

УДК 538.945

С. В. Постолова^{1,2}, А. Ю. Миронов^{1,2}, Т. И. Батурина¹

¹ Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН
ул. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: svet.postolova@gmail.com

ШИРИНА РЕЗИСТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЕ СОСТОЯНИЕ ПЛЕНКИ НИТРИДА ТИТАНА

Исследован переход ультратонкой пленки нитрида титана (толщиной 5 нм) в сверхпроводящее состояние. Установлено, что немонотонная температурная зависимость сопротивления $R(T)$ является следствием конкуренции вкладов в проводимость квантовых поправок от электрон-электронного взаимодействия в диффузионном и куперовском каналах. Установлено, что затянутость перехода при $T > T_c$ (T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода) обусловлена вкладом сверхпроводящих флуктуаций. Приведены результаты анализа низко-температурных (при $T < T_c$) вольтамперных характеристик $V(I)$. Показано, что они имеют степенной характер $V \propto I^{\alpha(T)}$ с показателем степени $\alpha(T)$, быстро возрастающим при уменьшении температуры. Определена температура перехода Березинского – Костерлица – Таулесса $T_{\text{БКТ}}$ и ширина резистивной области $\Delta T = T_c - T_{\text{БКТ}}$.

Ключевые слова: тонкие сверхпроводящие плёнки, квантовые поправки к проводимости, переход Березинского – Костерлица – Таулесса.

Введение

В тонких пленках переход в сверхпроводящее состояние сильно растянут по температурной шкале. Такое уширение перехода обусловлено тем, что в двумерной сверхпроводящей системе сильно возрастает роль флуктуаций. Состояние сверхпроводника описывается параметром порядка

$$\Psi = |\Psi| \exp(i\varphi),$$

имеющим смысл волновой функции куперовских пар, где модуль $|\Psi|$ и фаза φ могут зависеть от координаты и времени. При температуре $T = T_c$ куперовское спаривание электронов становится энергетически выгодным, и начинается конденсация куперовских пар. Однако и при температурах $T > T_c$

в любой сверхпроводящей системе присутствуют короткоживущие флуктуационные куперовские пары. При этом усредненный по сверхпроводящим флуктуациям модуль параметра порядка отличен от нуля $\langle |\Psi|^2 \rangle \neq 0$ [1]. Наличие флуктуационных куперовских пар дает заметный вклад в проводимость тонких сверхпроводящих пленок даже при температурах, существенно больших T_c . Другой важной особенностью двумерных сверхпроводящих систем является двустадийность перехода в макроскопически когерентное сверхпроводящее состояние, т. е. существование двух характерных температур. При уменьшении температуры до $T = T_c$ возникает отличный от нуля модуль параметра порядка $|\Psi| \neq 0$, однако в

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 09-02-01205) и программы фундаментальных научных исследований РАН «Квантовая физика конденсированных сред».

Благодарим М. Р. Бакланова и А. Сатта из Interuniversity Microelectronic Center (Бельгия) за предоставление пленок TiN.

системе существуют флуктуации фазы параметра порядка $\Delta\phi \neq 0$, проявляющие себя в виде вихревых токов – вихрей. При этом сопротивление пленки отлично от нуля, так как пропускание тока вызывает движение вихрей, что приводит к диссипации энергии [2]. Такое состояние сверхпроводящей двумерной системы называют резистивным. Резистивная область ограничена снизу температурой перехода Березинского – Костерлица – Таулесса $T_{\text{БКТ}}$, при которой вихри объединяются в пары. При $T_{\text{БКТ}}$ устанавливается макроскопическая фазовая когерентность параметра порядка $\Delta\phi = 0$, и система переходит в сверхпроводящее состояние. Отметим, что ни T_c , ни $T_{\text{БКТ}}$ никак не выделены на экспериментальной зависимости сопротивления от температуры (измеренной в линейном режиме). Температура T_c может быть определена из анализа $R(T)$ во флуктуационной области ($T > T_c$) с позиций теории квантовых поправок к проводимости. Температура $T_{\text{БКТ}}$, как правило, определяется из анализа вольтамперных характеристик, т. е. при изучении нелинейного отклика системы на пропускание достаточно большого тока.

Исследование перехода БКТ и ширины резистивной области в квазидвумерных сверхпроводниках актуально как для фундаментальной, так и для прикладной физики. Если говорить о прикладном значении, то именно температура перехода БКТ определяет рабочие температуры электрических цепей, при использовании сверхпроводников в качестве бездиссипативных элементов. Резистивная область является рабочей температурной областью для целого класса сверхпроводящих детекторов и болометров [3; 4]. С фундаментальной точки зрения, хотя и существуют теоретические указания на определяющую роль перехода БКТ в критической области перехода сверхпроводник-изолятор [5; 6], экспериментально этот вопрос практически не исследован. Выбор объекта исследования данной работы – пленки нитрида титана (TiN), как раз продиктован тем фактом, что именно в пленках TiN обнаружен прямой переход сверхпроводник – изолятор [7; 8]. Более того, в недавней работе [9] показано, что переход в сверхдиэлектрическое состояние происходит по механизму зарядового перехода БКТ. Все это делает в высшей степени актуальным детальное исследование как

вихревого перехода БКТ, так и в целом поведения данных пленок на сверхпроводящей стороне перехода сверхпроводник-изолятор.

Квантовые поправки к проводимости

Основные положения теории квантовых поправок к проводимости неупорядоченных систем заключаются в следующем:

1) диффузионное движение электронов сопровождается квантовой интерференцией волновых функций невзаимодействующих электронов, что приводит к так называемой слабой локализации (WL) [10];

2) при низких температурах в неупорядоченных системах возрастает роль электрон-электронного взаимодействия по сравнению с тем, что имеет место в идеальном кристалле [11].

Важным является соотношение между размерами системы и характерными масштабами теории. Характерный масштаб для WL – длина диффузии электрона за время релаксации фазы его волновой функции τ_ϕ , т. е. $l_\phi = (D\tau_\phi)^{1/2}$, где D – коэффициент диффузии. Для эффектов электрон-электронного взаимодействия – тепловая длина когерентности $l_T = (2\pi\hbar D/kT)^{1/2}$. На длине l_T сохраняется пространственная когерентность двух квазичастиц с разностью энергий $\sim kT$. При условии, что толщина пленки $d < l_\phi$, l_T , электронный газ является эффективно двумерным по отношению к эффектам слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия. Такие проводники называются квазидвумерными, и, как будет показано далее, исследуемая пленка TiN относится именно к этому классу объектов. Ввиду этого мы приводим основные теоретические выражения для квазидвумерного случая.

Возникающие при учете указанных эффектов квантовые поправки к проводимости принято делить на два класса.

I. Слабая локализация (WL) – интерференционная поправка к проводимости невзаимодействующего электронного газа, обусловленная квантовой интерференцией электрона с самим собой при его диффузионном движении,

$$\frac{\Delta G_{\text{WL}}(T)}{G_{00}} = A_{\text{WL}} \cdot \ln \frac{kT\tau}{\hbar}, \quad (1)$$

где $G_{00} = e^2/(2\pi^2\hbar)$, A_{WL} – константа, определяемая спин-орбитальным взаимодействием

и показателем степени в температурной зависимости времени сбоя фазы ($\tau_\phi \propto T^{-p}$).

II. Поправки, связанные с эффектами электрон-электронного взаимодействия принято делить на два типа:

1) взаимодействие в диффузионном канале (ID): учитывает взаимодействие электронов с близкими энергиями и импульсами,

$$\frac{\Delta G_{ID}(T)}{G_{00}} = A_{ID} \cdot \ln \frac{kT\tau}{\hbar}, \quad (2)$$

где A_{ID} – константа, описывающая экранирование кулоновское взаимодействие.

2) взаимодействие в куперовском канале (сверхпроводящие флуктуации): учитывает взаимодействие между электронами с близкими энергиями и малым суммарным импульсом.

Поправки в проводимость от взаимодействия в куперовском канале принято делить на три типа.

I. Поправка Асламазова – Ларкина (AL) учитывает прямой вклад от наличия флуктуационных куперовских пар [12], что выражается следующей добавкой в проводимость:

$$\frac{\Delta G_{AL}(T)}{G_{00}} = \frac{\pi^2}{8} \cdot \left[\ln \left(\frac{T}{T_c} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

где T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода.

II. Поправка к плотности состояний от взаимодействия в куперовском канале (DOS) – вклад, соответствующий изменению плотности состояний (в результате флуктуационного спаривания выше температуры перехода уменьшается плотность нормальных электронов, что в соответствии с формулой Друде приводит к уменьшению проводимости нормальных электронов):

$$\frac{\Delta G_{DOS}(T)}{G_{00}} = \ln \left[\frac{\ln(T_c/T)}{\ln(kT_c\tau/\hbar)} \right]. \quad (4)$$

III. Поправка Маки – Томпсона (MT) – вклад, соответствующий когерентному рассеянию на примесях электронов, составляющих флуктуационную куперовскую пару [13; 14].

$$\frac{\Delta G_{MT}(T)}{G_{00}} = B \cdot \beta(T/T_c), \quad (5)$$

$$B = \ln[2\pi\hbar / (e^2 R_\square) \ln(\pi\hbar / (e^2 R_\square))], \quad (6)$$

R_\square – сопротивление пленки “на квадрат”, $\beta(T/T_c)$ – функция электрон-электронного взаимодействия Ларкина [15].

Отметим, что T_c – единственный параметр, который входит во все выражения (3)–(5), это позволяет определять критическую температуру сверхпроводящего перехода из сопоставления экспериментальных температурных зависимостей сопротивления и предсказываемых в рамках теории квантовых поправок к проводимости квазидвумерной сверхпроводящей системы.

Переход

Березинского – Костерлица – Таулесса

Прежде всего отметим, что теория БКТ применима только к двумерным сверхпроводящим системам. Другими словами, к пленкам толщиной $d < \xi$, где ξ – сверхпроводящая длина когерентности. Кроме того, толщина пленки должна быть много меньше глубины проникновения магнитного поля в объемном сверхпроводнике $d \ll \lambda$, а остальные размеры меньше глубины проникновения перпендикулярного магнитного поля $L < \lambda_\perp$, где L – характерный размер пленки в ее плоскости, $\lambda_\perp \equiv 2\lambda^2/d$. Если пленка соответствует перечисленным условиям, то энергия взаимодействия вихрей и антивихрей (которые различаются направлением вихревых токов – по или против часовой стрелки) зависит от расстояния логарифмически [16]. В результате этого при температуре T_{BKT} газ несвязанных вихрей и антивихрей, способных двигаться в поле и, рассеивая энергию, давать вклад в сопротивление, конденсируется – вихри и антивихри связываются в пары, система переходит в сверхпроводящее состояние [17]. Одним из ярких проявлений перехода БКТ является резкое изменение отклика системы при пропускании тока. Теория предсказывает, что при $T < T_{BKT}$, вольтамперные характеристики имеют степенной вид $V \propto I^{\alpha(T)}$, с показателем степени $\alpha(T) > 3$, быстро возрастающим при понижении температуры. При $T = T_{BKT}$ показатель степени меняется с $\alpha = 3$ на $\alpha = 1$, т. е. вольтамперные характеристики становятся линейными (следуют закону Ома), что отвечает переходу системы в резистивное состояние.

Эксперимент

В работе исследуется пленка нитрида титана (TiN) толщиной 5 нм, выращенная по технологии атомарно-слоевого осаждения

на предварительно термически окисленных кремниевых подложках. Детали технологического процесса изложены в работе [18]. Исследования в электронном микроскопе показывают, что пленка является поликристаллической с плотно упакованными кристаллитами, средний размер которых 5 нм. Методом фотолитографии с последующим плазмохимическим травлением формировались мезаструктуры в виде мостиков шириной 50 мкм и с расстоянием между потенциометрическими контактами 450 мкм. Геометрия образца схематично показана на левой врезке рис. 1, а.

Эксперимент состоял в измерении зависимостей дифференциального сопротивления от приложенного тока и измерении температурной зависимости сопротивления. Измерения проводились по четырехточечной схеме методом синхронного детектирования на частоте ~ 11 Гц.

На рис. 1 представлена температурная зависимость сопротивления пленки на квадрат $R_{\square}(T)$, т. е. сопротивление участка пленки между потенциометрическими контактами, поделенное на 9 (= 450/50), в соответствии с геометрией образца. Заметим, что $R_{\square}(T)$ является существенно немонотонной. При понижении температуры от комнатной сопротивление увеличивается от 2,52 до 3,74 кОм, достигает максимума при $T_{\max} = 3,55$ К, после чего начинает уменьшаться с нарастающей производной dR_{\square}/dT . При этом dR_{\square}/dT достигает максимума при $T = 1,3$ К (сопротивление при этой температуре $R_{\square}(T) \cong 900$ Ом), после чего уменьшается. Те же данные, но в виде приведенного кондактанса (7) в логарифмическом масштабе по температуре представлены на правой врезке рис. 1, а,

$$G/G_{00} = 2\pi^2\hbar/(e^2R_{\square}) = f[\lg(T)]. \quad (7)$$

Наиболее примечательным является то, что в таких координатах высокотемпературная часть $R_{\square}(T)$ ведет себя линейно. (Заметное отклонение от линейного хода начинается при $T^* = 6,15$ К, эта температура определена, как значение, при котором экспериментальная кривая кондактанса отличается от прямой на 1 %). Такое поведение не характерно ни для объемных металлов, ни для диэлектриков. Однако типично для квазидвумерных металлов, в которых определяющими являются вклады в проводимость от слабой локализации и эффектов электрон-электронного взаимодействия.

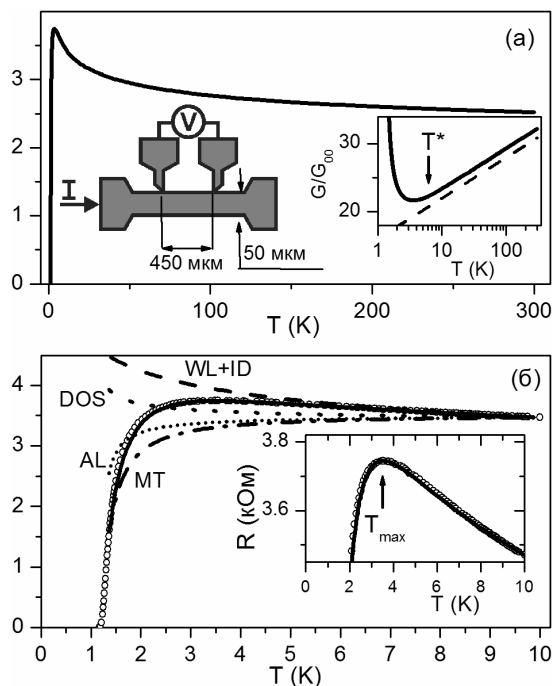


Рис. 1. Зависимость сопротивления на квадрат пленки R_{\square} от температуры в диапазоне от 1 до 300 К (а). На врезке показана проводимость квадрата пленки, отнесенная к G_{00} (б). Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей сопротивления пленки TiN в диапазоне температур от 1 до 10 К. Экспериментальная зависимость $R_{\square}(T)$ обозначена символами (кружками). Теоретическая зависимость, задаваемая суммой всех вкладов, обозначена сплошной линией. Приведены температурные зависимости каждого из вкладов к сопротивлению. На врезку вынесена область вблизи $T_{\max} = 3,5$ К – температура, при которой сопротивление достигает максимума. Видно, что теоретическая зависимость при подобранных параметрах хорошо описывает не только область по температуре вблизи T_c , но и с хорошей точностью воспроизводит весь немонотонный характер $R_{\square}(T)$

Прежде чем переходить к детальному сопоставлению экспериментальных данных с теорией квантовых поправок, покажем, что исследуемая пленка является квазидвумерной по отношению к эффектам электрон-электронного взаимодействия. Для исследуемой пленки коэффициент диффузии равен $D \approx 0,3$ см²/с, что дает $l_T \approx 2,5$ нм при $T = 300$ К ($l_T \approx 12$ нм при $T = 10$ К). Иначе говоря, практически вплоть до комнатной температуры толщина пленки $d \leq l_T$.

На рисунке 1, б приведен результат анализа температурной зависимости сопротивления при $T < 10$ К с учетом всех квантовых поправок к проводимости квазидвумерных сверхпроводников, т. е. полная проводимость

$$G(T) = G_0 + \Delta G_{\text{WL+ID}} + \Delta G_{\text{DOS}} + \Delta G_{\text{AL}} + \Delta G_{\text{MT}}, \quad (8)$$

где $G(T) = 1/R(T)$, а соответствующие вклады от квантовых поправок определяются выражениями (1)–(5). Совмещение теоретических зависимостей от различных вкладов с экспериментальными проводилось в точке, соответствующей температуре 10 К, по формуле $R_i(T) = 1/[\Delta G_i + 1/R_{\square}(T = 10 \text{ К})]$, где $R_{\square}(T = 10 \text{ К}) = 3400 \text{ Ом}$. При всей громоздкости выражений для квантовых поправок фактически для сопоставления экспериментальной зависимости с теоретической необходимо подобрать только два параметра: критическую температуру сверхпроводящего перехода T_c , которая входит в (3)–(5), и $A = A_{\text{WL}} + A_{\text{ID}}$. Поскольку выражения (1) и (2) имеют одинаковую температурную зависимость, учет этих поправок фактически сводится к нахождению суммарного коэффициента перед логарифмом. Более того, два этих варьируемых параметра определяются из анализа $R_{\square}(T)$ в разных температурных областях (T_c – при $T < T^*$, A – при $T > T^*$), т. е. независимо друг от друга.

В результате анализа высокотемпературной части $R_{\square}(T)$ было установлено значение параметра $A = 2,6 \pm 0,03$. Сопоставление экспериментальной и теоретической кривых $R_{\square}(T)$ в области $T < T^*$ показывает, что наилучшее совпадение между ними достигается при выборе $T_c = 1,19 \pm 0,01 \text{ К}$. (Аналогичным образом T_c определяется в работе [19].) Как видно из рисунка 1, *a*, поправка к плотности состояний (DOS) и поправка Асламова – Ларкина (AL) практически компенсируют друг друга. Начальное отклонение сопротивления от логарифмического хода, задаваемого (WL + ID), обусловлено поправкой Маки – Томпсона (MT). Более того, именно конкуренция этих вкладов в сопротивление (WL + ID и MT) определяет немонотонный характер $R_{\square}(T)$.

Перейдем к анализу поведения пленки при $T < T_c$ с позиций перехода БКТ. Прежде всего, необходимо сопоставить линейные размеры пленки с характеристическими длинами теории перехода БКТ, чтобы проверить ее применимость к исследуемой системе. Сверхпроводящая длина когерентности составляет $\xi \approx 9 \text{ нм}$, т. е. пленка является эффективно двумерной; $\lambda \approx 1,8 \text{ мкм}$, что на три порядка превосходит толщину пленки,

поэтому экранировка магнитного поля в пленке описывается теорией Перла [16]. В частности, эффективной глубиной проникновения магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, служит величина λ_{\perp} . Значение λ_{\perp} составляет 1,5 мм, что существенно превышает размеры исследуемого участка пленки ($450 \times 50 \text{ мкм}^2$). Таким образом, исследуемая система удовлетворяет всем условиям применимости теории перехода БКТ.

Измеренные зависимости дифференциального сопротивления пленки от приложенного постоянного тока приведены на врезке рис. 2. Видно, что при понижении температуры изменяется отклик системы; кривые, довольно плавно растущие с увеличением тока, сменяются кривыми, на которых при некотором токе наблюдается резкий скачок дифференциального сопротивления. Мы не приводим результаты измерений при температурах ниже 1,125 К, поскольку на этих кривых измеряемый сигнал становится сравним с уровнем шумов измерительной системы.

Из измеренных зависимостей дифференциального сопротивления численным интегрированием были получены вольтамперные характеристики пленки (см. рис. 2). При температурах $T \geq 1,176 \text{ К}$ при $I \rightarrow 0$ наблюдается омическое поведение ($\alpha = 1$). При понижении температуры поведение стано-

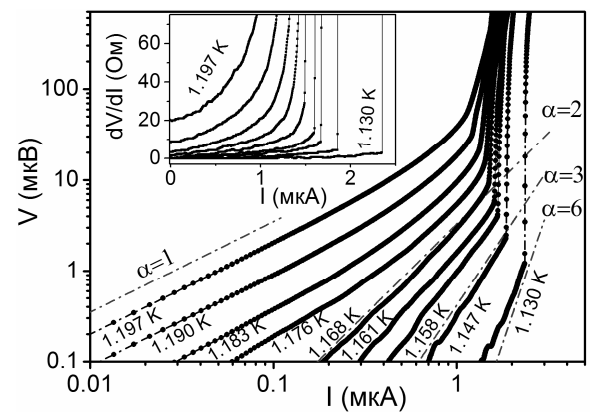


Рис. 2. Вольтамперные характеристики образца в двойном логарифмическом масштабе. (Чтобы не загромождать рисунок, представлены не все измеренные зависимости.) Пунктирные линии отвечают функциям $V \propto I^\alpha$ с $\alpha = 1, \alpha = 2, \alpha = 3$ и $\alpha = 6$. На врезке приведены зависимости дифференциального сопротивления dV/dI от тока I , из которых численным интегрированием были получены вольтамперные характеристики, показанные на основном рисунке

визит существенно нелинейным: вольтамперные характеристики (ВАХ) описываются выражением $V \propto I^\alpha$ с резко увеличивающимся показателем степени α . Другими словами, наблюдается типичное для перехода БКТ поведение ВАХ.

Температурная зависимость показателя степени α приведена на рис. 3. Значение показателя степени α очень быстро уменьшается с ростом температуры, и изменение с $\alpha = 3$ на $\alpha = 1$ происходит в очень узком температурном интервале, ширина которого $\delta T = 1,176 \text{ K} - 1,147 \text{ K} = 29 \text{ мК}$.

Следует подчеркнуть, что теоретически предсказанный скачок показателя степени с $\alpha = 3$ на $\alpha = 1$ при $T_{\text{БКТ}}$ [20] получен в термодинамическом пределе (т. е. $L \rightarrow \infty$). Любая реальная система имеет конечные размеры, что, как отмечается в работе [21], приводит к неполной экранировке потенциала взаимодействия вихрей и, как следствие, к уширению перехода БКТ (см. рис. 6 в работе [21]). Определяя температуру перехода как значение, при котором $\alpha = 3$, получаем температуру перехода $T_{\text{БКТ}} = 1,152 \pm 0,005 \text{ K}$ и $\delta T / T_{\text{БКТ}} \sim 2 \%$, что находится в разумном согласии с предсказаниями теории.

Определим ширину резистивной области $\Delta T = T_c - T_{\text{БКТ}} = 0,038 \pm 0,015 \text{ K}$. В работе [22] была предложена оценка для отношения температур:

$$\frac{T_{\text{БКТ}}}{T_c} = \frac{1}{1 + R_N / R_0} \approx 1 - \frac{R_N}{R_0}, \quad (9)$$

при условии $(T_c - T_{\text{БКТ}}) / T_c \ll 1$, где $R_0 \approx 24 \text{ кОм}$, R_N – сопротивление пленки на квадрат в нормальном состоянии. На сегодняшний день не существует точного теоретического расчета для отношения $T_{\text{БКТ}} / T_c$. При этом все имеющиеся оценки не меняют главного утверждения, а только вносят некоторые изменения в значение R_0 . Подставляя наши значения для $T_{\text{БКТ}}$ и T_c в (9), получаем $R_0 \sim 80 \pm 30 \text{ кОм}$, что больше теоретических оценок, однако согласуется с $R_0 \sim 70 \text{ кОм}$, ранее определенном в других экспериментальных работах ([22; 23] и ссылки в этих работах). Таким образом, экспериментально наблюдаемое уширение перехода оказывается даже меньше теоретически предсказываемого.

Список литературы

1. Ларкин А. И., Варламов А. А. Теория флуктуаций в сверхпроводниках. М.: Добросвет, 2007.

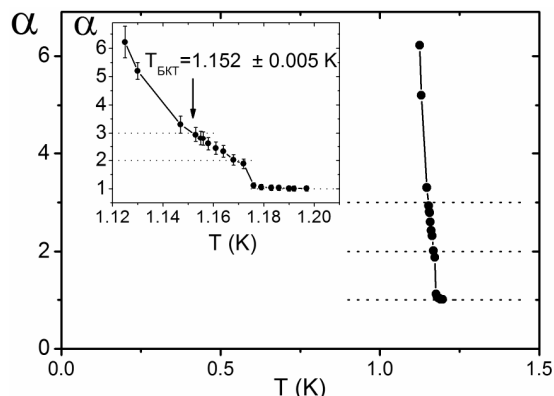


Рис. 3. Температурная зависимость показателя степени α , определенная из анализа вольтамперных характеристик. Пунктирные линии соответствуют значениям $\alpha = 1$, $\alpha = 2$, $\alpha = 3$

2. Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников: 2-е изд., испр. и доп. М.: МЦНМО, 2000. XIV + 402 с.

3. Benford D. J., Voellmer G. M., Chervenak J. A. et al. Design and Fabrication of a Two-Dimensional Superconducting Bolometer Array for SAFIRE // Proc. of SPIE. 2003. Vol. 4857 P. 125–135.

4. Zakosarenko V., Schulz M., Krueger A. et al. Time-Domain Multiplexed SQUID Readout of a Bolometer Camera for APEX // Supercon. Sci. Tech. 2011. Vol. 24. No. 1. P. 015011.

5. Vinokur V. M., Baturina T. I., Fistul M. V. et al. Superinsulator and Quantum Synchronization // Nature. 2008. Vol. 452. P. 613–615.

6. Fazio R., Schön G. Charge and Vortex Dynamics in Arrays of Tunnel Junctions // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43 No. 7. P. 5307–5320.

7. Baturina T. I., Mironov A. Yu., Vinokur V. M. et al. Localized Superconductivity in the Quantum-Critical Region of the Disorder-Driven Superconductor-Insulator Transition in TiN Thin Films // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 257003.

8. Baturina T. I., Bilušić A., Mironov A. Yu. et al. Quantum-Critical Region of the Disorder-Driven Superconductor-Insulator Transition // Physica C. 2008. Vol. 468. P. 316–321.

9. Kalok D., Bilušić A., Baturina T. I. et al. Charge BKT Transition and Electron-Phonon Decoupling in Thin TiN Films // 2010. arXiv:1004.5153v1.

10. Abrahams E., Anderson P. W., Licciardello D. C. et al. Scaling Theory of Localiza-

tion: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 42. No. 10. P. 673–676.

11. Горьков Л. П., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. Проводимость частицы в двумерном случайном потенциале // *Письма в ЖЭТФ.* 1979. Т. 30, вып. 4. С. 248–252.

12. Асламазов Л. Г., Ларкин А. И. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводника при температурах выше критической // *ФТТ.* 1968. Т. 10, вып. 4. С. 1104–1111.

13. Maki K. The Critical Fluctuation of the Order Parameter in Type-II Superconductors // *Prog. Theor. Phys.* 1968. Vol. 39. No. 4. P. 897–906.

14. Thompson R. S. Microwave, Flux Flow, and Fluctuation Resistance of Dirty Type-II Superconductors // *Phys. Rev. B.* 1970. Vol. 1. No. 1. P. 327–333.

15. Ларкин А. И. Магнетосопротивление двумерных систем // *Письма в ЖЭТФ.* 1980. Т. 31, вып. 4. С. 239–243.

16. Pearl J. Current Distribution in Superconducting Films Carrying Quantized Fluxoids // *Appl. Phys. Lett.* 1964. Vol. 5. No. 4. P. 65–66.

17. Kosterlitz J. M., Thouless D. J. Ordering, Metastability and Phase Transitions in Two-Dimensional Systems // *J. Phys. C: Solid State Physics.* 1973. Vol. 6. P. 1181–1203.

18. Satta A. Growth Mechanism and Properties of Atomic Layer Deposited Ultra-Thin TiN Films // Thesis. 2003. Interuniversitair Micro-Electronica Centrum vzw. Leuven. Belgium.

19. Sacépé B., Chapelier C., Baturina T. I. et al. Pseudogap in a Thin Film of Conventional Superconductor // *Nature Communications.* 2010. Vol. 1. P. 140.

20. Halperin B. I., Nelson D. R. Resistive Transition in Superconducting Films // *J. Low Temp. Phys.* 1979. Vol. 36 No. 5/6. P. 599–616.

21. Kadin A. M., Epstein K., Goldman A. M. Renormalization and the Kosterlitz-Thouless Transition in a Two-Dimensional Superconductor // *Phys. Rev. B.* 1983. Vol. 27. P. 6691–6702.

22. Beasley M. R., Mooij J. E., Orlando T. P. Possibility of Vortex-Antivortex Pair Dissociation in Two-Dimensional Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* 1979. Vol. 42. No.17. P. 1165–1168.

23. Wolf S. A., Gubser D. U., Fuller W. W. et al. Two-Dimensional Phase Transition in Granular NbN Films // *Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 47. No. 15. P. 1071–1074.

Материал поступил в редколлегию 09.03.2011

S. V. Postolova, A. Yu. Mironov, T. I. Baturina

RESISTIVE WIDTH OF SUPERCONDUCTING TRANSITION IN TITANIUM NITRIDE THIN FILM

The transition to the superconducting state of the ultrathin (5 nm thick) titanium nitride film was studied. It is found that the nonmonotonic temperature dependence of the resistance, $R(T)$, is a consequence of competition between the contributions to conductivity from quantum corrections stemming from the electron-electron interaction in the diffusion and Cooper channels. It is shown that the appreciable decrease in the resistance at $T > T_c$ (T_c is the superconducting transition temperature) results from the superconducting fluctuations. We present the results of the analysis of low-temperature ($T < T_c$) current-voltage characteristics $V(I)$. It is found that they follow the power-law behavior $V \propto I^{\alpha(T)}$, with $\alpha(T)$ increasing rapidly with the decreasing temperature. The Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition temperature, T_{BKT} , and width of the superconducting transition $\Delta T = T_c - T_{BKT}$ were determined.

Keywords: thin superconducting films, quantum corrections to the conductivity, the Berezinskii-Kosterlitz-Thouless transition.