Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 11, с. 787 – 791 © 2016 г. 10 декабря

Сверхпроводящие свойства длинных проволок TiN[1)]

А. Ю. Миронов[*+2)], С. В. Постолова[*+], Д. А. Насимов[*]

[*]Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

[+]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 сентября 2016 г.

После переработки 20 октября 2016 г.

Проведено экспериментальное исследование низкотемпературных транспортных свойств проволок нитрида титана с шириной, сопоставимой или много большей сверхпроводящей длины когерентности. Показано, что уменьшение ширины проволок не влияет на транспортные свойства при температурах выше критической температуры сверхпроводящего перехода, и электронный транспорт в этом температурном диапазоне определяется квантовыми вкладами в проводимость от слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия. Установлено, что уменьшение ширины проволок не приводит к изменению критической температуры сверхпроводящего перехода, однако вызывает полное подавление топологического перехода Березинского–Костерлица–Таулесса. Определено, что пороговое магнитное поле увеличивается при уменьшении ширины проволок.

DOI: 10.7868/S0370274X16230053

Вопрос о влиянии размеров сверхпроводника на его транспортные свойства имеет давнюю историю. Считается, что истинная сверхпроводимость, т.е. полностью бездиссипативное состояние, при отличной от нуля температуре достигается лишь в трехмерных системах, тогда как в квазидвумерных системах истинная сверхпроводимость возникает лишь при нулевой температуре, а квазиодномерные системы вовсе не могут быть сверхпроводящими [1]. Также доказано, что при конечной температуре в квазидвумерных системах возможно не только образование куперовских пар, но и переход в состояние с неизмеримо малой диссипацией, происходящий по механизму Березинского–Костерлица–Таулесса. При этом, сопротивление системы может быть и неизмеримо мало, и неизмеримо велико (пленки InO [2], TiN [3]). Вопрос же о наличии бездиссипативного состояния в квазиодномерных системах остается открытым, поскольку существующие теоретические модели и экспериментальные данные разнятся, указывая как на экспоненциальное уменьшение сопротивления сравнительно толстых проволок, связанное с термически активированным проскальзыванием фаз [4–7], так и на конечное сопротивление даже при $T = 0$, связанное с квантовым проскальзыванием фаз [8–11]. В этом случае предсказывается смена характера вольтамперных характеристик со степенного на линейный, причем изменение происходит скачком с показателя степени 2 на 1 [12]. Кроме того, для сравнительно тонких проволок может наблюдаться рост сопротивления при уменьшении температуры [13] и возвратная сверхпроводимость в магнитном поле [13, 14].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования низкотемпературных транспортных свойств проволок нитрида титана TiN шириной больше сверхпроводящей длины когерентности. Исходные пленки TiN толщиной 5 нм изготовлены методом атомарно-слоевого осаждения на подложке SiO_2/Si при температуре 400°C. Структурные исследования методом высокоразрешающей электронной микроскопии показывают, что пленки являются поликристаллическими с характерным размером кристаллитов 5 нм. Оценка транспортных параметров пленок в приближении параболического закона дисперсии дает следующие значения: коэффициент диффузии $D = 2.9\,\text{см}^2/\text{с}$, длина свободного пробега $l = 0.3$ нм, величина $k_F l = 3$, сверхпроводящая длина когерентности, имеющая смысл характерного размера куперовской пары, $\xi_d(T = 0) = 8.2$ нм. Первая группа исследуемых проволок представляет мезаструктуры в виде холловского мостика шириной 5 и 50 мкм с расстоянием между потенциометрическими контактами $L = 50$ и 450 мкм соответственно. Данные проволоки были изготовлены методом фотолитографии на основе исходной пленки TiN. Отметим, что зависимости сопротивления пленок шириной $w = 5$ и 50 мкм неразличимы между

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

[2)]e-mail: mironov@isp.nsc.ru

собой и далее мы будем говорить только о пленке шириной 50 мкм. Ко второй группе относится проволока шириной $w = 100$ нм и расстоянием между потенциометрическими контактами $L = 300$ мкм (см. рис. 1). Данные проволоки изготовлены мето-

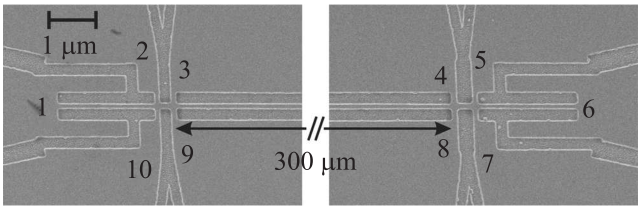

Рис. 1. Изображение боковых участков мезаструктуры TiN в электронном микроскопе. Токовые контакты – 1, 6. Потенциометрические контакты – 2, 3, 4, 5, 7, 8, 9, 10. Между контактами 3 и 4, 8 и 9 есть разрезы. Ширина проволоки, представленной на рисунке составляет 100 нм, расстояние между потенциометрическими контактами – 300 мкм

дом электронно-лучевой литографии с последующим плазмохимическим травлением. Эксперименты проводили в криостате растворения ^{3}He/^{4}He. Магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности образца. Измерения выполняли по стандартной четырех-точечной схеме на переменном токе $I = 10$ пА низкой частоты $f = 3.33$ Гц.

На рис. 2 представлены результаты исследования температурных зависимостей сопротивления "на квадрат" $R_{sq}(T)$ проволок TiN шириной $w = 0.1$ и 50 мкм, которые далее будем называть узкой и широкой соответственно. На исследуемых зависимостях отсутствуют какие-либо изломы, что указывает на однородность проволок. Для обеих проволок при уменьшении температуры от комнатной наблюдается логарифмический рост сопротивления $R_{sq}(T)$, далее, при температуре $T \simeq 10$ K сопротивление достигает максимума и затем убывает. Ранее было показано [15, 16], что широкая проволока, является квазидвумерной по отношению к эффектам сверхпроводимости и электрон-электронного взаимодействия, и все поведение $R_{sq}(T)$ вплоть до $R \simeq 0.1R_{\max}$ полностью описывается теорией квантовых вкладов в проводимость (QC) квазидвумерной сверхпроводящей системы [17–23]. Тот факт, что поведение проволок полностью совпадает вплоть до $R \simeq 0.1R_{\max}$, позволяет нам: 1) утверждать, что в этом диапазоне проволока шириной $w \geq 100$ нм является квазидвумерной; 2) описывать экспериментальную зависимость $R(T)$ узкой проволоки с помощью вышеупомянутой теории квантовых вкладов в проводимость (QC). При этом, в выражении для теоретической зависимости $R_{QC}(T)$ критическая температура сверх-

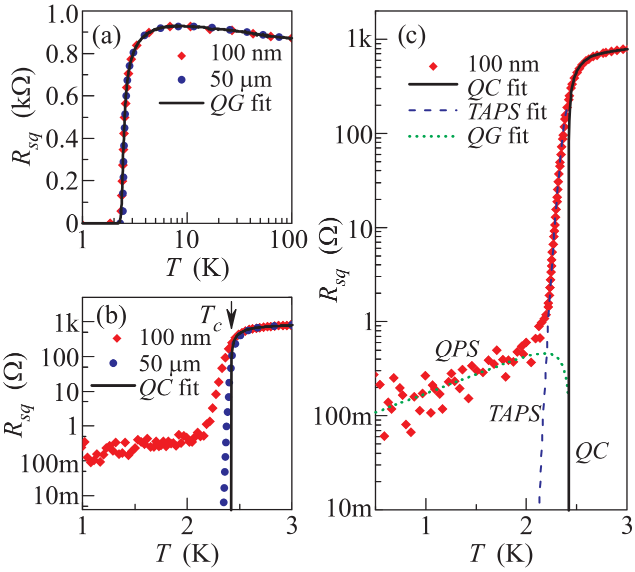

Fig. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости сопротивления проволок TiN. Сверхпроводящая длина когерентности составляет $\xi_d \simeq 8.2$ нм. (a) – Экспериментальные данные, отложенные в логарифмическом масштабе по температуре. Символами приведены зависимости для проволока шириной $w = 0.1$ мкм ($w/\xi_d \simeq 12$) (ромбы) и шириной $w = 50$ мкм ($w/\xi_d \simeq 600$) (кружки́). Сплошная линия – теоретическая зависимость $R_{QC}(T)$ для $w = 0.1$ мкм, вычисленная в рамках теории квантовых вкладов в проводимость. (b) – Те же данные в логарифмическом масштабе по сопротивлению. (c) – Символами приведена зависимость для проволока шириной $w = 0.1$ мкм. Сплошная линия – теоретическая зависимость $R_{QC}(T)$. Штриховая линия – теоретическая зависимость $R_{TAPS}(T)$, учитывающая термически активированное проскальзывание фаз (1) – $TAPS$. Пунктирная линия – теоретическая зависимость $R_{QPS}(T)$, учитывающая квантовое проскальзывание фаз (3) – QPS

проводящего перехода T_c является подгоночным параметром и определяется из сопоставления теоретической $R_{QC}(T)$ и экспериментальной $R_{sq}(T)$ (полный вид выражений, использованных для вычисления теоретической зависимости $R_{QC}(T)$ приведен в дополнительных материалах). Для проволоки ширины $\omega = 50$ мкм – $T_c = 2.44 \pm 0.002$ K, для $\omega = 0.1$ мкм – $T_c = 2.42 \pm 0.002$ K. Таким образом, уменьшение ширины проволоки вплоть до $w = 12\xi_d(0)$ не приводит к подавлению T_c.

Однако при температурах $T \lesssim T_c$ появляются существенные различия в поведении проволок: сопротивление узкой проволоки убывает медленнее, чем широкой (см. рис. 2b). Такое поведение можно связать с влиянием термически активированного проскальзывания фаз, которое описывают с помощью формулы Аррениуса–Литтла в интервале температур $T = (0.9 \div 1.1)T_c$ [7, 24]:

$$R_{AL}(T) = R_N \exp\left(-\frac{\Delta F(T)}{kT}\right), \qquad (1)$$

$$\Delta F(T) \approx 0.83\frac{L}{\xi_d(0)}\frac{\pi\hbar}{2e^2 R_N}kT_c\left(1-\frac{T}{T_c}\right)^{3/2}, \qquad (2)$$

где подгоночные параметры – R_N – сопротивление проволоки в нормальном состоянии, L – длина проволоки. Наилучшее согласие экспериментальных данных с выражением (1) наблюдается при $R_N = 621$ кОм, что в 4 раза меньше фактического сопротивления в нормальном состоянии (2.5 МОм), и длине проволоки $L = 102$ мкм, что втрое меньше фактической длины (300 мкм). Более того, сопротивление проволоки шириной $w = 100$ нм не становится неизмеримо малым при достигнутых в эксперименте температурах (минимальное значение сопротивления – 0.2 Ом при $T = 0.2$ К), тогда как сопротивление широкой проволоки экспоненциально убывает с уменьшением температуры. Такое поведение узкой проволоки может указывать как на подавление перехода Березинского–Костерлица–Таулесса за счет размерных эффектов при уменьшении ширины проволоки, так и на проявление квантового проскальзывания фазы [12, 10]. Использование формулы:

$$R_{QPS} = B\frac{\pi\hbar}{2e^2}S_{QPS}\frac{L}{\xi(T)}\exp(-S_{QPS}), \qquad (3)$$

где

$$S_{QPS} = A\frac{\pi\hbar}{2e^2 R_N}\frac{L}{\xi(T)}, \qquad (4)$$

R_N, L – подгоночные параметры, A и B – константы, позволяет описать поведение $R(T)$. Однако, наилучшее согласие экспериментальных данных и выражения (3) достигается при $R_N = 621$ кОм, $L = 102$ мкм, $A = 0.6$ и экстремально малом значении $B = 0.0022$. Отметим, что данный эффект проявляется в проволоке, ширина которой на порядок превышающей длину когерентности $\xi_d(0) = 8.2$ нм, в то время как для реализации механизма квантового проскальзывания фаз требуется сравнимость значений ширины проволоки и длины когерентности. Таким образом, выражения, описывающие проявления термически активированного и квантового проскальзываний фаз, позволяют описать температурную зависимость сопротивления. Однако необходимость использования неправдоподобных подгоночных параметров ставит под вопрос правомерность их использования.

Для определения доминирующего вклада в ненулевое сопротивление узкой проволоки при $T < T_c$ были измерены вольтамперные характеристики обеих проволок, представленные на рис. 3a. В случае широкой проволоки наблюдается гигантский гистерезис по току – пороговый ток, разрушающий сверхпроводимость при увеличении тока от 0 j_T^+, и более чем на порядок превосходит пороговый ток при уменьшении тока к 0 j_T^-. В случае узкой проволоки вольтамперная характеристика при малых плотностях тока является линейной при любых, достигнутых в эксперименте, температурах. Тем не менее данное состояние скачкообразно разрушается пороговым током. Причем, наблюдается и слабый гистерезис при смене направления изменения тока, однако он гораздо менее выражен, чем для широкой проволоки. При этом плотность "горячего" порогового тока j_T^- узкой проволоки превышает плотность широкой проволоки (см. рис. 3b). Кроме того, в окрестности порогового тока узкой проволоки вольтамперная зависимость имеет ступенчатый вид, что может быть связано с возникновением новых центров проскальзывания фазы [25]. В то же время, аналогичные ступеньки наблюдаются в одномерных цепочках джозефсоновских переходов [26, 27]. Отметим, что увеличение беспорядка в системе приводит к формированию самоорганизованных сверхпроводяших островков за счет усиления флуктуаций сверхпроводящей щели [28]. Поскольку исходная пленка TiN является сильно разупорядоченной ($k_F l = 3$), в ней может возникнуть подобная островковая система. При этом, остаточное сопротивление проволоки будет определяться металлической областью между островками и обеспечивать линейную зависимость напряжения от тока при любых температурах.

Рассмотрим эволюцию магнитополевых зависимостей сопротивления (рис. 4). При низких температурах $T < 1$ К при увеличении магнитного поля наблюдается положительное магнитосопротивление $dR/dB > 0$, затем сопротивление выходит на насыщение $dR/dB < 0$ (см. рис. 4a). Отметим, что при $T < 1$ К для каждой проволоки все зависимости магнитосопротивления пересекаются в одной точке. При этом, максимальное сопротивление $R_{\max}(B)$ и сопротивление в точке пересечения зависимостей R_c узкой проволоки превышает $R_{\max}(B)$ и R_c широкой на 7 %. Значит, уменьшение ширины проволоки приводит к усилению локализационных вкладов в проводимость, обусловленных магнитным полем. В то же время, сопротивление узкой проволоки возрастает быстрее в интервале магнитных полей $B = 0{-}2$ Тл (см. рис. 4b) и лишь в интервале $B = 2{-}3$ Тл скорость нарастания сопротивления широкой проволоки становится больше, чем для узкой. В итоге значение магнитного поля $B_{0.5R_N}$, при котором сопротивление дости-

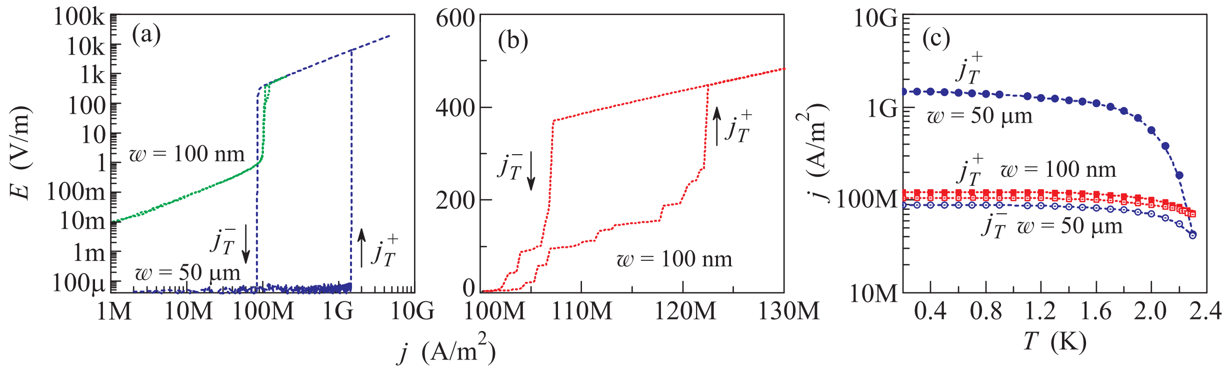

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Вольтамперные зависимости проволок TiN шириной $\omega = 100$ нм (пунктирная линия) и $\omega = 50$ мкм (штриховая линия), измеренные при температуре $T = 200$ мК. Стрелками показано направление изменения тока при увеличении от нуля (j^+) и при уменьшении до нуля (j^-). (b) – Участок вольтамперной характеристики узкой проволоки в окрестности порогового тока. (c) – Температурные зависимости порогового тока, определенного по максимальному значению дифференциального сопротивления проволок TiN шириной 100 нм (■) и 50 мкм (•). Закрашенные символы соответствуют пороговому току при увеличении тока от нуля j_T^+, пустые – при уменьшении к нулю j_T^-

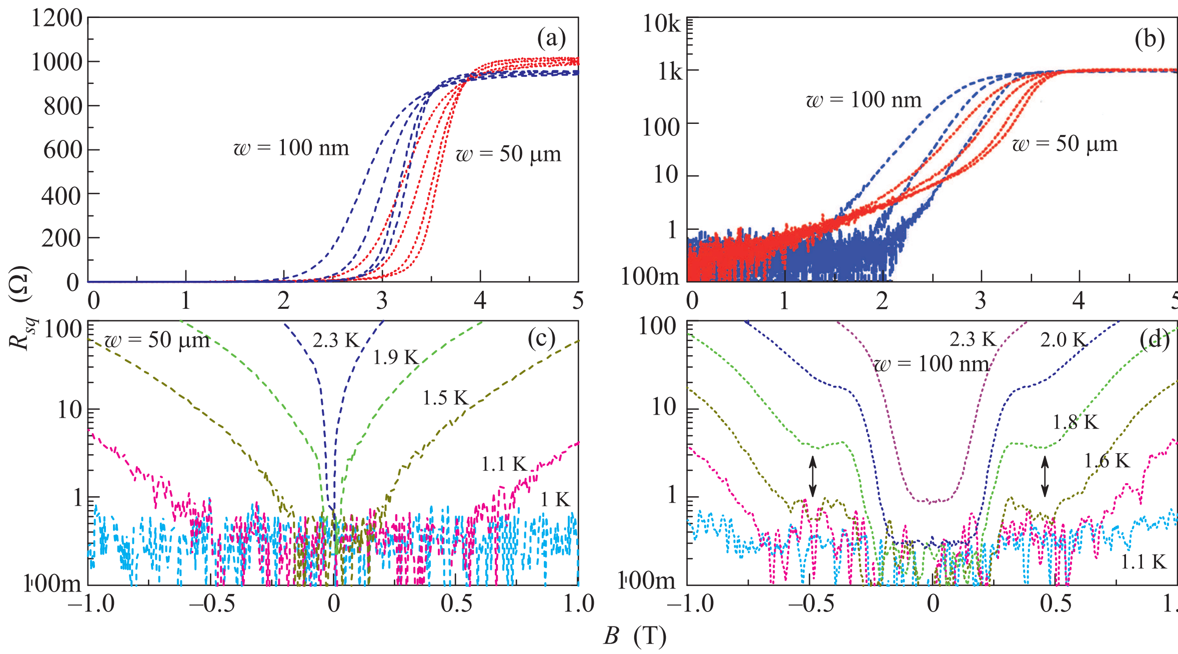

Рис. 4. (Цветной онлайн) Магнитополевые зависимости сопротивления проволок TiN шириной 100 нм (пунктирная линия) и 50 мкм (штриховая линия) в линейном (a) и логарифмическом по сопротивлению (b) масштабах для температур $T = 0.2$, 0.4, 0.6 и 0.8 K. Магнитополевые зависимости сопротивления проволоки шириной 50 мкм (c) и 100 нм (d) в температурном диапазоне $T = 1{-}2.3$ K в логарифмическим масштабе по сопротивлению. Стрелками выделена область отрицательного магнитосопротивления

гает половины сопротивления в нормальном состоянии (характерная точка по которой принято определять значение верхнего критического поля) и значение магнитного поля B_c, соответствующего точке пересечения низкотемпературных зависимостей $R(B)$, в случае узкой проволоки оказываются выше, чем у широкой. Подобное поведение можно трактовать как усиление сверхпроводящих свойств и, соответственно, увеличение верхнего критического поля B_{c2} при уменьшении ширины проволоки. С другой стороны, увеличение характерного магнитного поля B_c может быть связано с доминированием поверхностной проводимости в более узкой проволоке и, фактически, с наблюдением третьего критического поля B_{c3}. Как показано в работе [14], доминирующая роль поверхностной сверхпроводимости приводит в возникновению явления возвратной сверхпроводимости в магнитном поле. Действительно, рассмотрим магнитополевые зависимости сопротивления проволок в температурном интервале $T = 1.6{-}2.3$ K (см. рис. 4c, d). Зависимости $R(B)$ широкой проволоки растут с ростом магнитного поля, в то время как зависимости $R(B)$ узкой проволоки немонотонны. В температурном диапазоне $T = 1.1{-}1.9$ K при увеличении магнитного поля при $B > 0.2$ Тл сопротивление узкой проволоки экспоненциально растет $R \propto \exp(B/B^*)$, где $B^* = kT[32\pi\lambda_d^2/(\Phi_0 w^2 \xi_d)] \simeq 0.035$ Тл. Затем при $B_v = 1.61(\Phi_0/w^2) \simeq 0.35$ Тл наблюдается область отрицательного магнитосопротивления, и снова – рост. Подобное поведение обусловлено движением и упорядочением вихрей, индуцированных магнитным полем [14].

Подведем краткий итог. Уменьшение ширины сверхпроводящих проволок вплоть до $w = 12\xi_d(0)$) не влияет на транспортные свойства при температурах выше критической T_c, и электронный транспорт в этом температурном диапазоне определяется квантовыми вкладами в проводимость квазидвумерных систем. Установлено, что уменьшение ширины проволок приводит к уширению сверхпроводящего перехода и подавлению температуры топологического перехода Березинского–Костерлица–Таулесса. При этом, ненулевое сопротивление при температурах меньше T_c узких проволок, по-видимому, связано с образованием самоорганизованной островковой структуры. Показано, что доминирующую роль в магнитотранспортных свойствах узких проволок играет поверхностная сверхпроводимость, что приводит к увеличению порогового магнитного поля и возникновению возвратной сверхпроводимости в магнитном поле.

Авторы благодарят Т.И. Батурину (ИФП СО РАН, Россия) и В.М. Винокура (ANL, США) за плодотворные дискуссии; М.Р. Бакланова и А. Сатта (IMEC, Бельгия) за предоставление пленок TiN.

Исследования низкотемпературного транспорта выполнены при финансовой поддержке РФФИ (грант # 16-02-00803-а), проволоки TiN изготовлены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 14-22-00143).

---

1. J. M. Kosterlitz, J. Phys. C: Solid State Phys. **7**, 1046 (1974).
2. M. Ovadia, D. Kalok, I. Tamir, S. Mitra, B. Sacepe, and D. Shahar, Sci. Rep. **5**, 13503 (2016).
3. T. I. Baturina, A. Yu. Mironov, V. M. Vinokur, M. R. Baklanov, and C. Strunk, Phys. Rev. Lett. **99**, 257003 (2007).
4. J. S. Langer and V. Ambegaokar, Phys. Rev. **164**, 498 (1967).
5. D. E. McCumber and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **1** 1054 (1970).
6. R. S. Newbower, M. R. Beasley, and M. Tinkham, Phys. Rev. B **5**, 864 (1972).
7. M.-H. Bae, R. C. Dinsmore, T. Aref, M. Brenner, and A. Bezryadin, Nano Lett. **9**, 1889 (2009).
8. F. Sharie, A. V. Herzog, and R. C. Dynes, Phys. Rev. Lett. **71** 428 (1993).
9. A. D. Zaikin, D. S. Golubev, A. van Otterlo, and G. T. Zimanyi, Phys. Rev. Lett. **78**, 1552 (1997).
10. D. S. Golubev and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **64**, 014504 (2001).
11. J. S. Lehtinen, K. Zakharov, and K. Yu. Arutyunov, Phys. Rev. Lett. **109**, 187001 (2012).
12. А. Д. Заикин, Д. С. Голубев, А. ван Оттерло, Г. Т. Зимани, УФН **168**(2), 244 (1998).
13. P. Xiong, A. V. Herzog, and R. C. Dynes, Phys. Rev. Lett. **78**, 927 (1997).
14. R. Cordoba, T. I. Baturina, J. Sese, A. Yu Mironov, J. M. De Teresa, M. R. Ibarra, D. A. Nasimov, A. K. Gutakovskii, A. V. Latyshev, I. Guillamon, H. Suderow, S. Vieira, M. R. Baklanov, J. J. Palacios, and V. M. Vinokur, Nature Comm. **4**, 1437 (2012).
15. T. I. Baturina, S. V. Postolova, A. Yu. Mironov, A. Glatz, M. R. Baklanov, and V. M. Vinokur, EPL **97**, 17012 (2012).
16. S. V. Postolova, A. Yu. Mironov, and T. I. Baturina, JETP Lett. **100**, 635 (2015).
17. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, Ed. by A. L. Efros and M. Pollak, North-Holland, Amsterdam (1985).
18. Б. Л. Альтшулер, А. А. Варламов, М. Ю. Рейзер, ЖЭТФ **84**, 2280 (1983).
19. S. Hikami, A. I. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
20. Л. Г. Асламазов, А. И. Ларкин, ФТТ **10**(4), 1104 (1968).
21. K. Maki, Prog. Theor. Phys. **39**(4), 897 (1968).
22. R. S. Thompson, Phys. Rev. B **1**, 327 (1970).
23. J. M. B. Lopes dos Santos and E. Abrahams, Phys. Rev. B **31**, 172 (1985).
24. X. D. A. Baumans, D. Cerbu, O.-A. Adami, V. S. Zharinov, N. Verellen, G. Papari, J. E. Scheerder, G. Zhang, V. V. Moshchalkov, A. V. Silhanek, and J. Van de Vondel, Nat. Comm. **7**, 10560 (2016).
25. A. Bezryadin, A. Bollinger, D. Hopkins, M. Murphey, M. Remeika, and A. Rogachev, Dekker Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology **5**, 3761 (2004).
26. Yu. M. Shukrinov, F. Mahfouzi, and M. Suzuki, Phys. Rev. B **78**, 134521 (2008).
27. Ю. М. Шукринов, И. Р. Рахмонов, ЖЭТФ **142**, 323 (2012).
28. A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **34**, 1144 (1972).