

02,12

Локальные и интегральные свойства квазиодномерного сверхпроводника в режиме квантовых флуктуаций параметра порядка

© К.Ю. Арутюнов^{1,2}, Я.С. Лехтинен^{3,4}, Д.О. Трефилов¹, А.А. Радкевич⁵, А.Г. Семенов^{1,5}, А.Д. Заикин^{5,6}

¹ Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Москва, Россия

² Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва, Россия

³ VTT Technical Research Centre of Finland Ltd., 02150 Espoo, Finland

⁴ Department of Physics, University of Jyväskylä, PB 35, FI-40014 Jyväskylä, Finland

⁵ Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

⁶ Institute for Quantum Materials and Technologies, Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76021 Karlsruhe, Germany

E-mail: karutyunov@hse.ru

Поступила в Редакцию 9 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 9 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Использование сверхпроводящих материалов для нанoeлектронных устройств нового поколения представляется крайне заманчивым с точки зрения отсутствия диссипации энергии при протекании электрического тока. Однако в системах малых размеров роль флуктуаций может быть весьма существенной. В работе экспериментально и теоретически исследовались транспортные свойства тонких сверхпроводящих нанополосок из титана. Удалось показать, что квантовые флуктуации параметра порядка различным образом влияют на интегральные и локальные характеристики квазиодномерного сверхпроводника. В достаточно тонких нанопроводах при самых низких температурах может наблюдаться конечное электрическое сопротивление, тогда как туннельные вольт-амперные характеристики обнаруживают лишь слегка размытые щелевые особенности и конечный джозефсоновский ток. Явление имеет принципиальное значение для объяснения феномена мезоскопической сверхпроводимости и должно учитываться при проектировании криоэлектронных устройств нанометровых масштабов.

Ключевые слова: сверхпроводимость, квантовые флуктуации, туннельные контакты.

DOI: 10.21883/FTT.2021.09.51244.33N

1. Введение

В последние годы наблюдается замедление роста степени интеграции коммерческих микро- и нанoeлектронных устройств, формально знаменующее нарушение закона Мура [1]. Тому можно привести две причины: большое тепловыделение на единицу объема (или площади) и различные квантовые размерные эффекты. Радикальным решением первой проблемы может быть переход в критических элементах нанoeлектронных схем от нормальных металлов или полупроводников к сверхпроводящим материалам. В сверхпроводниках мезоскопических размеров наблюдается ряд эффектов, которые могут привести к качественно новым применениям: например, элементам квантовой логики (кубитам) [2] и квантовому эталону силы электрического поля [3,4].

Хорошо известно, что сверхпроводимость — макроскопическое квантовое явление, описываемое комплексным параметром порядка $\Delta = |\Delta|e^{i\phi}$. Основное состоя-

ние нетоконесущего массивного сверхпроводника характеризуется одинаковым значением фазы ϕ и модуля $|\Delta|$ во всем объеме. Однако с уменьшением размерности системы флуктуации начинают играть важную роль. В случае квазиодномерного канала флуктуации параметра порядка могут существенно повлиять на его физические свойства [5,6]. Достаточно близко к критической температуре $T \rightarrow T_c$ преобладающий вклад вносят тепловые флуктуации, тогда как квантовые флуктуации [7] даже при $T \ll T_c$ приводят к конечному сопротивлению нанопроводов [8–10] и подавлению мейсснеровских токов в замкнутом сверхпроводящем контуре [11,12].

Перечисленные феноменологические атрибуты сверхпроводимости, нулевое сопротивление и диамагнетизм, отражают интегральные свойства системы. С появлением микроскопической модели Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) стало также понятным, что сверхпроводящее состояние в „классических“ сверхпроводящих материалах неразрывно связано с наличием щели

в спектре квазиэлектронных возбуждений. Энергетическая щель является локальным параметром сверхпроводника, который может быть измерен „в точке“ методом туннельной спектроскопии, в отличие, например, от электронной проводимости, требующей образцов достаточной протяженности. Целью настоящей работы является сравнительный анализ влияния квантовых флуктуаций параметра порядка на локальные и интегральные свойства квазиодномерных сверхпроводящих каналов.

2. Образцы и методика эксперимента

Методом взрывной электронной литографии и направленного вакуумного напыления были изготовлены гибридные наноструктуры, представляющие собой длинную алюминиевую полосу с шириной линии порядка 150 nm и толщиной 30 nm, окисленную в атмосфере чистого кислорода с последующим напылением поперечных титановых нанопроводов (рис. 1, *a*). Сечение алюминиевого электрода выбиралось существенно больше того значения, когда в этом материале необходимо учитывать флуктуационные явления [9,13]. А вот сечение титановых нанопроводов (длина $X = 20 \mu\text{m}$) выбиралось так, чтоб перекрыть область от сильного до слабого вклада квантовых флуктуаций параметра порядка. Учитывая экспоненциальную зависимость частоты квантовых проскальзываний фазы (КПФ) от сечения сверхпроводящего канала [5,7], в наших предыдущих работах [10,11,14,15] было показано, что для толщины титановой полоски $d = 30 \text{ nm}$ вариации ширины w от 30 до 60 nm как раз соответствуют обозначенному диапазону. Следует также

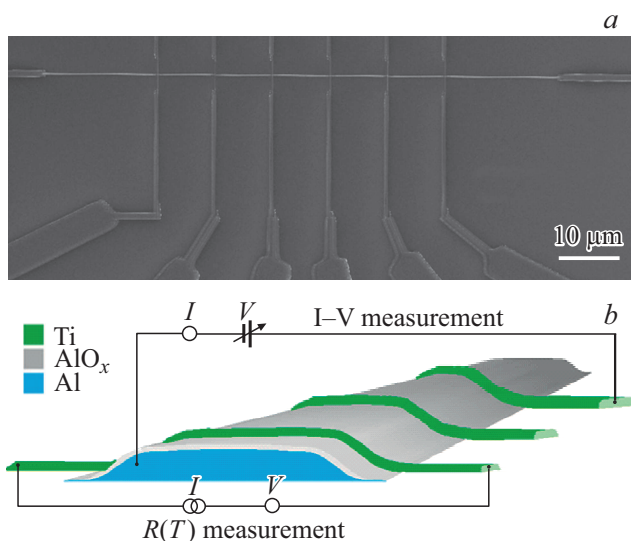


Рис. 1. *a*) Микрофотография типичной наноструктуры. Горизонтальная линия — алюминиевая (Al) полоска. Вертикальные линии — титановые (Ti) электроды различной ширины, перекрывающие алюминий через тонкий слой окиси алюминия (AlO_x), формируя туннельные контакты. *b*) Схематика наноструктуры и измерений.

заметить, что для наших титановых нанопроводов сверхпроводящая длина когерентности $\xi(T \rightarrow 0) \approx 140 \text{ nm}$, что свидетельствует о выполнении условия квазиодномерности $d, w \ll \xi \ll X$ в широком температурном диапазоне не слишком близко от T_c .

На одной и той же многотерминальной структуре (рис. 1, *b*) можно было измерять как вольт-амперные $V(I, T = \text{const})$ и вольт-температурные $V(T, I = \text{const})$ зависимости отдельных титановых нанопроводов, так и — туннельные $V(I)$ характеристики в точках перекрытия алюминиевых и титановых нанополосок (Al– AlO_x –Ti junction). Все измерения проводились в рефрижераторе растворения $^3\text{He}^4\text{He}$ с использованием аналоговых предусилителей напряжения и тока, связывающих криогенную цепь с комнатной цифровой электроникой. Особое внимание уделялось фильтрации входных и выходных линий от внешних электромагнитных наводок [16]. Производные вольт-амперных характеристик (ВАХ) $dI/dV(V)$ измерялись модуляционным методом с использованием фазочувствительного детектирования. Экспериментальные данные собирались и обрабатывались автоматизированной установкой на базе персонального компьютера.

3. Результаты и обсуждение

Типичные зависимости сопротивления от температуры $R(T)$ для двух титановых нанопроводов с различной шириной линии w приведены на рис. 2. В силу технических ограничений изготовления наноструктур (минимизация контактных площадок на чипе), измерения $R(T)$ были возможны только в псевдо-4-контактной конфигурации (рис. 2, вставка). Хорошо видно, что сверхпроводящий переход более тонкой нанополоски ($w = 40 \text{ nm}$) существенно более уширен по сравнению с широким образцом ($w = 53 \text{ nm}$), и соответствующая зависимость $R(T)$ не экстраполируется к нулевому значению сопротивления при $T \rightarrow 0$. Обнаруженная тенденция типична для сверхтонких сверхпроводящих каналов, объясняется эффектом КПФ [5] и, применительно к титану [10,11,15], находится в разумном согласии с моделью [7]. Однако следует заметить, что модель [7] рассматривает КПФ как малое возмущение, т.е. система находится в сверхпроводящем состоянии, а квантовые флуктуации — редкое явление, которое, в соответствии с соотношением Джозефсона, приводит к возникновению малого усредненного по времени напряжения $\langle V \rangle = (h/2e)d\phi/dt$, что в режиме задания тока I экспериментально проявляется как конечное сопротивление $R \cong \langle V \rangle / I$. Строго говоря, модель [7] может объяснить слабую температурную зависимость $R(T)$, как, например, для образца с $w = 40 \text{ nm}$ на рис. 2, только качественно: КПФ происходят так часто, что полностью „забивают“ сверхпроводящее состояние. Более углубленное понимание физики в режиме сильных флуктуаций появилось относительно недавно [17].

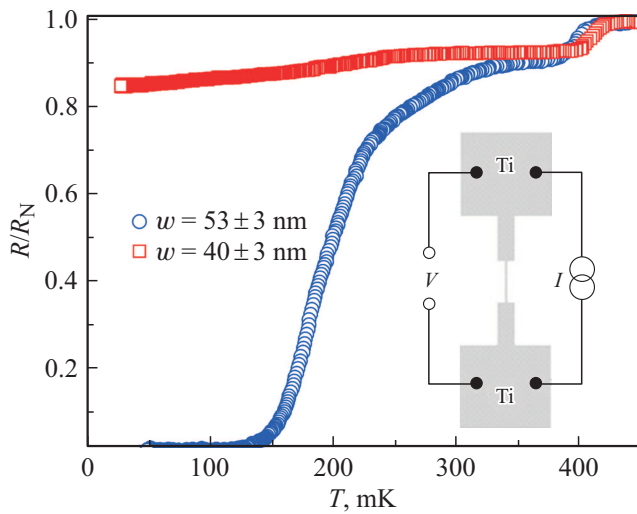


Рис. 2. Типичная зависимость сопротивления от температуры $R(T)$, нормированного на величину сопротивления в нормальном состоянии R_N , для двух титановых нанопроводов одинаковой длины $X = 20 \mu\text{m}$ и толщины $d = 35 \text{ nm}$, но — разной ширины w , обозначенной на рисунке. Для ясности во вставке не показан алюминиевый электрод, по которому в этом эксперименте не течет электрический ток.

Квантовые флуктуации параметра порядка в квазиодномерных сверхпроводящих каналах характеризуются двумя безразмерными параметрами [17]:

$$g_\xi = R_q/R_\xi \sim \sigma, \quad g_Z = R_q/Z \sim \sqrt{\sigma}, \quad (1)$$

где $R_q = h/e^2 = 25.8 \text{ k}\Omega$ — квант сопротивления; R_ξ — сопротивление участка образца с длиной, равной сверхпроводящей длине когерентности ξ ; $Z = (LC)^{1/2}$ — импеданс; L и C — кинетическая индуктивность и удельная емкость образца на единицу длины, соответственно; $\sigma \approx dw$ — эффективное сечение нанопровода. Параметр g_ξ определяет амплитуду флуктуаций модуля параметра порядка $\delta\Delta/\Delta \sim 1/g_\xi$ — и квантовую амплитуду КПФ на единицу длины $\Gamma_{\text{QPS}} = b(g_\xi\Delta/\xi) \exp\{-ag_\xi\}$, где $a \approx 1$ и $b \approx 1$ — численные безразмерные константы модели [18]. Параметр g_Z описывает длинномасштабные флуктуации фазы сверхпроводящего параметра порядка за счет взаимодействия между отдельными актами КПФ через плазменные колебания зарядовой плотности (волны Муи–Шена) [19], распространяющиеся вдоль сверхпроводника со скоростью $v \sim 1/(LC)^{1/2}$. Иными словами, параметр g_ξ ответственен за возбуждение отдельных, изолированных КПФ, тогда как g_Z — за взаимодействие КПФ. Было показано [7], что при достаточно низкой температуре $T \rightarrow 0$ ситуация $g_Z = 16$ соответствует переходу сверхпроводник–изолятор, разделяя „сверхпроводящее“ состояние с $g_Z > 16$ от „диэлектрического“ с $g_Z < 16$. Оценки дают $3 < g_\xi < 40$ и $1 < g_Z < 3$ для исследованных в настоящей работе самых узких и самых широких титановых нанополосок, соответственно. Применительно ко всем нашим образцам,

находящимся в диэлектрическом пределе, т. е. с $g_Z < 16$ можно определить некую корреляционную длину [20,21]:

$$X_c \sim \xi \exp\left\{\frac{ag_\xi - \ln b}{2 - g_Z/8}\right\}, \quad (2)$$

которая физически соответствует характерному масштабу локализации куперовских пар [12] за счет туннелирования квантов магнитного потока — флюксонов. Системы с длиной $X \leq X_c$ могут демонстрировать сверхпроводящие свойства в присутствии КПФ, тогда как в пределе $X \gg X_c$ сверхток полностью подавлен квантовыми флуктуациями и квазиодномерный сверхпроводник обнаруживает конечное сопротивление даже при $T \rightarrow 0$. Именно это и наблюдается в наших $R(T)$ -экспериментах на нанопроводах различных сечений (рис. 2). Для образца с $w = 53 \text{ nm}$ оценка дает корреляционную длину $X_c \approx 12 \mu\text{m}$, сравнимую с геометрической длиной $X = 20 \mu\text{m}$, и, соответственно, система остается в сверхпроводящем состоянии (с нулевым сопротивлением) при достаточно низкой температуре $T < T_c$, в то время как более узкий образец с $w = 40 \text{ nm}$, с учетом сильной экспоненциальной зависимости (2), соответствует пределу $X \gg X_c$ и, как следствие, даже при самых низких температурах обнаруживает конечное сопротивление (рис. 2). Идентичные зависимости были обнаружены на большом количестве титановых нанополосок и не представлены на рис. 2 исключительно ради ясности графического представления данных. Все сказанное выше о проявлении „сверхпроводящих“ свойств относится к такой интегральной характеристике системы, как электрическое сопротивление.

Разумно задаться вопросом: справедливо ли обсуждаемое флуктуационное подавление сверхпроводимости для таких локальных характеристик, как энергетическая щель и/или плотность состояний? С целью проверить эту гипотезу, на одних и тех же мультитерминальных наноструктурах измерялись ВАХ туннельных контактов Al–AlO_x–Ti, образованных в точках перекрытия титановых и алюминиевых нанополосок через тонкий оксидный слой (рис. 1). Соответствующие ВАХ для тех же титановых нанопроводов, что и на рис. 2, приведены на рис. 3, а. Удивительно то, что обе ВАХ весьма похожи друг на друга, несмотря на радикально различное $R(T)$ поведение титановых электродов. Ранее уже сообщалось, что квантовые флуктуации приводят к слабому подавлению щели и размытию особенностей ВАХ в области щелевой особенности $|eV| \sim \Delta(\text{Ti}) + \Delta(\text{Al})$ [22–24]. В частности, было показано, что „пролезание“ состояний в подщелевую область есть следствие гауссовых флуктуаций фазы параметра порядка, ведущих к возбуждению волн зарядовой плотности [19], с которыми взаимодействуют электроны проводимости, что приводит к перенормировке электронной плотности состояний [22–25]. Кроме очень похожих на стандартные туннельные БКШ-характеристики (правда, в нашем случае — с небольшой размытостью плотности состояний), все исследованные

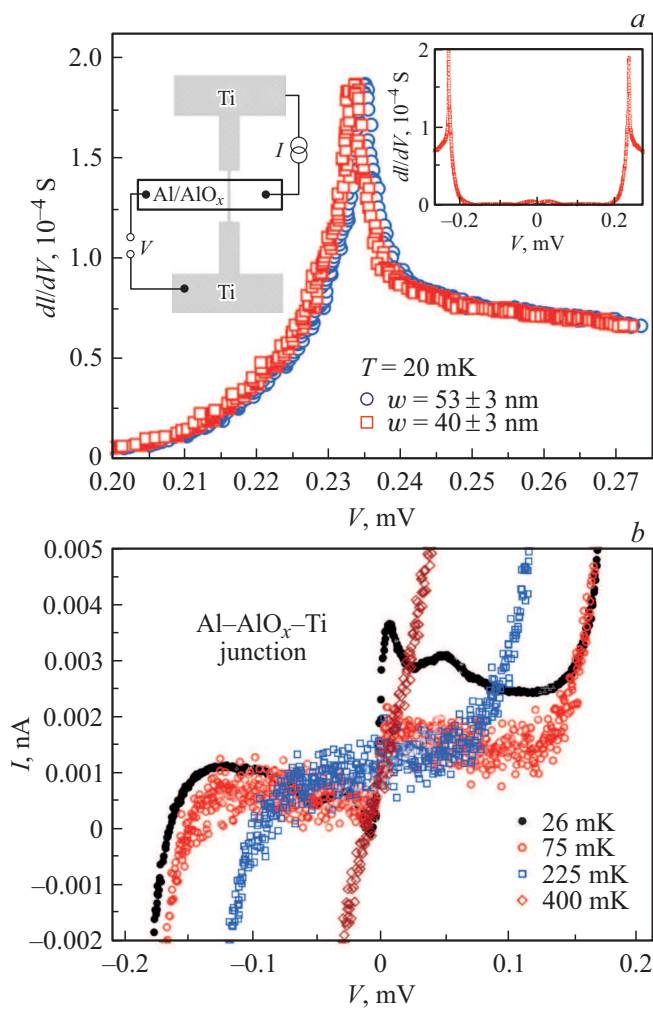


Рис. 3. *a)* Дифференциальные $dI/dV(V)$ характеристики двух туннельных контактов $\text{Al}-\text{AlO}_x-\text{Ti}$ в области смещения порядка суммарной сверхпроводящей щели $eV \sim \Delta(\text{Ti}) + \Delta(\text{Al})$, образованных теми же самыми титановыми нанопроводами, что и на рис. 2. На левой вставке показана схема измерений. На правой вставке приведены те же самые зависимости в широком диапазоне смещений: в таком масштабе разница между двумя dI/dV кривыми практически не заметна. *b)* Вольт-амперная зависимость $I(V)$ в области малых смещений $|eV| \ll \Delta(\text{Ti}) + \Delta(\text{Al})$. Хорошо виден джозефсоновский ток, который сильно подавляется температурой и полностью исчезает выше критической температуры сверхпроводящего титана. Небольшое смещение экспериментальных точек по токовой оси связано с дрейфом нуля аналогового усилителя.

$\text{Al}-\text{AlO}_x-\text{Ti}$ контакты демонстрируют также эффект Джозефсона (рис. 3, *b*). За счет присутствия квантовых флуктуаций в титановом электроде критический ток сильно подавлен по сравнению с величиной, следующей из соотношения Амбегаокара–Баратова, и исчезает при температурах выше критической. Из сказанного можно сделать вывод, что локальные атрибуты сверхпроводимости, определяющие форму туннельных зависимостей, слабо подавляются квантовыми флуктуациями параметра порядка.

4. Заключение

Экспериментально и теоретически было показано, что в квазиодномерных сверхпроводящих каналах из титана интегральные (эффективное сопротивление) и локальные (энергетическая щель) характеристики по-разному подавляются квантовыми флуктуациями параметра порядка. В достаточно тонких нанопроводах при самых низких температурах может наблюдаться конечное электрическое сопротивление, тогда как туннельные вольт-амперные характеристики обнаруживают лишь слегка размытые щелевые особенности и конечный джозефсоновский ток. Такое состояние вещества можно рассматривать как сверхпроводящий изолятор, который возникает в результате слабой кулоновской блокады куперовских пар. Это явление универсально и, как показано в настоящей работе, наблюдается также в достаточно однородных сверхпроводящих каналах, не содержащих туннельных барьеров, что отражает фундаментальную общность свойств квазиодномерного сверхпроводника, в режиме квантовых флуктуаций, и джозефсоновского контакта малых размеров.

Финансирование работы

Работа выполнялась при поддержке проекта „Зеркальные лаборатории“ Национального исследовательского университета „Высшая школа экономики“ и Башкирского государственного педагогического университета им. М. Акмуллы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G.E. Moore. *Electronics* **38**, 8, 1 (1965).
- [2] O.V. Astafiev, L.B. Ioffe, S. Kafanov, Yu.A. Pashkin, K.Yu. Arutyunov, D. Shahar, O. Cohen, J.S. Tsai. *Nature* **484**, 7394, 355 (2012).
- [3] J.S. Lehtinen, K. Zakharov, K.Yu. Arutyunov. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 18, 187001 (2012).
- [4] Z.M. Wang, J.S. Lehtinen, K.Yu. Arutyunov. *Appl. Phys. Lett.* **114**, 24, 242601 (2019).
- [5] K.Yu. Arutyunov, D. Golubev, A.D. Zaikin. *Phys. Rep.* **464**, 1–2, 1 (2008).
- [6] A.D. Zaikin, D.S. Golubev. *Dissipative Quantum Mechanics of Nanostructures: Electron Transport, Fluctuations and Interactions*. Jenny Stanford Publishing, Singapore (2019).
- [7] A.D. Zaikin, D.S. Golubev, A. van Otterlo, G.T. Zimányi. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 8, 1552 (1997).
- [8] A. Bezryadin, C.N. Lau, M. Tinkham. *Nature* **404**, 6781, 971 (2000).
- [9] M. Zgirski, K.-P. Riikonen, V. Touboltsev, K.Yu. Arutyunov. *Phys. Rev. B* **77**, 5, 054508 (2008).
- [10] J.S. Lehtinen, T. Sajavaara, K.Yu. Arutyunov, M.Yu. Presnjakov, A.L. Vasiliev. *Phys. Rev. B* **85**, 9, 094508 (2012).

- [11] K.Yu. Arutyunov, T.T. Hongisto, J.S. Lehtinen, L.I. Leino, A.L. Vasiliev. *Sci. Rep.* **2**, 293 (2012).
- [12] A.G. Semenov, A.D. Zaikin. *Phys. Rev. B* **88**, 5, 054505 (2013).
- [13] M. Zgirski, K.-P. Riikonen, V. Touboltsev, K. Arutyunov. *Nano Lett.* **5**, 6, 1029 (2005).
- [14] J.S. Lehtinen, K.Yu. Arutyunov. *Supercond. Sci. Technol.* **25**, 124007 (2012).
- [15] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen, T. Rantala. *J. Supercond. Nov. Magn.* **29**, 569 (2016).
- [16] V.V. Zavyalov, S.A. Chernyaev, K.V. Shein, A.G. Shukaleva, K.Yu. Arutyunov. *J. Phys.: Conf. ser.* **969**, 012086 (2018).
- [17] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen, A.A. Radkevich, A.G. Semenov, A.D. Zaikin. To be published elsewhere (2021).
- [18] D.S. Golubev, A.D. Zaikin. *Phys. Rev. B* **78**, 14, 144502 (2008).
- [19] J.E. Mooij, G. Schoen. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1, 114 (1985).
- [20] A. Radkevich, A.G. Semenov, A.D. Zaikin. *Phys. Rev. B* **100**, 1, 014520 (2019).
- [21] A. Radkevich, A.G. Semenov, A.D. Zaikin. *J. Supercond. Nov. Magn.* **33**, 2335 (2020).
- [22] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen. *Nanoscale Research Lett.* **11**, 1, 364 (2016).
- [23] К.Ю. Арутюнов, J.S. Lehtinen, А.А. Радкевич, А.Г. Семенов, А.Д. Заикин. *ФТТ* **59**, 11, 2092 (2017). *Phys. Solid State* **59**, 11, 2110 (2017).
- [24] K.Yu. Arutyunov, J.S. Lehtinen, A.A. Radkevich, A.G. Semenov, A.D. Zaikin. *J. Magn. Magn. Mater.* **459**, 356 (2018).
- [25] A. Radkevich, A.G. Semenov, A.D. Zaikin. *Phys. Rev. B* **96**, 8, 085435 (2017).

Редактор Е.В. Толстякова