Письма в ЖЭТФ, том 100, вып. 10, с. 719 – 725

Неравновесный транспорт вблизи сверхпроводящего перехода в пленках TiN

С. В. Постолова[1)], А. Ю. Миронов, Т. И. Батурина

Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 22 сентября 2014 г.

После переработки 15 октября 2014 г.

Представлены результаты экспериментального исследования линейной и нелинейной проводимости пленок нитрида титана толщиной $d \leq 10$ нм в области сверхпроводящих переходов. Показано, что при температурах выше критической температуры сверхпроводящего перехода T_c учет всех квантовых вкладов в проводимость позволяет полностью описать температурную зависимость проводимости, измеренную в линейном режиме, а нелинейное поведение вольт-амперных характеристик полностью согласуется с классической моделью разогрева электронного газа в металлах. Определено значение константы электрон-фононного взаимодействия. На основе анализа линейной и нелинейной проводимости при температурах ниже T_c показано, что переход в сверхпроводящее состояние происходит по механизму Березинского–Костерлица–Таулесса.

DOI: 10.7868/S0370274X1422007X

Известно, что в двумерных сверхпроводящих системах глобальное фазово-когерентное сверхпроводящее состояние существует только при $T = 0$. На практике переходом в сверхпроводящее состояние называют резкое уменьшение сопротивления тонких сверхпроводящих пленок (на несколько порядков вплоть до неизмеримо малого) в явно выраженном температурном интервале. Этот интервал характеризуется двумя температурами. При понижении температуры и достижении критической температуры T_c модуль параметра порядка становится отличным от нуля. Тем не менее даже ниже T_c сопротивление остается конечным вследствие присутствия флуктуаций фазы параметра порядка, которые существуют в виде газа подвижных вихрей и антивихрей. Вторая характерная температура – температура T_{BKT} перехода Березинского–Костерлица–Таулесса (БКТ), при которой вихри и антивихри объединяются в неподвижные диполи [1–5]. Однако даже при $T < T_{\text{BKT}}$ вероятность тепловых возбуждений несвязанных вихрей остается конечной, хотя и экспоненциально малой. Только при $T = 0$ в системе отсутствуют термически активированные вихри, и устанавливается глобальное фазово-когерентное сверхпроводящее состояние. Базовым экспериментальным материалом при исследовании указанного круга явлений, как правило, являются данные измерений линейной и нелинейной проводимости [6–11]. При этом в подавляющем большинстве работ за T_c принимается температура, при которой сопротивление достигает половины от сопротивления в нормальном состоянии. Что касается перехода БКТ, то обычно полагается, что наблюдение участков на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) V–I, где $V \propto I^{\alpha(T)}$ с показателем степени $\alpha(T) > 1$, свидетельствует о наличии этого перехода. Значение температуры, при которой $\alpha(T) = 3$, принимается за T_{BKT}.

В данной работе мы демонстрируем, что вышеизложенная интерпретация экспериментальных данных существенно искажает картину сверхпроводящих переходов в 2D-системах. Используя регулярный подход к определению T_c, основанный на учете всех квантовых вкладов в проводимость (и тем самым вскрывающий механизмы, определяющие эволюцию температурных зависимостей сопротивления $R(T)$ при подходе к критической области), мы показываем, что параметр порядка устанавливается при температуре, существенно меньшей, чем та, при которой сопротивление достигает половины от нормального. Это позволяет уверенно ограничить температурную область, в которой время жизни флуктуационных куперовских пар является конечным. Мы демонстрируем, что даже в области выше T_c ВАХ могут иметь степенные участки с $\alpha(T) > 3$. Такое поведение обусловлено классическим разогревом электронного газа в металлах [12, 13].

1)e-mail: svet.postolova@gmail.com

Параметры исследуемых пленок TiN*⁾

Пленка	D03	D04	D06
R_{300}, кОм	2.52	0.855	0.216
d, нм	3.6	5	10
l_T, нм (при $T = 4\,$K)	8	10	15
$T_{0.5}$, K	1.411	2.617	3.235
T_c, K	1.29	2.545	3.215
A	2.63	3.0	2.7
δ	0.23	0.09	0.02
$T^{RT}_{\text{БКТ}}$, K	1.145	2.475	3.175
b	2.14	2.7	3.13
$T^{VI}_{\text{БКТ}}$, K	1.147	2.497	3.203
D, см^2/с	0.34	0.58	1.12
n, 10^{22} см$^{-3}$	1.5	2.9	3.1
$k_{\text{F}}l$	1.8	3.0	5.8
$\xi_d(0)$, нм	8.9	8.2	10.2
$\lambda_d(0)$, мкм	1.7	0.8	0.52
$\lambda_\perp(0)$, мм	1.6	0.3	0.06
$E_v(T_{\text{БКТ}})/(k_{\text{B}}T_{\text{БКТ}})$	2.3	1.1	0.84
I^+_m/I_c при 0.2 K	0.06	0.24	0.39

*⁾ R_{300} – сопротивление пленки "на квадрат" при комнатной температуре; d – толщина; $l_T = (\hbar D/k_{\text{B}}T)^{1/2}$ – тепловая длина когерентности; $T_{0.5}$ – температура, при которой сопротивление достигает половины от нормального; T_c – критическая температура сверхпроводящего перехода; A – коэффициент в (1), (2); δ – параметр распаривания (5); $T^{RT}_{\text{БКТ}}$ – температура перехода БКТ, определенная из анализа $R(T)$, измеренной в линейном режиме; b – параметр в (7); $T^{VI}_{\text{БКТ}}$ – температура перехода БКТ, определенная из анализа ВАХ; D – коэффициент диффузии; n – концентрация электронов; k_{F} – фермиевское волновое число; l – длина свободного пробега; ξ_d – сверхпроводящая длина когерентности для "грязного" предела при $T = 0\,$K; λ_d – глубина проникновения магнитного поля в объемном сверхпроводнике при $T = 0\,$K; $\lambda_\perp = 2\lambda_d^2/d$; $E_v = \Phi_0^2/(8\pi^2\lambda_\perp)$ – энергия вихря; I^+_m/I_c – отношение критического тока к току распаривания при $T = 0.2\,$K

В качестве объекта исследования использовались тонкие сверхпроводящие пленки нитрида титана (TiN) толщиной $d \le 10\,$нм, аналогичные исследованным в работах [14–17]. Методом фотолитографии с последующим плазмохимическим травлением формировались мезаструктуры в виде мостиков шириной $w = 50\,$мкм с расстоянием между потенциометрическими контактами 450 мкм. Измерения проводились в криостате растворения по четырехточечной схеме.

Основные экспериментальные данные по исследованию линейной и нелинейной проводимости представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Параметры исследуемых образцов указаны в таблице. Для образцов D03 и D04 параметры определялись исходя из T_c и верхнего критического поля B_{c2}, для образца D06 – исходя из T_c и концентрации носителей n, определенной из измерений эффекта Холла. Расчет параметров проводился в приближении параболического закона дисперсии. При этом использовалось значение эффективной массы $m_{\text{eff}} = 2m_0$ (где m_0 – масса свободного электрона) [18].

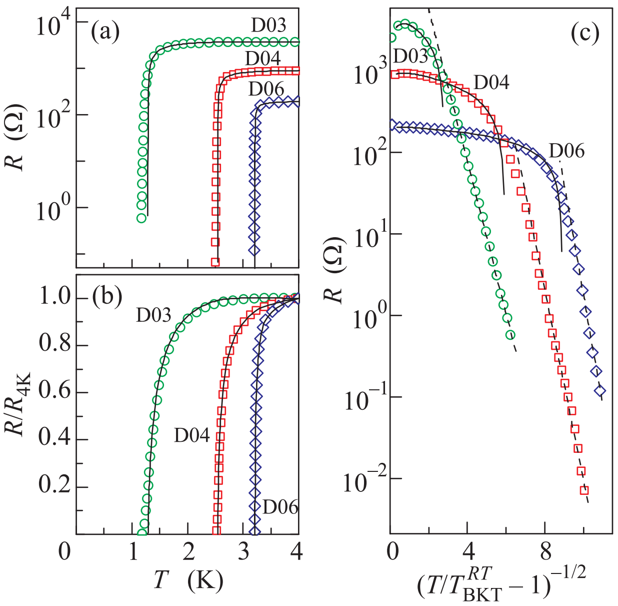

Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления "на квадрат" пленок TiN в различных масштабах: в логарифмическом по сопротивлению (a), в линейном (величина сопротивления нормирована на значение при температуре 4 K) (b) и в логарифмическом по сопротивлению от приведенной температуры (c) (значения $T^{RT}_{\text{БКТ}}$ указаны в таблице). Сплошные линии – результат расчета с учетом всех квантовых вкладов в проводимость (см. текст), штриховые соответствуют выражению (7)

Известно, что в интервале $T_c < T \ll \Theta$ (где Θ – температура Дебая), в котором можно пренебречь зависимостью $R(T)$, связанной с рассеянием на фононах, температурная зависимость сопротивления сверхпроводящих пленок определяется квантовыми эффектами [19, 20] – слабой локализацией электронов (WL) и электрон-электронным взаимодействием в диффузионном (ID) и куперовском каналах. Принято различать три вклада в проводимость от взаимодействия в куперовском канале: 1) вклад Асламазова–Ларкина (AL), обусловленный добавкой в проводимость от флуктуационных куперовских пар; 2) вклад в плотность состояний (DOS), отражающий изменение плотности состояний нормальных электронов в результате флуктуационного куперовского спаривания; 3) вклад Маки–Томпсона

(MT), отвечающий когерентному рассеянию на примесях электронов, составляющих флуктуационную куперовскую пару. Поскольку для всех исследуемых пленок в рассматриваемом температурном интервале толщина оказывается меньше тепловой длины когерентности l_T (см. таблицу), данные пленки являются квазидвумерными по отношению к обсуждаемым эффектам. Поэтому для описания $R(T)$, измеренной в линейном режиме, мы используем теоретические выражения, отвечающие квазидвумерному случаю. Вклады WL и ID имеют одинаковую температурную зависимость [19]:

$$\Delta G^{\mathrm{WL}} + \Delta G^{\mathrm{ID}} = G_{00} A \ln\left(k_{\mathrm{B}} T \tau/\hbar\right). \qquad (1)$$

Здесь $G_{00} = e^2/(2\pi^2\hbar)$, e – заряд электрона, k_{B} – постоянная Больцмана, τ – время свободного пробега, $\hbar$ – постоянная Планка, коэффициент

$$A = ap + A_{\mathrm{ID}}, \qquad (2)$$

где $a = 1$ в случае слабого спин-орбитального взаимодействия ($\tau_\varphi \ll \tau_{so}$, где τ_φ – время сбоя фазы, τ_{so} – время спин-орбитального рассеяния) и $a = -1/2$ при быстрой релаксации спина ($\tau_\varphi \gg \tau_{so}$), p – показатель степени в температурной зависимости времени сбоя фазы ($\tau_\varphi \propto T^{-p}$). При низких температурах, когда преобладает электрон-электронное рассеяние, $p = 1$ [21]. Константа $A_{\mathrm{ID}} \simeq 1$ [22]. Вклады AL и DOS являются универсальными функциями приведенной температуры $t = T/T_c$:

$$\Delta G^{\mathrm{AL}}(T)/G_{00} = \pi^2/(8\ln t), \qquad (3)$$

$$\Delta G^{\mathrm{DOS}}(T)/G_{00} = \ln[\ln t/\ln(kT_c\tau/\hbar)]. \qquad (4)$$

Вклад MT зависит еще и от τ_φ, которое входит в него через параметр распаривания

$$\delta = \pi\hbar/(8k_{\mathrm{B}}T\tau_\varphi), \qquad (5)$$

и имеет вид

$$\Delta G^{\mathrm{MT}}(T)/G_{00} = \beta(t,\delta)\ln(\ln t/\delta). \qquad (6)$$

Выражения для функции $\beta(t,\delta)$ мы не приводим ввиду его громоздкости (см. (10) в работе [23]).

На рис. 1 символами приведены экспериментальные результаты. Сплошные линии представляют собой сумму всех вышеперечисленных вкладов, пересчитанных в сопротивления. Важно подчеркнуть, что при построении данных зависимостей варьируемыми являлись только три параметра: A (2), δ (5) и T_c. Параметры, при которых достигается наилучшее совпадение экспериментальных и теоретических кривых, приведены в таблице. Определенные таким образом значения T_c оказываются заметно меньше температуры $T_{0.5}$ (см. таблицу), при которой сопротивление достигает 0.5 от сопротивления в нормальном состоянии, принятого равным величине максимального сопротивления вблизи сверхпроводящего перехода. Для всех исследуемых образцов значения T_c попадают в область, где сопротивление $R(T_c) \simeq$ $\simeq (0.1–0.2)R_{\max}$. При температурах $T \lesssim T_c$ сопротивление не становится равным нулю, что хорошо видно при приведении экспериментальных данных в логарифмическом масштабе (рис. 1a и c). Для случая, когда такое поведение обусловлено наличием в системе свободных подвижных вихрей, теория предсказывает [5, 24] зависимость $R(T)$ вида

$$R \propto \exp\left[-b\left(T/T_{\mathrm{BKT}} - 1\right)^{-1/2}\right], \qquad (7)$$

где b – константа порядка 1, T_{BKT} – температура перехода Березинского–Костерлица–Таулесса. Для проверки этого положения мы отложили сопротивление как функцию $(T/T_{\mathrm{BKT}} - 1)^{-1/2}$, подбирая T_{BKT} так, чтобы при температурах ниже T_c зависимость имела линейный вид. Результат этого анализа показан на рис. 1c. Как видно, на нескольких порядках по сопротивлению для всех трех образцов $R(T)$ следует выражению (7). Соответствующие значения T_{BKT}^{RT} и b приведены в таблице. Таким образом, все поведение $R(T)$ вблизи сверхпроводящего перехода полностью описывается существующими теориями.

На рис. 2a–c представлены экспериментальные вольтамперные характеристики для всех трех исследованных образцов при различных температурах. При их измерении ток изменялся от отрицательных значений через 0 в положительные. При понижении температуры характер ВАХ переходит от омического к существенно нелинейному. Это отчетливо видно при представлении данных в виде зависимостей дифференциального сопротивления от тока (рис. 2d–f). На зависимостях dV/dI–I появляются максимумы, амплитуда которых растет при понижении температуры. Температурные зависимости плотностей токов, при которых наблюдаются максимумы dV/dI, приведены на рис. 2g: $j_m^+ = I_m^+/(wd)$ и $j_m^- = I_m^-/(wd)$, где I_m^- – ток, при котором наблюдается максимум dV/dI при убывании тока до 0, а I_m^+ – при возрастании тока от 0. Сопоставим экспериментальную величину тока I_m^+ с теоретической величиной тока распаривания. В рамках теории Гинзбурга–Ландау плотность термодинамического тока распаривания $I_{c0}^{\mathrm{GL}} = wd\Phi_0/[3\sqrt{3}\pi\mu_0\lambda_d^2(0)\xi_d(0)]$ (в СИ), где Φ_0 – квант магнитного потока. С учетом феноменологического выражения Бардина [25, 26] $I_c = I_{c0}^{\mathrm{GL}}[1-$

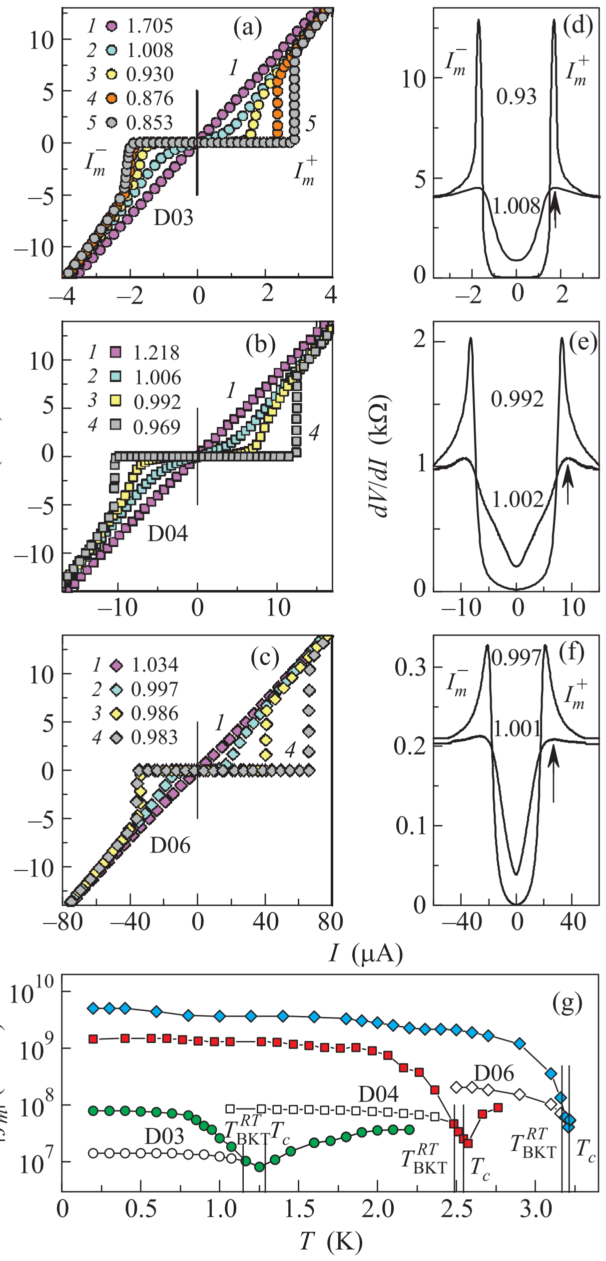

Рис. 2. (a–c) – Вольт-амперные характеристики пленок TiN в линейном масштабе. Соответствующие температуры приведены в единицах $t = T/T_c$. (d–f) – Зависимости дифференциального сопротивления от тока; I_m^- (I_m^+) – ток, при котором dV/dI достигает максимума при убывании тока до 0 (возрастании от 0). Стрелками указаны максимумы dV/dI при $t \gtrsim 1$. (g) – Температурные зависимости плотностей токов j_m^+ (закрытые символы) и j_m^- (открытые символы). Для наглядности символы соединены прямыми линиями. Температуры T_{BKT}^{RT} и T_c указаны в таблице

$(T/T_c)^2]^{3/2}/\sqrt{8}$. Отношения токов I_m^+/I_c при температуре 0.2 K для всех образцов приведены в таблице. Как видно, для всех пленок экспериментальное значение I_m^+ существенно меньше теоретической величины тока распаривания.

Прежде чем переходить к детальному анализу нелинейного транспорта, отметим несколько важных особенностей в поведении зависимости dV/dI–I. Во-первых, как видно из рис. 2d–f, ее максимумы наблюдаются и при $T > T_c$ (показаны стрелками), т.е. в области флуктуационной сверхпроводимости, где нет устойчивых куперовских пар. При этом температурные зависимости j_m^+ и j_m^- являются немонотонными (рис. 2g), достигая минимума (не нуля!) при $T \simeq T_c$. Подчеркнем, что если бы за T_c была принята $T_{0.5}$, то такое немонотонное поведение могло бы рассматриваться как проявление пик-эффекта. Во-вторых, заметим, что при низких температурах ($T \ll T_c$) ВАХ имеют гистерезисный характер ($|j_m^+| > |j_m^-|$; рис. 2g). Однако при достижении $T \simeq T_{\text{BKT}}$ ВАХ становятся симметричными ($|j_m^+| = |j_m^-|$). Такое поведение явно указывает на то, что при $T \simeq T_{\text{BKT}}$ происходит смена механизма, отвечающего за диссипацию энергии в системе при протекании тока.

Ниже мы приводим анализ, демонстрирующий, что нелинейный отклик на приложенный ток во флуктуационной области полностью описывается классической теорией перегрева электронного газа. В рамках данной теории мощность P, подводимая к системе, "разогревает электроны", т.е. эффективная температура электронов T_e становится выше температуры фононов T_{ph}. Поскольку в непосредственной близости к T_c зависимость $R(T)$ является очень резкой, что обусловлено главным образом расходимостью вклада AL как $1/\ln t$, малейшее увеличение температуры электронов T_e приводит к резкому росту сопротивления. Выражение для мощности (уравнение теплового баланса) имеет вид [27–29]

$$P = I^2 R(T_e) = \Sigma\Omega(T_e^\beta - T_{ph}^\beta), \qquad (8)$$

где Σ – константа электрон-фононного взаимодействия [30], Ω – объем образца, T_e, T_{ph} – температуры электронной и фононной подсистем, $\beta = n + 2$, n – показатель степени в температурной зависимости времени электрон-фононной релаксации $\tau_{e-ph}^{-1} \propto T^n$. Как правило, в грязных металлах $n = 3$ [31–34]. В работе [35] установлено, что для нитрида титана $\tau_{e-ph}^{-1} \propto T^3$.

На рис. 3a–c приведены экспериментальные зависимости мощности $P = VI$, выделяемой на образцах, от разности $T_e^5 - T_{ph}^5$, где T_{ph} – температура, при которой измерялась данная ВАХ. Температура электронной подсистемы T_e определялась как температура, при которой значение V/I совпадает

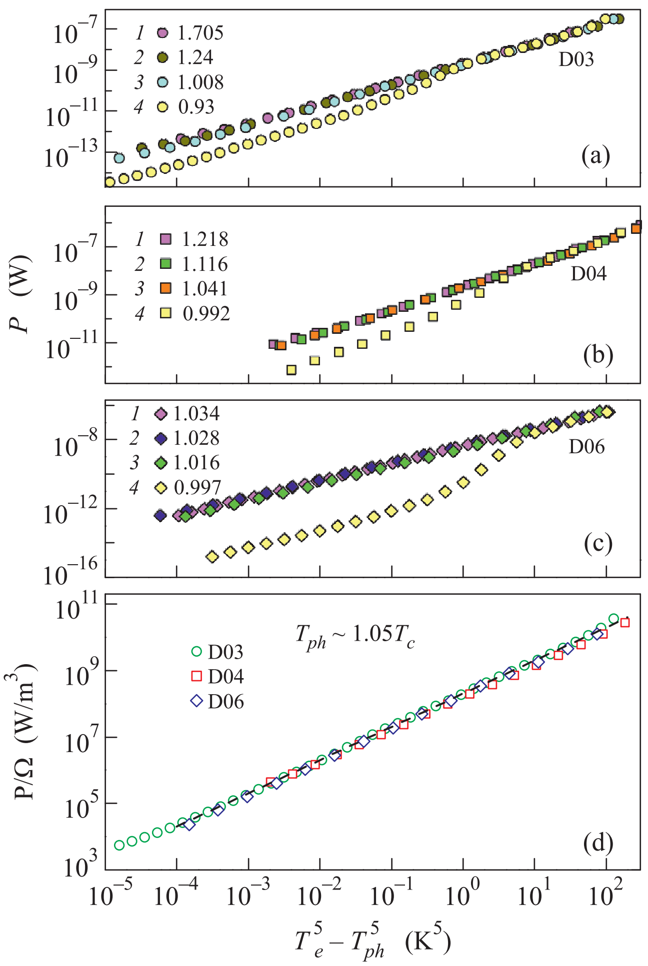

Рис. 3. (a–c) – Зависимости мощности P от разности $T_e^5 - T_{ph}^5$ в двойном логарифмическом масштабе при различных $t = T/T_c$. (d) – Зависимости величины P/Ω от $T_e^5 - T_{ph}^5$ при $t \simeq 1.05$ для трех пленок TiN

с сопротивлением, измеренным в линейном режиме (см. рис. 1) [36, 37]. Хорошо видно, что при всех температурах $t = T/T_c > 1$, для всех образцов зависимости линейны на многих порядках и по P, и по $T_e^5 - T_{ph}^5$ и для каждого образца зависимости, измеренные при различных T_{ph}, совпадают. Следует подчеркнуть, что представление экспериментальных данных в координатах $P = f(T_e^5 - T_{ph}^5)$ сразу же отвечает на вопрос об адекватности описания нелинейной проводимости в рамках уравнения теплового баланса. Действительно, в соответствии с уравнением (8) P пропорциональна $T_e^5 - T_{ph}^5$, а наклон этой прямой (с учетом объема образца) определяется величиной Σ [38, 39]. Для всех образцов значение $\Sigma = (2 \pm 0.2) \cdot 10^8$ Вт·К$^{-5}$·м$^{-3}$, т.е. не зависит от толщины, что хорошо видно из рис. 3d. Подчеркнем, что данные, полученные при $t < 1$, в этом представлении не ложатся на прямую линию. Заметим, что при анализе ВАХ с позиции уравнения теплового баланса сама величина T_c не используется. При этом представление экспериментальных ВАХ в координатах $P = f(T_e^5 - T_{ph}^5)$ сразу же различает зависимости, измеренные при $T > T_c$ и при $T < T_c$. Следовательно, такое представление ВАХ может служить независимым способом определения T_c. Вышеприведенный анализ также показывает, что определение критического тока по положению максимумов на зависимостях $dV/dI - I$ следует проводить с большой осторожностью, поскольку данные максимумы могут оказаться просто следствием нелинейной проводимости во флуктуационной области.

На рис. 4 приведены экспериментальные ВАХ (символы) и зависимости, рассчитанные на основе уравнения (8). Расчетные зависимости полностью описывают экспериментальные при $t > 1$, воспроизводя всю эволюцию ВАХ: линейный рост при малых значениях протекающего тока, последующую область нелинейной проводимости и омический характер при больших значениях тока. Заметим, что указанные нелинейные области могут быть интерпретированы как степенные, $V \propto I^{\alpha(T)}$, с быстро увеличивающимся и даже достигающим значений > 3 при уменьшении температуры показателем степени α. Соответствующие значения α, определенные из данных в этом диапазоне напряжений и токов (выделенная серым область на рис. 4a), представлены открытыми символами на вставках к рис. 4. Тот факт, что при $t > 1$ на ВАХ возникают степенные участки с $\alpha > 1$ и поведение ВАХ полностью согласуется с предсказанием классической теории перегрева электронного газа, указывает на то, что само по себе наличие степенных ВАХ не является достаточным свидетельством наблюдения перехода БКТ.

При дальнейшем понижении температуры возникает вторая область, в которой степенной характер ВАХ при токах меньше критического сменяется резким скачком в напряжении и только затем выходит на омический. Соответствующие значения α представлены на вставках к рис. 4 закрытыми символами. Заметим, что α, найденная по ВАХ в этом диапазоне температур и напряжений, изменяется от 1 до 3 в существенно более узком температурном интервале, нежели определенная по ВАХ, измеренным при более высоких температурах и напряжениях, которая демонстрирует очень плавный ход. В таблице приведены значения $T_{\text{БКТ}}^{VI}$, при которых для ВАХ из второй области показатель степени $\alpha = 3$. Важно подчеркнуть, что $T_{\text{БКТ}}^{VI}$, полученные из анализа нелинейного транспорта, практически совпадают с

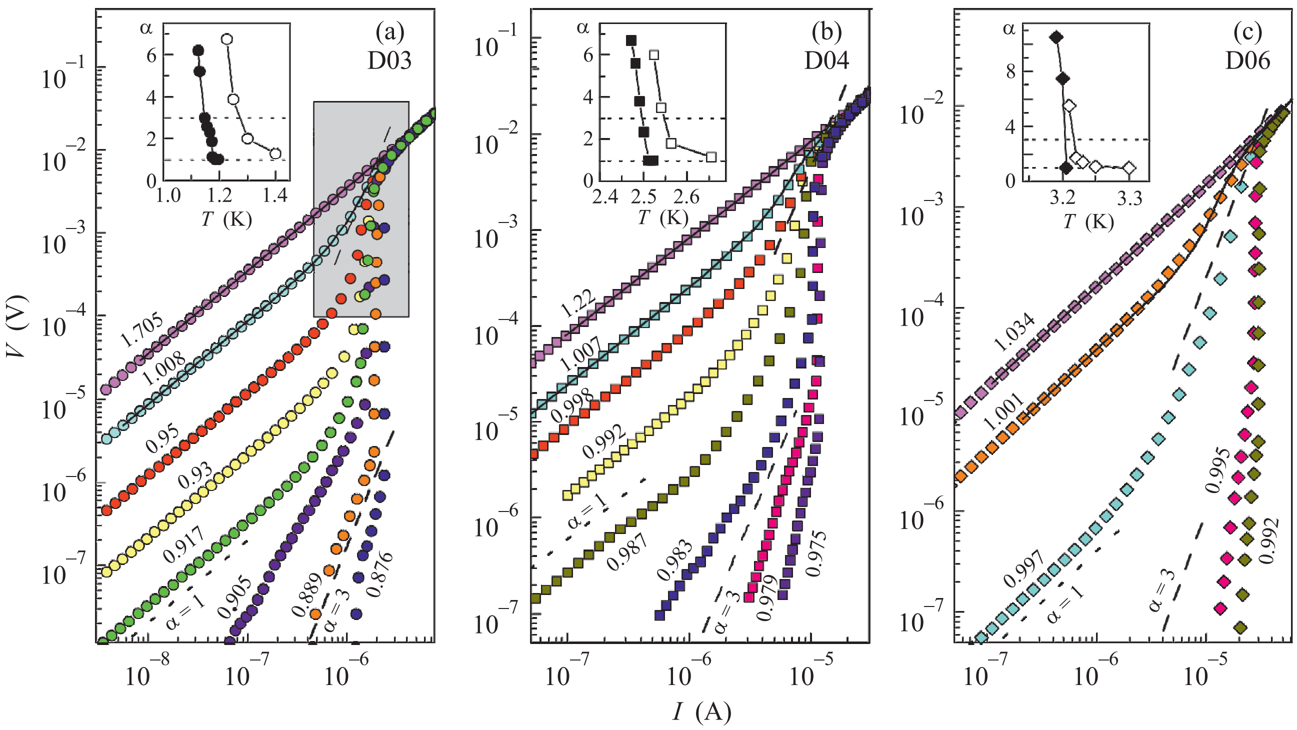

Рис. 4. Экспериментальные ВАХ образцов в двойном логарифмическом масштабе (символы). Данные получены при увеличении тока от 0. Сплошные линии ВАХ, рассчитанные на основе уравнения (8). Штриховые линии соответствуют функциям $V \propto I^{\alpha(T)}$ с $\alpha = 3$, пунктирные – с $\alpha = 1$. На вставках закрытыми символами приведены температурные зависимости показателя степени $\alpha(T)$, определенного по наклону ВАХ при малых напряжениях ($I < I_m^+$), а открытыми – при относительно высоких напряжениях (для образца D03 эта область показана серым прямоугольником)

T_{BKT}^{RT}, определенными независимо из анализа линейной проводимости. Небольшое различие между ними может быть обусловлено конечно-размерными эффектами, которые по-разному влияют на динамику свободных не связанных вихрей при $T > T_{\text{BKT}}$ (определяют поведение $R(T)$ и, соответственно, T_{BKT}^{RT}) и на разрыв пар током при $T < T_{\text{BKT}}$ (определяют степенной вид ВАХ и, соответственно, T_{BKT}^{VI}).

Согласованность приведенного анализа для определения T_c и T_{BKT} подтверждается следующим фактом. В рамках теории перехода БКТ предсказывается, что энергия вихря при T_{BKT}, отнесенная к этой температуре, составляет величину порядка единицы. Действительно, поскольку энергия вихря $E_v = \Phi_0^2/(8\pi^2\lambda_\perp)$ фактически зависит от T_c через глубину проникновения магнитного поля $\lambda_\perp$, тот факт, что ее отношение к T_{BKT} соответствует теоретическому предсказанию (см. таблицу), свидетельствует о корректном определении обеих характеристических температур.

Подведем краткий итог вышеизложенному. В настоящей работе представлены экспериментальные данные по линейной и нелинейной проводимости пленок нитрида титана в области сверхпроводящих переходов. Приводится их анализ с использованием результатов теории квантовых вкладов в проводимость, модели перегрева электронного газа в металлах и теории перехода БКТ. Установлено, что T_c, определенная с учетом всех квантовых вкладов в проводимость, ограничивает снизу температурную область, в которой поведение нелинейной проводимости полностью описывается уравнением теплового баланса. На основании этого наблюдения предложен независимый способ определения T_c из анализа ВАХ. Представлены два способа определения T_{BKT} (из анализа линейной проводимости и степенного поведения ВАХ при малых напряжениях). Показано, что оба способа дают очень близкие значения. Обнаружено, что T_{BKT} разделяет температурную шкалу на две области: при $T < T_{\text{BKT}}$ наблюдается гистерезис в ВАХ, тогда как при $T > T_{\text{BKT}}$ он отсутствует.

Авторы благодарны М.Р. Бакланову (Interuniversity Microelectronic Center, Бельгия) за предоставление пленок TiN. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 12-02-00152-а), гранта Президента РФ молодым российским ученым и ведущим научным школам # МК-617.2013.2, Министерства образования и науки РФ и программы РАН "Квантовые мезоскопические и неупорядоченные структуры".

1. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. C: Sol. State Phys. **6**, 1181 (1973).
2. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **59**, 907 (1970) [V. L. Berezinskii, JETP **32**, 493 (1971)].
3. В. Л. Березинский, ЖЭТФ **61**, 1144 (1971) [V. L. Berezinskii, JETP **34**, 610 (1972)].
4. M. R. Beasley, J. E. Mooij, and T. P. Orlando, Phys. Rev. Lett. **42**, 1165 (1979).
5. B. I. Halperin and D. R. Nelson, J. Low. Temp. Phys. **36**, 599 (1979).
6. K. Epstein, A. M. Goldman, and A. M. Kadin, Phys. Rev. Lett. **47**, 534 (1981).
7. S. A. Wolf, D. U. Gubser, W. W. Fuller, J. C. Garland, and R. S. Newrock, Phys. Rev. Lett. **47**, 1071 (1981).
8. A. M. Kadin, K. Epstein, and A. M. Goldman, Phys. Rev. B **27**, 6691 (1983).
9. A. F. Hebard and A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. **50**, 1603 (1983).
10. A. T. Fiory, A. F. Hebard, and W. I. Glaberson, Phys. Rev. B **28**, 5075 (1983).
11. A. F. Hebard and M. A. Paalanen, Phys. Rev. Lett. **54**, 2155 (1985).
12. А. Ф. Волков, Ш. М. Коган, УФН **96**, 633 (1968) [A. F. Volkov and Sh. M. Kogan, Sov. Phys. Usp. **11**, 881 (1969)].
13. A. Vl. Gurevich and R. G. Mints, Rev. Mod. Phys. **59**, 941 (1987).
14. D. Kalok, A. Bilušić, T. I. Baturina, A. Yu. Mironov, S. V. Postolova, A. K. Gutakovskii, A. V. Latyshev, V. M. Vinokur, and C. Strunk, JPCS **400**, 022042 (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. T. I. Baturina, D. Kalok, A. Bilušić, V. M. Vinokur, M. R. Baklanov, A. K. Gutakovskii, A. V. Latyshev, and C. Strunk, Appl. Phys. Lett. **102**, 042601 (2013).
17. С. В. Постолова, А. Ю. Миронов, Т. И. Батурина, Изв. РАН. Сер. Физическая **78**, 6 (2014).
18. P. Patsalas, C. Charitidis, S. Logothetidis, C. A. Dimitriadis, and O. Valassiades, J. Appl. Phys. **86**, 5296 (1999).
19. 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).
20. А. А. Варламов, А. И. Ларкин, *Теория флуктуаций в сверхпроводниках*, Добросвет, М. (2007) [A. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*, Oxford University Press, Oxford (2005)].
21. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitsky, J. Phys. C: Sol. State Phys. **15**, 7367 (1982).
22. А. М. Финкельштейн, ЖЭТФ. **84**, 168 (1983) [A. M. Finkel'shtein, JETP **57**, 97 (1983)].
23. J. M. B. Lopes dos Santos and E. Abrahams, Phys. Rev. B **31**, 172 (1985).
24. S. Doniach and B. A. Huberman, Phys. Rev. Lett. **42**, 1169 (1979).
25. J. Bardeen, Rev. Mod. Phys. **34**, 667 (1962).
26. J. Romijn, T. M. Klapwijk, M. J. Renne, and J. E. Mooij, Phys. Rev. B **26**, 3648 (1982).
27. F. C. Wellstood, C. Urbina, and J. Clarke, Appl. Phys. Lett. **54**, 2599 (1989).
28. P. M. Echternach, M. R. Thomas, C. M. Gould, and H. M. Bozler, Phys. Rev. B **46**, 10339 (1992).
29. М. В. Голубков, Г. Э. Цыдынжапов, Письма в ЖЭТФ **71**, 752 (2000) [M. V. Golubkov and G. E. Tsydynzhapov, JETP Letters **71**, 516 (2000)].
30. F. C. Wellstood, C. Urbina, and J. Clarke, Phys. Rev. B **49**, 5942 (1994).
31. V. F. Gantmakher, Rep. Prog. Phys. **37**, 317 (1974).
32. M. Yu. Reizer, Phys. Rev. B **40**, 5411 (1989).
33. A. Sergeev and V. Mitin, Phys. Rev. B **61**, 6041 (2000).
34. F. Giazotto, T. T. Heikkilä, A. Luukanen, A. M. Savin, and J. P. Pecola, Rev. Mod. Phys. **78**, 217 (2006).
35. A. Kardakova, M. Finkel, D. Morozov, V. Kovalyuk, P. An, C. Dunscombe, M. Tarkhov, P. Mauskopf, T. M. Klapwijk, and G. Goltsman, Appl. Phys. Lett. **103**, 252602 (2013).
36. A. Savin, J. Pekola, M. Prunnila, J. Ahopelto, and P. Kivinen, Phys. Scripta **114**, 57 (2004).
37. M. Ovadia, B. Sacépé, and D. Shahar, Phys. Rev. Lett. **102**, 176802 (2009).
38. N. Wang, F. C. Wellstood, B. Sadoulet, E. E. Haller, and J. Beeman, Phys. Rev. B **41**, 3761 (1990).
39. S. Marnieros, L. Bergé, A. Juillard, and L. Dumoulin, Phys. Rev. Lett. **84**, 2469 (2000).