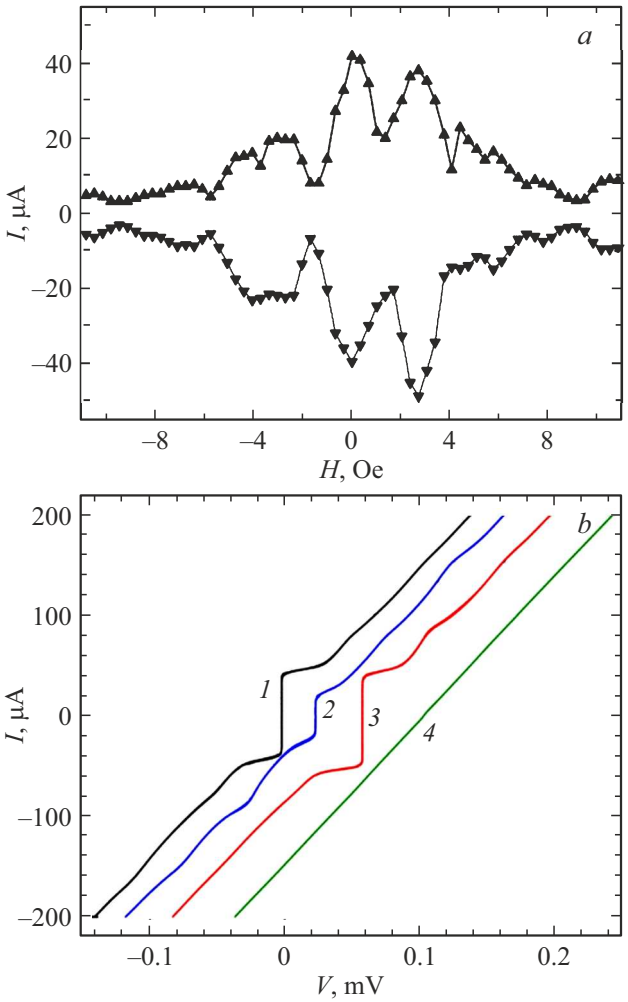

Рис. 5. *a* — зависимость $I_C(H)$ для гетероструктуры с Sr_2IrO_4 прослойкой $t = 5$ nm, $L = 40\,\mu$m. *b* — серия ВАХ, для магнитного поля: *1* — $H = 0$, *2* — $H = +2.7$ Oe, *3* — $H = -2.5$ Oe, *4* — $H = -9.6$ Oe. Изменение знака магнитного поля соответствует изменению направления тока в катушке. Кривые смещены по оси абсцисс.

хорошо видных на кривых *1–3* на рис. 5, *b*. При $H \neq 0$, следуя аналогии с туннельными SIS (сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник) переходами, возникновение волнообразных особенностей объясняется резонансами Фиске [21,22], а при $H = 0$ влиянием „внутренного“ магнитного поля из-за СОВ прослойки Sr_2IrO_4 [11,12]. Ступени Фиске на SIS переходе возникают при напряжениях $V_n = n\Phi_0 c/2L$, где n-номер ступени, Φ_0 — квант магнитного потока) $c = c(t/\varepsilon\Lambda)^{1/2}$ — скорость Свайхарта [23], c — скорость света в вакууме, L — ширина перехода, t — толщина изоляторного слоя с диэлектрической проницаемостью ε, Λ — глубина проникновения магнитного поля.

В случае SI_FS туннельного перехода с магнитным изолятором I_F глубина проникновения магнитного поля составляет $\Lambda = \mu t + \lambda_{L1}\,\mathrm{cth}(d_1/2\lambda_{L1}) + \lambda_{L2}\,\mathrm{cth}(d_2/2\lambda_{L2})$, где μ — магнитная проницаемость, $d_{1,2}$ и $\lambda_{L1,2}$ — толщины сверхпроводящих пленок и их лондоновские глубины проникновения магнитного поля, соответственно. Судя по отсутствию отклонения характеристик $I(V)$ от линейной зависимости при $V > 2\,\mathrm{mV}$ на всех ВАХ (рис. 5, *b*), первое — отсутствовал избыточный ток через структуру, второе — под воздействием электромагнитного облучения возникали ступени Шапиро, осциллирующие с мощностью облучения [12]. Эти две особенности ВАХ указывают на отсутствие закороток в структурах.

5. Заключение

Из экспериментальных данных по температурным характеристикам установлены механизмы транспорта носителей тока в тонких пленках иридата стронция с сильным спин-орбитальным взаимодействием, изготовленные тремя технологическими методами: путем распыления на постоянном токе, с использованием импульсного источника напряжения и лазерной абляцией. Изготовлены и исследованы сверхпроводящие мезагетероструктуры с двумя типами прослойки из иридата стронция — с проводящим $SrIrO_3$ и диэлектрическим антиферромагнитным Sr_2IrO_4. На обеих типах гетероструктур наблюдался эффект Джозефсона.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-49-10006, https://rscf.ru/project/23-49-10006/

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M. Eschrig. Rep. Prog. Phys. **78**, 104501 (2015). DOI: 10.1088/0034-4885/78/10/104501
[2] J. Linder, J.W.A. Robinson. Nat. Phys. **11**, 307 (2015). DOI: https://doi.org/10.1038/nphys3242
[3] M. Horsdal, G. Khaliullin, T. Hyart, B. Rosenow. Phys. Rev. B **93**, 220502(R) (2016). DOI: 10.1103/PhysRevB.93.220502
[4] F.S. Bergeret, I.V. Tokatly. Phys. Rev. B **89**, 134517 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.89.134517
[5] S.H. Jacobsen, J. Linder. Phys. Rev. B **92**, 024501 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevB.92.024501
[6] F. Konschelle, I.V. Tokatly, F.S. Bergeret. Eur. Phys. J. B **87**, 119 (2014). DOI: 10.1140/epjb/e2014-50143-0
[7] N. Satchell, N.O. Birge. Phys. Rev. B **97**, 214509 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.214509
[8] G. Cao, P. Schlottmann. Rep. Progress in Phys. **81**, 042502 (2018). DOI: 10.1088/1361-6633/aaa979
[9] Yige Chen, Hae-Young Kee. Physical Rev. B **97**, 085155 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.085155
[10] A.M. Petrzhik, K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, A.V. Zaitsev, A.V. Shadrin, A.S. Grishin, Yu.V. Kislinskii, G. Cristiani, G. Logvenov. Phys. Rev. B **100**, 024501 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevB.100.024501
[11] K.Y. Constantinian, A.M. Petrzhik, G.A. Ovsyannikov, A.V. Shadrin, Yu.V. Kislinskii, G. Cristiani, G. Logvenov. Journal of Physics Conference Series **1559**, 012023 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1559/1/012023
[12] К.И. Константинян, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, А.В. Шадрин, Ю.В. Кислинский, G. Cristiani, G. Logvenov. ФТТ **62**, *9*, 1385 (2020). DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49758.03H [K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, A.M. Petrzhik, A.V. Shadrin, Yu.V. Kislinskii, G. Cristiani, G. Logvenov. Physics of the Solid State **62**, *9*, 1549 (2020). DOI: 10.1134/S1063783420090152]
[13] Y.V. Kislinskii, K.Y. Constantinian, I.E. Moskal, N.V. Dubitskiy, A.M. Petrzhik, A.V. Shadrin, G.A. Ovsyannikov. Russian Microelectronics **52**, S53 (2023). DOI: 10.1134/S1063739723600802
[14] Ю.В. Кислинский, К.И. Константинян, И.Е. Москаль, А.М. Петржик, А.В. Шадрин, Г.А. Овсянников. ФТТ **64**, *10*, 1412 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53082.32HH [Yu.V. Kislinskii, K.Y. Constantinian, I.E. Moskal, A.M. Petrzhik, A.V. Shadrin, G.A. Ovsyannikov. Physics of the Solid State **64**, *10*, 1394 (2022).]
[15] A. Biswas, K.S. Kim, Y.H. Jeongl. Journal of Appl. Phys. **116**, 213704 (2014). http://dx.doi.org/10.1063/1.4903314
[16] M.K. Crawford, M.A. Subramanian, R.L. Harlow. Phys. Rev. B **49**, 9198 (1994).
[17] N.E. Hussey, K. Takenaka, H. Takagi. Philosophical Magazine **84**, 2847 (2004). http://dx.doi.org/10.1080/14786430410001716944
[18] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. Electron–Electron Interactions In Disordered Conductors. In the book Electron–Electron Interactions in Disordered Systems. Eds by A.J. Efros, M. Pollack. De Gruyter, Amsterdam, North Holland (1986). https://doi.org/10.1515/9783112494721-070
[19] Chengliang Lu, Andy Quindeau, Hakan Deniz, D. Preziosi, D. Hesse, M. Alexe. Appl. Phys. Lett. **105**, 082407 (2014). http://dx.doi.org/10.1063/1.4894465
[20] A. Barone, G. Paterno. Physics and Applications of the Josephson Effect, Wiley (1982).
[21] D.D. Coon, M.D. Fiske. Phys. Rev. **138**, A744 (1965).
[22] И.О. Кулик. Письма в ЖЭТФ **2**, 134 (1965).
[23] J.C. Swihart. J. Appl. Phys. **32**, 461 (1961). https://doi.org/10.1063/1.1736025

Редактор Т.Н. Василевская