

02,13

Резонансные ступени тока в джозефсоновских структурах с прослойкой из материала, обладающего сильным спин-орбитальным взаимодействием

© К.И. Константиан¹, Г.А. Овсянников¹, А.М. Петржик¹, А.В. Шадрин^{1,2},
Ю.В. Кислинский¹, G. Cristiani³, G. Logvenov³

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

³ Max Planck Institute for Solid State Research, Stuttgart, Germany

E-mail: karen@hitech.cplire.ru

Поступила в Редакцию 26 марта 2020 г.

В окончательной редакции 26 марта 2020 г.

Принята к публикации 2 апреля 2020 г.

Исследованы СВЧ- и магнитные параметры джозефсоновских меза-структур Nb/Au/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x с прослойкой из Sr₂IrO₄ — материала, являющегося моттовским антиферромагнитным изолятором с высокой энергией спин-орбитального взаимодействия, $E_{SO} \sim 0.4$ eV. Под воздействием монохроматического электромагнитного облучения возникали осциллирующие с мощностью облучения ступени Шапиро, подтверждающие джозефсоновские свойства структур. В присутствии слабого магнитного поля $H < 15$ Oe на вольт-амперных характеристиках наблюдаются резонансные ступени тока при напряжениях V_n , обратно пропорциональных размеру структур в плане L . При смене полярности электрического тока I наблюдалась асимметрия положения резонансных ступеней тока. При задании магнитного поля H значения напряжений V_n не изменялись, а амплитуды резонансных ступеней тока изменялись немонотонно.

Ключевые слова: меза-гетероструктура, спин-орбитальное взаимодействие, иридат стронция, ступени Фиске.

DOI: 10.21883/FTT.2020.09.49758.03H

1. Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к сверхпроводниковым структурам с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ), что обусловлено, в частности, возможностью возникновения в них спин-триплетного спаривания [1,2] и перспективой реализации джозефсоновских структур с нарушенной инвариантностью при обращении времени [3,4]. Экспериментальное наблюдение эффекта Джозефсона в меза-структурах Nb/Au/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x с барьерной прослойкой из Sr₂IrO₄ — материала, являющегося скошенным (canted) моттовским антиферромагнитным изолятором с высокой энергией СОВ $E_{SO} \sim 0.4$ eV и слабым ферромагнетизмом $\sim 0.04 \mu_B$ на атом Ir сообщалось в работе [5]. Особенностью указанных структур являлось одновременное сосуществование сверхпроводимости тока в меза-структурах, пика проводимости при нулевом смещении (ZBCP) и рост проводимости при напряжениях $V > 5-10$ mV.

Известно, что под воздействием даже слабого магнитного поля на вольт-амперной характеристике (ВАХ) туннельного SIS-перехода (S — сверхпроводниковые электроды, I — немагнитный изолятор) возникают

резонансные ступени Фиске [7,8] 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 [9], c — скорость света в вакууме, L — ширина перехода, t — толщина изоляторного слоя передающей линии с диэлектрической проницаемостью ε , Λ — глубина проникновения магнитного поля в прослойку и сверхпроводники. В случае сверхпроводящего туннельного перехода с изолятором, обладающего магнитными свойствами, величина глубины проникновения видоизменяется

$$\Lambda = \mu t + \lambda_{L1} \operatorname{cth}(d_1/2\lambda_{L1}) + \lambda_{L2} \operatorname{cth}(d_2/2\lambda_{L2}),$$

где μ — магнитная проницаемость, d_i и λ_{Li} ($i = 1, 2$) — толщины сверхпроводящих пленок и их лондоновские глубины проникновения магнитного поля, соответственно.

Влияние магнетизма барьерного слоя на динамику распространения электромагнитных колебаний в сверхпроводниковых контактах было рассмотрено теоретически для SIFS- и SFIFS-структур [10] и для SI_FS [11], здесь F — ферромагнетик, I_F — ферромагнитный изолятор. Однако в экспериментальных работах [12,13] на SIFS-структурах отклонения от теории [7], предсказан-

ные в работах [10,11], не отмечались. В то же время наличие сильного СОВ в прослойке I_{SO} может изменить динамику распространения электромагнитных волн в $SI_{SO}S$ -структуре. В настоящей работе сообщается об экспериментальном исследовании резонансных ступеней тока в $S_1I_{SO}S_2$ -структурах Nb/Au/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x с барьерной прослойкой из Sr₂IrO₄, материала с высокой энергией СОВ.

2. Результаты и обсуждение

Технология изготовления и результаты измерения электрофизических параметров сверхпроводниковых меза-структур (СМС) сообщались в работах [6,14,15]. СМС изготавливались из эпитаксиальных гетероструктур Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x с толщиной пленки YBa₂Cu₃O_x ~ 100 nm дополнительным напылением пленок Nb и Au, а также изолятора SiO₂. Топология меза-структур микронных размеров формировалась с помощью фотолитографии и ионно-плазменного и ионно-лучевого травлений. В данной работе обсуждаются результаты экспериментального исследования СМС Nb/Au/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x, у которых прослойка Sr₂IrO₄ имела толщину $t = 5$ nm, а размеры L в плане изменялись от 20 до 50 μm .

На рис. 1 приведена магнитнополевая зависимость критического тока $I_C(H)$, представленная для обеих полярностей задаваемого тока I через СМС. Отметим, магнитное поле задавалось соленоидом, ток через который изменялся от $I_H = 0$, затем до положительного значения I_H (поле H_+) и обратно до отрицательного значения (H_-). На рис. 1 приведена зависимость, снятая при изменении поля от $H_+ = 13.2$ Oe до $H_- = -13.7$ Oe. Соленоид и СМС находились внутри экрана из многослойного аморфного пермаллоя, понижающего поле Земли примерно на порядок. Величины малых значений критического тока I_C и замытых флуктуациями резонансных ступеней I_n определялись по методике, приведенной в работе [6]. Семейства ВАХ снимались в режиме задания тока в последовательности от $0 \rightarrow I_+ \rightarrow I_- \rightarrow 0$. Здесь I_+ и I_- — крайние значения измерительных токов с индексом, указывающим полярность. Аналогичное обозначение использовалось для значений критического тока с разной полярностью: I_{C+} и I_{C-} . Из рис. 1 видно, что на осциллирующих зависимостях $I_{C+}(H)$ и $I_{C-}(H)$ в диапазоне H от -15 до -7 Oe и при $H > 10$ Oe имеются нулевые минимумы, что свидетельствует об отсутствии закороток. Расчетное значение первого минимума по теоретической фрунгоферовой зависимости $I_C(H)$ дает близкое к эксперименту значение $H_1 = \Phi_0/\mu_0\Lambda L \approx 4$ Oe при $\lambda_{L1} = 150$ nm для YBa₂Cu₃O_x и $\lambda_{L2} = 90$ nm для Nb, хотя форма экспериментальной зависимости $I_C(H)$ для $H > 0$ заметно отличается от фрунгоферовой. Наблюдается отличие $I_{C+}(H)$ и $I_{C-}(H)$ как по направлению магнитного поля, $H > 0$ и $H < 0$, так и по полярности задания измерительного тока I через СМС. Зависимость

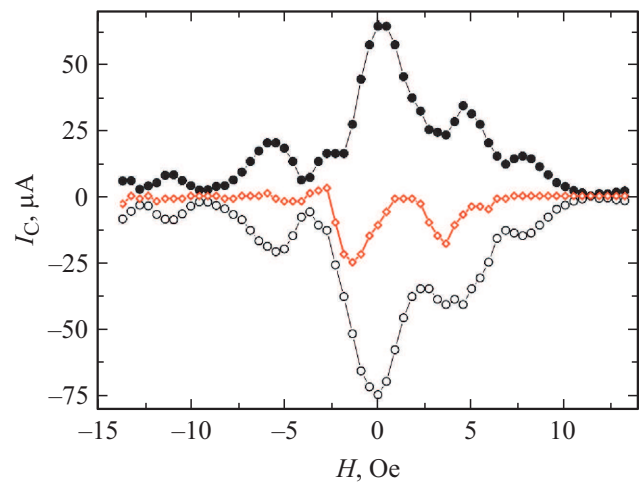


Рис. 1. Зависимости $I_C(H)$ для СМС с $L = 40 \mu\text{m}$. Темные кружки соответствуют положительной полярности задаваемого тока I , незаполненные — светлые. Магнитная зависимость разности значений критических токов при положительном и отрицательном задании электрического смещения показана ромбами.

$I_{C+}(H)$ vs $I_{C-}(H)$, наблюдаемая в узком интервале полей H , также приведена на рис. 1. Заметим, случай „широкого“ перехода $L > 4\lambda_J$, где $\lambda_J = (\Phi_0/\mu_0\Lambda j_C)^{1/2}$ — джозефсоновская глубина проникновения магнитного поля ($j_C = I_C/L^2$ — плотность критического тока) не объясняет асимметрию и отличие критических токов I_{C+} и I_{C-} , поскольку $\lambda_J = 170 \mu\text{m}$ и имеем, напротив, обратное неравенство $\lambda_J > 4L$.

Были проведены также измерения ВАХ и зависимостей дифференциального сопротивления $R_D(V)$ под воздействием электромагнитного облучения на частоте $f_e = 50$ GHz при различных значениях мощности воздействия P (см. рис. 2). Видно, что эквидистантность напряжений $V_N = N\Phi_0 f_e$ ступеней Шапиро выполняется с высокой точностью для обеих полярностей напряжений V , как показано на рисунке для $N = 1, 2, 3$. В то же время амплитуды ступеней Шапиро, судя по глубине минимумов R_D , нормированных на R_N , для разнополярных значений V отличаются. Такая асимметрия может быть обусловлена отличием спин-поляризованных компонент тока через СМС, что требует отдельного исследования. Важно отметить осциллирующие с мощностью электромагнитного облучения амплитуды I_C и ступеней Шапиро, также свидетельствующие об отсутствии закороток. На рис. 2 приведена также зависимость $R_D(V)$, снятая без СВЧ-воздействия (кривая a). Видно, что уже слабое воздействие с 30-dB затуханием мощности P практически нивелирует резонансные особенности тока, а ступени Шапиро с номером до $N = 2$ хорошо регистрируются.

Положение резонансных ступеней тока по напряжению определялись по минимумам дифференциального сопротивления $R_D = dV/dI$ СМС при воздействии магнитного поля H . На рис. 3 показана зависимость диф-

ференциального сопротивления R_D от напряжения при воздействии магнитного поля $H = -1.3$ Ое. Цифрами на рис. 3 указаны номера минимумов R_D . При этом значении магнитного поля хорошо видны минимумы R_D до $n = 3$. Соответствующая зависимость $R_D(I)$ СМС, указывающая на наличие критического тока, приведена на вставке к рис. 3.

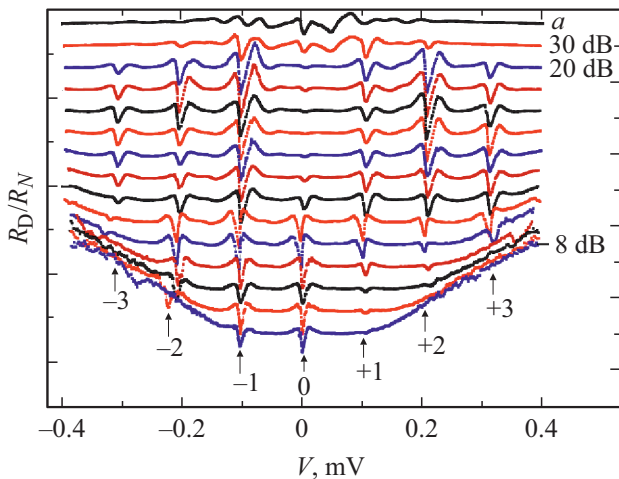


Рис. 2. Зависимости нормированных к R_N значений дифференциального сопротивления R_D от напряжения V , снятых под воздействием электромагнитного облучения на $f = 50.09$ GHz для СС с $L = 40 \mu\text{m}$. Кривые сдвинуты по оси ординат. Цифрами указаны величины вносимого аттенуатором затухания мощности воздействия P : 30 dB, затем с шагом по 1 dB от 20 до 8 dB. Кривая a снята без СВЧ-воздействия. Цифрами указаны номера ступеней Шапиро N , 0 соответствует критическому току.

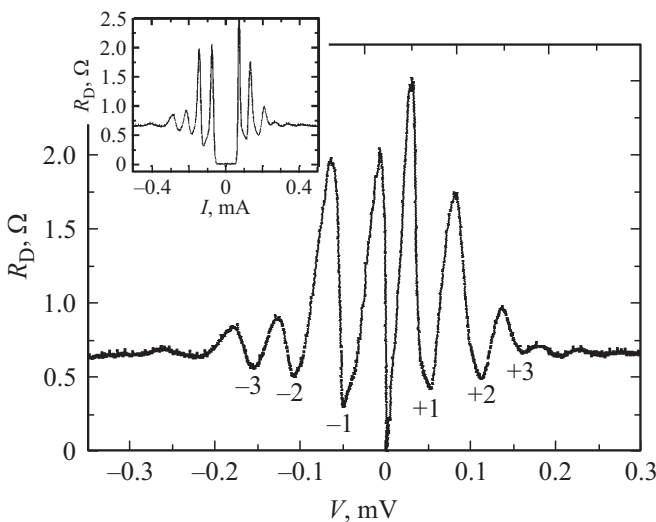


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления R_D СМС с $L = 40 \mu\text{m}$ от напряжения V при напряженности магнитного поля $H = -1.3$ Ое, соответствующая подавлению на 30% критического тока I_C на ветви ВАХ, снятой при отрицательном смещении ($V < 0$) при $T = 4.2$ К. Цифрами указаны номера n минимумов R_D . На вставке показана зависимость R_D от тока I .

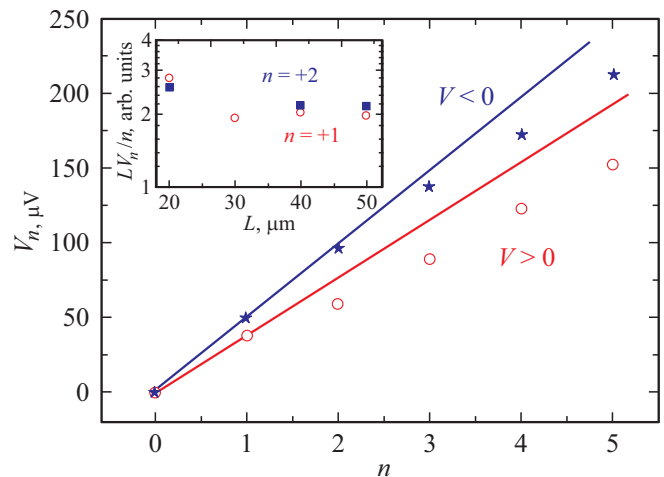


Рис. 4. Значения напряжений резонансных ступеней V_n на СМС с $L = 40 \mu\text{m}$ при положительных и отрицательных напряжениях смещения. Прямые линии — линейные зависимости $V_n(n)$, отвечающие условию эквидистантности напряжений V_n относительно V_1 для $n = +1$ ($V > 0$) и $n = -1$ ($V < 0$). На вставке показана зависимость скорости Свайхарта (параметр LV_n/n) от L для четырех СМС на одном чипе для $n = +1$ и $n = +2$.

На рис. 4 приведены значения напряжений V_n , соответствующие минимумам R_D для $n = 1-5$ для той же СМС. Видно, что отсутствует эквидистантность положений резонансных ступеней по напряжению. Кроме того, наблюдается асимметрия по напряжению V на СМС; так, значения напряжения особенностей (минимумов R_D) для $n = +1$ и $n = -1$, снятых при различных полярностях напряжения, отличаются более чем на $10 \mu\text{V}$. Отметим, что ошибка при определении особенностей определяется влиянием шумов и не превышает $\pm 0.25 \mu\text{V}$.

На вставке к рис. 4 показаны значения $V_n L/n$ с номерами резонансных ступеней $n = 1$ и 2 для четырех СМС на одном чипе, скорости Свайхарта которых должны быть одинаковы из-за постоянства $t/\epsilon\Lambda$. Такая зависимость V_n от ширины L соответствует возникновению ступенек Фиске [7]. Видно, что отклонение параметра $V_n L/n$, характеризующего величину c' , от среднего значения для СМС с $L = 30, 40$ и $50 \mu\text{m}$ оказалось порядка 5% и несколько больше для СМС с $L = 20 \mu\text{m}$. Небольшой сдвиг напряжений ступеней Фиске с высокими номерами n отмечался в [13], что объяснялось влиянием окружающей среды с диэлектрическими свойствами, отличными от материала туннельного барьера [16]. Однако в нашем случае отклонение начинается уже с $n = 1$. Учитывая высокое значение $\epsilon \sim 45$, измеренное для монокристаллического Sr_2IrO_4 [17], влияние диэлектрического окружения SiO_2 в нашем случае может сказаться только при $n \gg 1$.

На рис. 5 приведены амплитуды ступеней Фиске для $n = +1$ и $n = -1$, снятых при магнитном поле $H < 0$, где форма $I_C(H)$ ближе следует теоретической фраунго-

феровой зависимости, приведенной на рис. 5, *a*. Подгонными параметрами для фраунгоферовой зависимости использовались значения первых двух минимумов $I_C(H)$ и среднее значение амплитуды $(I_{C+} + I_{C-})/2$. Видно наличие ступеней даже при $H = 0$, что вызвано, скорее всего, асимметрией сверхпроводящего тока $I_{C+} \neq I_{C-}$ (см. рис. 1). На рис. 5, *b* приведена теоретическая зависимость [8] от магнитного поля амплитуды ступени Фиске I_{-1} с $n = -1$ при напряжении V_{-1} . В качестве подгонных параметров по полю H для теоретической функции $I_{-1}(H)$ использовались значения магнитного поля первых двух максимумов $I_{-1}(H)$ со сдвигом по H на 1 Ое (или на $\Phi_0/6$), что приводит также к сдвигу нуля $I_1(H)$ при $H = 0$ по сравнению с теорией [8]. Отметим осциллирующий характер магнитно-полевых зависимостей I_{+1} и I_{-1} и относительно высокие амплитуды вторичных максимумов по сравнению с теоретической. На рис. 6 показаны все зарегистрирован-

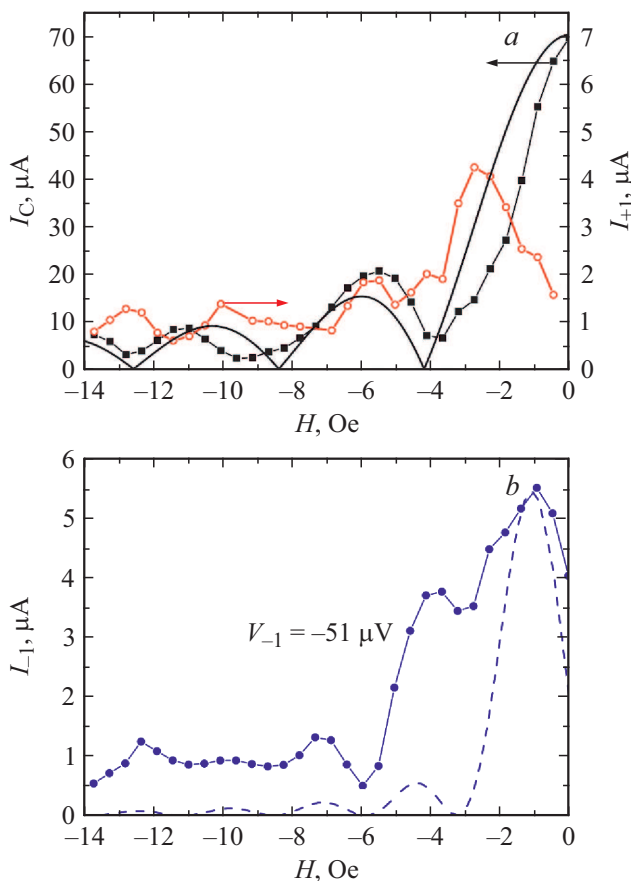


Рис. 5. *a*) Зависимости от магнитного поля среднего значения критического тока $I_C = (I_{C+} + I_{C-})/2$ (квадраты) и амплитуды ступеней Фиске $I_{+1}(H)$ для $n = +1$ при $V = +39 \mu\text{V}$. Теоретическая фраунгоферова зависимость $I_C(H)$ показана сплошной линией. *b*) Зависимости от магнитного поля амплитуды ступеней Фиске $I_{-1}(H)$ для $n = -1$ при $V = -51 \mu\text{V}$. Теоретическая зависимость $I_{-1}(H)$ показана штриховой линией. Максимальные значения теоретических значений I_C и I_{-1} совмещены с экспериментальными.

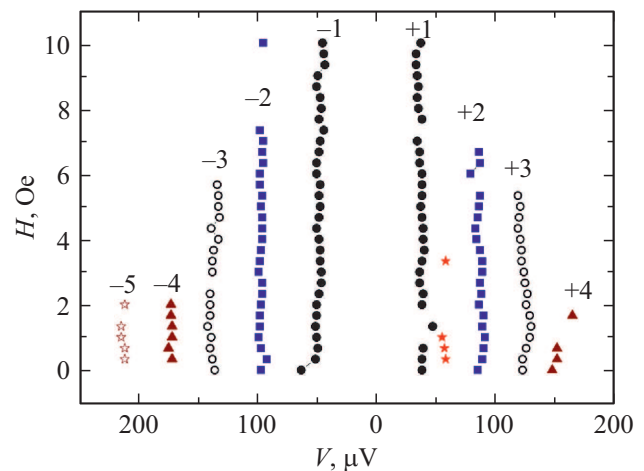


Рис. 6. Ступени Фиске на плоскости $H-V$. Цифрами указаны номера n ступеней.

ные резонансные токовые ступени Фиске с достаточно хорошо идентифицируемыми номерами n . Также видно, что положения ступеней Фиске по напряжению V_n устойчивы к изменению магнитного поля. Отклонение от эквидистантности и отличие V_n при смене знака n могут быть вызваны влиянием на спектр джозефсоновских плазменных волн колебаний локальной намагниченности антиферромагнитной прослойки с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Для аномального эффекта Джозефсона со сдвигом фазы на φ_0 требуется реализация условий, например, расщепления спиновых зон и наличия СОВ [18,19]. В нашем эксперименте уровень приложенного магнитного поля много меньше зеемановского расщепления, но на характеристики СМС могут оказать значительное влияние магнито-плазменное взаимодействие волн, рассмотренное теоретически для ферромагнитного случая [10,11]. Однако вопрос взаимодействия плазменных и спиновых волн в антиферромагнетике с сильным СОВ пока остается открытым.

3. Заключение

В сверхпроводящих меза-структурах Nb/Au/Sr₂IrO₄/YBa₂Cu₃O_x с прослойкой из Sr₂IrO₄ толщиной 5 nm, эпитаксиально выращенной на пленке YBa₂Cu₃O_x, наблюдаются резонансные ступени тока и эффект Джозефсона. Наблюдалось неравенство амплитуд критического тока $I_{C+} \neq I_{C-}$ при смене полярности задания электрического тока через структуру. Под воздействием электромагнитного облучения миллиметрового диапазона волн возникают осциллирующие с мощностью ступени Шапиро, указывающие на отсутствие закороток, как и нулевые минимумы на зависимости $I_C(H)$. Отклонение от эквидистантности осциллирующих с полем- H ступеней Фиске и асимметрия зависимости $I_C(H)$ вызваны, скорее всего, влиянием сильного спин-орбитального взаимодействия материала барьерной прослойки Sr₂IrO₄,

известным как антиферромагнитный изолятор с высоким значением диэлектрической проницаемости.

Благодарности

Авторы благодарны А.В. Зайцеву и В.П. Кошельцу за полезные обсуждения.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана РФФИ (проект 19-07-00274).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C.R. Reeg, D.L. Maslov. Phys. Rev. B **92**, 134512 (2015).
- [2] I.V. Bobkova, A.M. Bobkov. Phys. Rev. B **95**, 184518 (2017).
- [3] O.V. Dimitrova, M.V. Feigel'man. ЖЭТФ **129**, 4, 742 (2006).
- [4] A. Buzdin. Phys. Rev. Lett. **101**, 107005 (2008).
- [5] G. Cao, P. Schlottmann. Rep. Prog. Phys. **81**, 042502 (2018).
- [6] A.M. Petrzhhik, K.Y. Constantinian, G.A. Ovsyannikov, A.V. Zaitsev, A.V. Shadrin, A.S. Grishin, Yu.V. Kisliniski, G. Cristiani, G. Logvenov. Phys. Rev. B **100**, 024501 (2019).
- [7] D.D. Coon, M.D. Fiske. Phys. Rev. **138**, A744 (1965).
- [8] И.О. Кулик. Письма в ЖЭТФ **2**, 134 (1965).
- [9] J.C. Swihart. J. Appl. Phys. **32**, 461 (1961).
- [10] S. Mai, E. Kandelaki, A.F. Volkov, K.B. Efetov. Phys. Rev. B **84**, 144519 (2011).
- [11] S.-I. Hikino, M. Mori, S. Takahashi, S. Maekawa. J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 074707 (2011).
- [12] G. Wild, C. Probst, A. Marx, R. Gross. Eur. Phys. J. B **78**, 509 (2010).
- [13] J. Pfeiffer, M. Kemmler. Phys. Rev. B **77**, 214506 (2008).
- [14] Ю.В. Кислинский, Г.А. Овсянников, А.М. Петржик, К.И. Константибян, Н.В. Андреев, Т.А. Свиридова. ФТТ **57**, 2446 (2015).
- [15] Г.А. Овсянников, А.С. Гришин, К.И. Константибян, А.В. Шадрин, А.М. Петржик, Ю.В. Кислинский, G. Cristiani, G. Logvenov. ФТТ **60**, 11, 2125 (2018).
- [16] R. Monaco, G. Costabile, N. Martuccielle. J. Appl. Phys. **77**, 5, 2073 (1995).
- [17] S. Chikara, O. Korneta, W.P. Crummett, L.E. DeLong, P. Schlottmann, G. Cao. Phys. Rev. B **80**, 14, 140407R (2009).
- [18] M.A. Silaev, I.V. Tokatly, F.S. Bergeret. Phys. Rev. B **95**, 184508 (2017).
- [19] S. Calder. Phys. Rev. B **98**, 220402(R) (2018).

Редактор Е.В. Толстякова