## Сверхпроводящие свойства длинных проволок TiN<sup>1)</sup>

А. Ю. Миронов<sup>\*+ 2)</sup>, С. В. Постолова<sup>\*+</sup>, Д. А. Насимов<sup>\*</sup>

\*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<sub>2</sub>/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

 $<sup>^{1)}\</sup>mathrm{Cm.}$ дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru.

<sup>&</sup>lt;sup>2)</sup>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  ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ . 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 ТіN шириной w = 0.1и 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  $T \simeq 10 \,\mathrm{K}$  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  $R_{sa}(T)$  вплоть до  $R \simeq 0.1 R_{max}$  полностью описывается теорией квантовых вкладов в проводимость (QC) квазидвумерной сверхпроводящей системы [17-23]. Тот факт, что поведение проволок полностью совпадает вплоть до  $R \simeq 0.1 R_{\rm max}$ , позволяет нам: 1) утверждать, что в этом диапазоне проволока шириной  $w \ge 100$  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. (с) – 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  $\omega=50~{\rm MKM}-T_c=2.44\pm0.002~{\rm K},$  для  $\omega=0.1~{\rm MKM}-T_c=2.42\pm0.002~{\rm K}.$  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]:

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

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

где подгоночные параметры –  $R_N$  – сопротивление проволоки в нормальном состоянии, L – длина проволоки. Наилучшее согласие экспериментальных данных с выражением (1) наблюдается при  $R_N = 621 \, \text{кOm}$ , 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 –  $0.2 \,\mathrm{Om}$  при  $T = 0.2 \,\mathrm{K}$ ), 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

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

 $R_N$ , 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 ненулево<br/>е сопротивление узкой проволоки при  $T\,<\,T_c$ 

были измерены вольтамперные характеристики обеих проволок, представленные на рис. За. 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 сверхпроводящих 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  $T < 1 \,\mathrm{K}$  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 K 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<sub>0.5R<sub>N</sub></sub>, при котором сопротивление дости-



Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Вольтамперные зависимости проволок ТiN 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 ( $\blacksquare$ ) и 50 мкм ( $\bullet$ ). 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 (а) и логарифмическом по сопротивлению (b) масштабах для температур T = 0.2, 0.4, 0.6 и 0.8 К. Магнитополевые зависимости сопротивления проволоки шириной 50 мкм (c) и 100 нм (d) в температурном диапазоне T = 1-2.3 К 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  $T = 1.6 - 2.3 \,\mathrm{K}$  (см. рис. 4с, d). Зависимости R(B) широкой проволоки растут с ростом магнитного поля, в то время как зависимости R(B) узкой проволоки немонотонны. В температурном диапазоне  $T = 1.1 - 1.9 \,\mathrm{K}$  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 Т<sub>с</sub> 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 ТiN изготовлены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 14-22-00143).

- J. M. Kosterlitz, J. Phys. C: Solid State Phys. 7, 1046 (1974).
- M. Ovadia, D. Kalok, I. Tamir, S. Mitra, B. Sacepe, and D. Shahar, Sci. Rep. 5, 13503 (2016).
- T.I. Baturina, A.Yu. Mironov, V.M. Vinokur, M.R. Baklanov, and C. Strunk, Phys. Rev. Lett. 99, 257003 (2007).

- J.S. Langer and V. Ambegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967).
- D.E. McCumber and B.I. Halperin, Phys. Rev. B 1 1054 (1970).
- R. S. Newbower, M. R. Beasley, and M. Tinkham, Phys. Rev. B 5, 864 (1972).
- M.-H. Bae, R. C. Dinsmore, T. Aref, M. Brenner, and A. Bezryadin, Nano Lett. 9, 1889 (2009).
- F. Sharie, A.V. Herzog, and R.C. Dynes, Phys. Rev. Lett. **71** 428 (1993).
- A. D. Zaikin, D. S. Golubev, A. van Otterlo, and G. T. Zimanyi, Phys. Rev. Lett. 78, 1552 (1997).
- D. S. Golubev and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B 64, 014504 (2001).
- J.S. Lehtinen, K. Zakharov, and K.Yu. Arutyunov, Phys. Rev. Lett. **109**, 187001 (2012).
- А. Д. Заикин, Д. С. Голубев, А. ван Оттерло, Г. Т. Зимани, УФН 168(2), 244 (1998).
- P. Xiong, A.V. Herzog, and R.C. Dynes, Phys. Rev. Lett. 78, 927 (1997).
- 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).
- T. I. Baturina, S. V. Postolova, A. Yu. Mironov, A. Glatz, M. R. Baklanov, and V. M. Vinokur, EPL 97, 17012 (2012).
- S.V. Postolova, A.Yu. Mironov, and T.I. Baturina, JETP Lett. **100**, 635 (2015).
- 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).
- Б. Л. Альтшулер, А.А. Варламов, М.Ю. Рейзер, ЖЭТФ 84, 2280 (1983).
- 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).
- J. M. B. Lopes dos Santos and E. Abrahams, Phys. Rev. B **31**, 172 (1985).
- 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).
- A. Bezryadin, A. Bollinger, D. Hopkins, M. Murphey, M. Remeika, and A. Rogachev, Dekker Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology 5, 3761 (2004).
- 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).
- A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP 34, 1144 (1972).