

# Температурная зависимость электронного транспорта в гетеропереходах нормальный металл–ВТСП

© Ф.В. Комиссинский<sup>\*,\*\*</sup>, Г.А. Овсянников<sup>\*</sup>, З.Г. Иванов<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup> Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
103907 Москва, Россия

<sup>\*\*</sup> Технологический университет Чалмерса,  
S-41296 Гётеборг, Швеция

E-mail: gena@hitech.cplire.ru

(Поступила в Редакцию 25 июля 2000 г.  
В окончательной редакции 6 октября 2000 г.)

Исследован транспорт тока в гетеропереходах микронных размеров нормальный металл–высокотемпературный сверхпроводник ( $\text{Au}/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ) для двух кристаллографических ориентаций YBCO-пленок. Показано, что в зависимости от направления протекания транспортного тока по отношению к кристаллографическим осям YBCO-пленки электронные транспортные свойства гетеропереходов  $\text{Au}/\text{YBCO}$  с высокой прозрачностью границы изменяются от квазитуннельных в направлении оси  $c$  YBCO-пленки до близких к омическим в направлениях, лежащих в базовой плоскости YBCO.

Работа проводилась при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Российской программы "Актуальные проблемы физики конденсированного состояния" (подпрограмма "Сверхпроводимость") и проекта ИНТАС № 97-11459.

Электронные параметры высокотемпературных сверхпроводниковых металлосидных материалов (ВТСП) очень чувствительны к содержанию кислорода. Типичный представитель ВТСП —  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  (YBCO) — является изолятором при содержании кислорода  $0 < x < 0.4$  и сверхпроводником с металлическим типом проводимости вдоль базовых плоскостей при уровнях допирования кислородом  $0.4 < x < 1$  (см., например, [1]). В зависимости от степени внешнего воздействия на содержание кислорода (нагрева, оседания углекислоты из атмосферы и т.д.) слой ВТСП, находящийся вблизи границы с вакуумом или другим материалом, может изменять свои параметры от металла до изолятора. Второй важной особенностью ВТСП является большая анизотропия электронных транспортных характеристик [2]. Для токов, протекающих по направлению оси  $c$  YBCO и направлениям, лежащим в базовой плоскости ( $a$ – $b$ ) YBCO, проводимости различаются в десятки раз. В результате при изменении ориентации направления транспортного тока относительно кристаллографических осей сверхпроводника отношения характерных сопротивлений границы нормальный металл–ВТСП ( $N$ – $S_d$ )  $r = R_N S$  ( $R_N$  — сопротивление контакта площадью  $S$ ), которые характеризуют прозрачность границы, могут изменяться в 100 раз [3,4]. В эксперименте в зависимости от ориентации YBCO-пленок и технологии изготовления  $N$ – $S_d$ -гетеропереходы проявляют разнообразные свойства: от квазитуннельных [5,6] до омических характеристик [7]. Причем для гетеропереходов с малой прозрачностью границ ( $r > 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ), как правило, наблюдаются квазитуннельные характеристики: туннельная

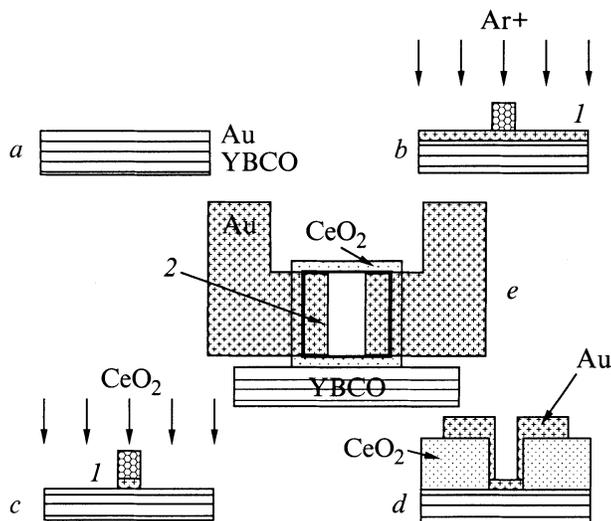
особенность при малых напряжениях и возрастание сопротивления при уменьшении температуры [6]. Этот экспериментальный факт приводил к предположению о том, что поверхностный слой ВТСП настолько обеднен кислородом, что является изолятором. Возникновение квазитуннельных характеристик гетеропереходов в этих условиях не вызывало сомнения. Однако для того чтобы поверхностный слой был изолятором, а остальная часть ВТСП-пленки находилась при уровнях допирования кислородом, соответствующих сверхпроводящему состоянию, необходимы значительные градиенты содержания кислорода по толщине пленки. Это вряд ли можно реализовать в эксперименте даже при слабой диффузии кислорода вдоль оси  $c$ . На ВАХ  $N$ – $S_d$ -переходов с малой прозрачностью границы как для  $c$ -, так и для  $a$ – $b$ -ориентированных ВТСП-пленок неоднократно наблюдалась аномалия проводимости при малых напряжениях — пик проводимости при нулевом смещении. Причиной появления данной аномалии назывались либо ферромагнитные примеси в поверхностном слое ВТСП [8,9], либо возникновение связанных состояний из-за андреевского отражения на границе сверхпроводника  $d$ -типа с изолятором [10,12].<sup>1</sup>

В настоящей работе на основании экспериментальных данных по температурной зависимости сопротивления  $N$ – $S_d$ -гетероструктур и форме ВАХ делается заключение о механизме проводимости гетеропереходов нормальный металл–ВТСП для случаев протекания тока вдоль оси  $c$  YBCO и по направлениям, лежащим в базовой плоскости YBCO.

<sup>1</sup> Возникновение аномалий на ВАХ при малых напряжениях для наших переходов будет обсуждаться в другой работе.

## 1. YBCO-пленки и экспериментальные образцы

Последовательность технологических операций изготовления гетеропереходов Au/YBCO представлена на рис. 1 [13–14]. Эпитаксиальные пленки YBCO толщиной 150 nm выращивались методом лазерного напыления при температурах 780–800°C и давления кислорода 0.8 mbar. Эпитаксиальные *c*-ориентированные пленки YBCO выращивались на подложках (001)LaAlO<sub>3</sub> и (110)NdGaO<sub>3</sub> (NGO). Изготовленные гетероструктуры на этих подложках дают информацию о транспорте тока вдоль направлений [001]YBCO; такие структуры в дальнейшем будем называть "прямыми" гетеропереходами (ПГ). В работе также исследовались наклонные гетеропереходы (НГ), в которых кристаллографическое направление [001]YBCO отклонено от нормали к плоскости подложки. Для эпитаксиального роста таких пленок использовались подложки (120)NGO. После напыления YBCO-пленки без разрыва вакуума осаждался тонкий слой нормального металла (Au) толщиной 20 nm (рис. 1, *a*). Увеличение толщины слоя Au до 100 nm проводилось дополнительным электронно-лучевым напылением с разрывом вакуума (*ex-situ*). Формирование области гетероперехода площадью  $S = 10 \times 10 \mu\text{m}^2$  производилось с использованием фотолитографии и ионно-лучевого травления в атмосфере Ar (рис. 1, *b*). Для предотвращения нежелательных контактов к торцу YBCO-пленки области гетеропереходов были изолированы пленкой аморфного CeO<sub>2</sub>, осажденной методом лазерного напыления при 60°C в атмосфере кислорода



**Рис. 1.** Последовательность изготовления Au/YBCO-контактов. *a* — напыление двухслойной структуры Au (20 nm)/YBCO (150 nm), *b* — формирование области контакта фотолитографией и ионным травлением, *c* — напыление изолирующего слоя CeO<sub>2</sub> толщиной 150 nm, *d* — формирование Au-контактных площадок, *e* — геометрия контакта (вид сверху). 1 — фоторезист, 2 — область контакта.

Параметры гетеропереходов, измеренные при низких температурах

Образец	$T_c, \text{K}$	$R_N(T = T_c, V = 0), \Omega$	$R_d(0), \Omega$	$R_d(0)/R_N$	$R_N S, \mu\Omega \cdot \text{cm}^2$
ПГ					
P32J2	89.3	33.2	103.0	3.1	33.2
P32J3	89.5	19.5	52.0	2.7	19.5
P32J4	89.9	22.9	55.3	2.4	22.9
P34J3	89.2	56.1	102.0	2.1	56.1
НГ					
H2J2	18.7	1.6	0.7	0.4	1.6
H2J3	48.2	1.6	1.0	0.6	1.6
H2J4	40.1	1.8	1.3	0.7	1.8
H5J2	42.3	0.4	0.2	0.5	0.4
H5J3	60.3	0.3	0.2	0.7	0.3
H5J4	61.1	0.5	0.3	0.6	0.5

при давлении 0.2 mbar (рис. 1, *c*). Удаление изолирующего слоя в областях гетеропереходов и контактных площадок (рис. 1, *d*) производилось с использованием взрывной фотолитографии. Раздельный подвод тока и напряжения в используемой геометрии гетеропереходов Au/YBCO (рис. 1, *e*) позволяет проводить измерения характеристик гетеропереходов по четырехточечной схеме при  $T < T_c$  YBCO.

Измерялись ВАХ и зависимости сопротивления  $R$  от температуры  $T$  (4.2–300 K) при токах смещения 1–5  $\mu\text{A}$  для гетеропереходов Au/YBCO и тестовых мостиков шириной 4  $\mu\text{m}$ , расположенных на той же подложке. Критическая температура и ширина сверхпроводящего перехода YBCO-пленок ( $T_c$  и  $\Delta T_c$  соответственно) определялись по температурной зависимости магнитной восприимчивости для гетероструктуры Au/YBCO до формирования топологии переходов. Для *c*-ориентированных YBCO-пленок  $T_c > 88 \text{ K}$ ,  $\Delta T_c = 0.5 \text{ K}$ . YBCO-пленки на (120)NGO имели несколько худшие сверхпроводящие параметры ( $T_c > 85 \text{ K}$  и  $\Delta T_c \leq 2 \text{ K}$ ) из-за меньшего содержания кислорода. Уменьшение  $T_c$  и  $\Delta T_c$  характерно для пленок, у которых наблюдается разориентация оси *c* относительно нормали к поверхности [14,15].

Эксперименты по рентгеновской дифракции ( $\theta$ – $2\theta$ -сканирование) показали, что как для подложек (110)NGO, так и для (120)NGO сохраняется эпитаксиальное соотношение (001)YBCO//{110}NGO, т.е. направления [001] YBCO-пленки всегда параллельны направлениям (110)NGO (если их несколько). Подложки (120)NGO имеют два направления [110] и [1 $\bar{1}$ 0]NGO, в результате в процессе роста образуются два домена (101) и (109)YBCO, оси *c* которых составляют с нормалью к поверхности подложки углы  $\psi = 71.6$  и  $18.4^\circ$  соответственно. Наши оценки показали, что в исследуемых YBCO-пленках на подложках [120]NGO одинаково содержание обоих доменов. Для обоих

доменов выполняется условие  $(001)YBCO // \{110\}NGO$  и одна из осей базовой плоскости (либо  $[100]YBCO$ , либо  $[010]YBCO$ ) лежит в плоскости подложки. Ток в НГ протекает в основном вдоль базовых плоскостей YBCO. Вклад тока вдоль  $c$ -оси в этом случае мал из-за высокого удельного сопротивления YBCO в этом направлении. Напротив, в ПГ транспортный ток протекает вдоль направления оси  $c$  YBCO из-за малости площади контакта вдоль  $a$ - $b$ -плоскостей. Параметры исследованных экспериментальных образцов представлены в таблице. Отметим, что при наблюдаемых в эксперименте значениях  $r = 10^{-5} - 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$  характерная длина растекания тока  $L_{\perp} = \sqrt{d_{Au}r/\rho_{Au}}$  ( $d_{Au} = 100 \text{ nm}$  и  $\rho_{Au} = 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$  — толщина и удельное сопротивление пленки золота соответственно) [16] существенно превышает размер гетеропереходов. Следовательно, процесс растекания тока не будет влиять на электрофизические параметры гетеропереходов.

## 2. Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены зависимости  $R(T)$ , измеренные по трехточечной схеме (ток и напряжение подводятся в одной точке YBCO-электрода), для двух исследованных типов гетеропереходов Au/YBCO. При  $T > T_c$  зависимости  $R(T)$  ПГ имеют металлический тип проводимости — уменьшение сопротивления с температурой, что характерно для транспортного тока, протекающего в базовой плоскости YBCO-пленки. Это обусловлено преобладающим вкладом в измеряемую зависимость  $R(T)$  сопротивления подводящих пленок ВТСП-электрода, перенос тока в которых происходит в  $a$ - $b$ -плоскостях YBCO. В то же время при протекании задающего транспортного тока вдоль направления  $[210]NGO$  в НГ наблюдается возрастание  $R$ , характерное для транспорта вдоль оси  $c$  YBCO. Значения  $T_c$  микромостиков для исследованных НГ оказываются ниже, чем у YBCO-пленок непосредственно после напыления гетероструктур Au/YBCO,

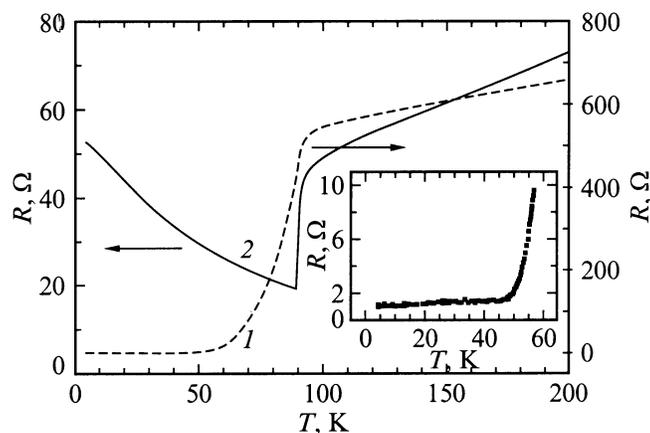


Рис. 2. Зависимости  $R(T)$  для НГ Н2J3 (1) и ПГ Р32J3 (2). На вставке представлена низкотемпературная часть зависимости  $R(T)$  для НГ Н2J3.

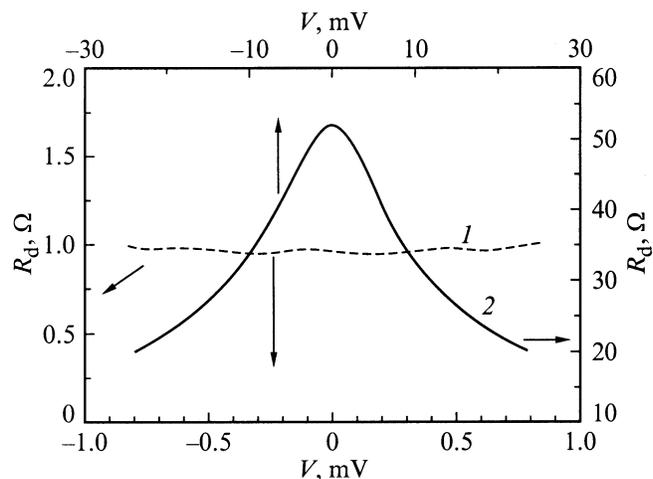


Рис. 3. Зависимости  $R_d(T)$  для НГ Н2J3 (1) и ПГ Р32J3 (2) при  $T = 4.2 \text{ K}$ .

что, по-видимому, вызвано выходом кислорода из поверхностного слоя YBCO-пленок в процессе ионного травления. Для НГ диффузия кислорода из выходящих на поверхность базовых плоскостей YBCO-пленки намного сильнее, чем для ПГ. В результате  $T_c$  мостиков, расположенных на подложках (120)NGO, меньше  $T_c$  исходных гетероструктур Au/YBCO на 5–10 K.

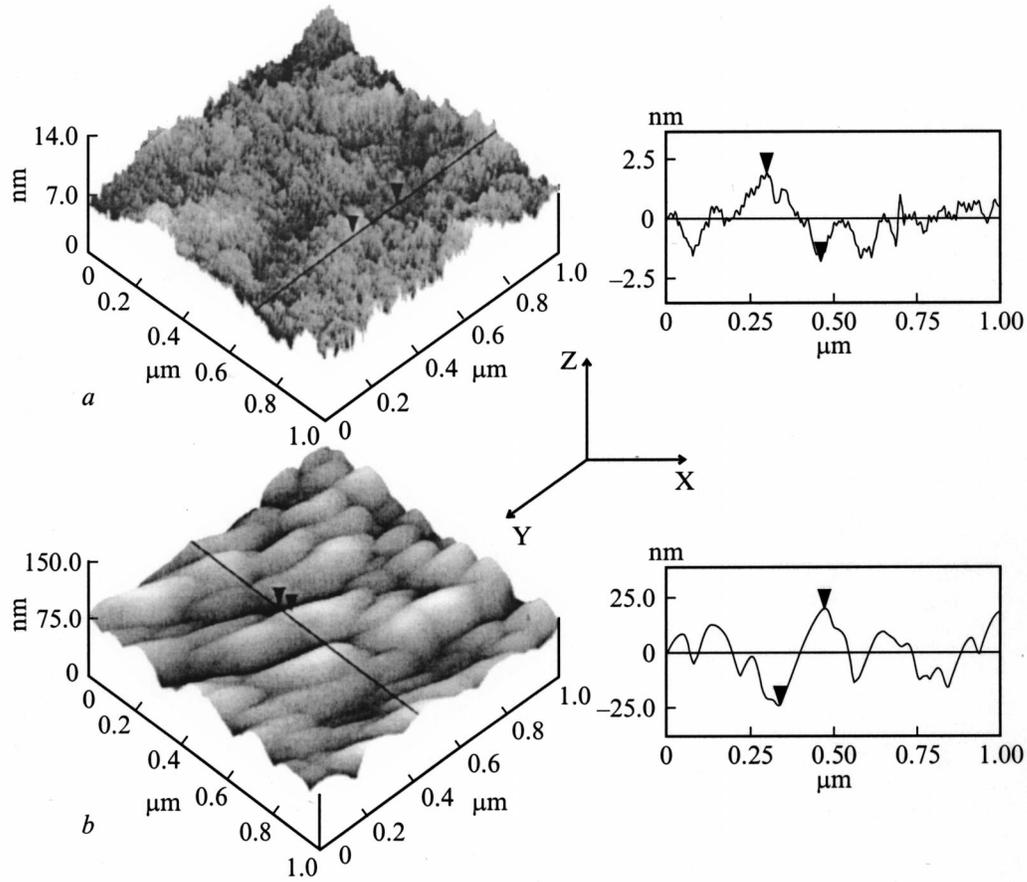
Зависимости  $R(T)$  кардинально изменяются при  $T < T_c$ . Для ПГ наблюдается рост, характерный для туннельных переходов сверхпроводник–изолятор–нормальный металл (SIN) (I — изолятор), а для НГ мы наблюдаем монотонное убывание сопротивления с уменьшением температуры.

На рис. 3 представлены зависимости дифференциального сопротивления гетеропереходов Au/YBCO от напряжения смещения  $R_d(V)$ . Здесь также наблюдаются значительные различия как в величине характерного сопротивления границы  $r$ , так и в полевой зависимости. Для НГ значения  $r_{ab} = 10^{-7} - 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , а для ПГ  $r_c$  на один-два порядка больше (см. таблицу).

Для оценки поверхности раздела проводились исследования морфологии поверхности пленок YBCO с помощью микроскопа атомных сил. Как показали результаты измерений профилей пленок YBCO, максимальные неровности поверхности (001)YBCO-пленок на участке  $1 \times 1 \mu\text{m}$  составляют  $\delta_c \approx 4 \text{ nm}$  (рис. 4, a), среднеквадратичное отклонение (RMS) равно 2 nm. Шероховатость наклонных YBCO-пленок на (120)NGO существенно больше:  $\delta_{ab} \approx 45 \text{ nm}$  (рис. 4, b), RMS = 50 nm.

## 3. Обсуждение экспериментальных результатов

Известно, что сопротивление последовательно соединенных металлов даже при непосредственном контакте между ними не равно сумме их сопротивлений, если име-



**Рис. 4.** Результаты измерений профиля поверхности YBCO-пленок на микроскопе атомных сил. *a* — ПГ, вертикальное и горизонтальное расстояния между метками 3.7 и 160 nm соответственно, *b* — НГ, вертикальное и горизонтальное расстояния между метками 44 и 132 nm соответственно.

ется различие Ферми-импульсов контактирующих материалов [4,17,18]. В результате рассогласования электронных параметров двух контактирующих материалов, в частности Ферми-импульсов  $p_{fi}$  ( $i = 1, 2$ ), характерное сопротивление контакта равно [17]

$$r_c^{-1} = (e^2 p_f^2 / 2\pi^2 \hbar^3) 2\langle xD(x) \rangle, \quad (1)$$

где  $p_f = \min\{p_{f1}, p_{f2}\}$ , а  $D(x)$  — прозрачность границы, угловые скобки означают усреднение по направлению импульса квазичастиц. В случае резкой и плоской границы двух металлов с  $p_{f1} \ll p_{f2}$  и сферическими поверхностями Ферми прозрачность определяется соотношением [17]

$$D(x) = 4xp_{f1}/p_{f2}, \quad 2\langle xD(x) \rangle = 8v_{f1}/3v_{f2}, \quad (2)$$

где  $v_{fi}$  ( $i = 1, 2$ ) — Ферми-скорости контактирующих материалов. Видно, что даже в отсутствие изолирующей прослойки при достаточно большом рассогласовании Ферми-скоростей контактирующих металлов прозрачность  $D \ll 1$ . Если же граница плавная в масштабе  $\hbar/p_f$ , то  $D \approx 1$  независимо от различия Ферми-импульсов контактирующих материалов [17].

Используя для оценки  $p_f$  выражение [19]

$$p_f^2 = 3\pi^2 \hbar^3 / (e^2 \rho l) \quad (3)$$

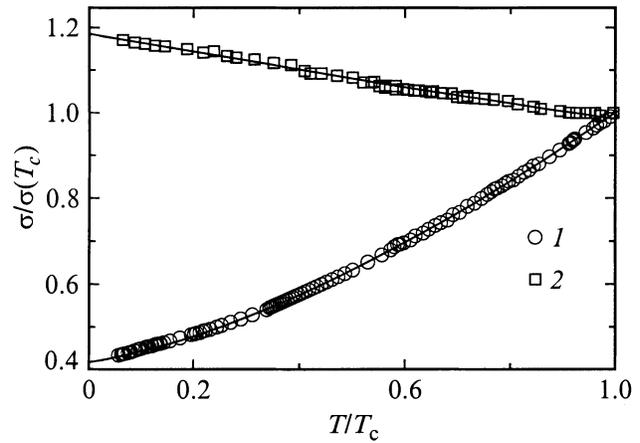
при определенных из измерений мостиков удельных сопротивлениях YBCO-пленки образца Н5 вдоль оси  $c$   $\rho_c = 2 \cdot 10^{-1} \Omega \cdot \text{cm}$  и в базовой плоскости  $\rho_{ab} = 4 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ , а также длинах свободного пробега  $l_c = 1 \text{ nm}$  [20] и  $l_{ab} = 10 \text{ nm}$  [21] ( $\rho_c l_c = 2 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ,  $\rho_{ab} l_{ab} = 4 \cdot 10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$ ), получаем анизотропию Ферми-импульсов  $p_{fab}/p_{fc} \approx 2.2$ . Наши оценки показали, что такое отношение  $p_{fab}/p_{fc}$  все еще позволяет пользоваться формулами (1)–(3) для расчета транспорта вдоль оси  $c$ . Используя экспериментальные значения  $r$  и  $\rho l$  из (1) и (3), находим, что для образца P32J3 прозрачность границы равна  $2\langle xD(x) \rangle \approx 7 \cdot 10^{-4}$ , что близко к значению, рассчитанному по формуле (2) —  $2\langle xD(x) \rangle \approx 8 \cdot 10^{-4}$  — в предположении эффективной массы носителей вдоль оси  $c$   $m = 100m_e$  [22]. Различия величин прозрачностей, полученных разными методами, скорее всего, вызвано тем, что  $\rho_c$  пленок YBCO, найденные из измерений сопротивлений мостиков, на порядок меньше, чем  $\rho_c$  тонкого слоя на  $N$ - $S_d$ -границе, которые были определены из четырехточечных измерений сопротивлений переходов при  $T = T_c$ .

Для НГ при вычислении экспериментального значения прозрачности вдоль  $a$ - $b$ -плоскости необходимо учесть слоистую структуру ВТСП. В результате учета при усреднении по направлениям импульса основной вклад будут вносить электроны в диапазоне углов  $\alpha < \arctg(d/\lambda_N) \approx 84^\circ$  ( $\lambda_N \approx 0.12$  nm — длина волны Де-Бройля для электронов в Au,  $d \approx 1.2$  nm — расстояние между CuO-плоскостями YBCO). Необходимо учесть также резкость границы, которая кардинально меняет ее прозрачность. Сравнивая  $\delta_{ab}$  и  $\delta_c$  (рис. 4) соответственно с  $\lambda_{ab}$  и  $\lambda_c$  (длиной волны Де-Бройля для электронов в YBCO), получаем, что для НГ  $\delta_{ab} \gg \lambda_{ab} \approx 2$  nm реализуется случай плавной границы, а в ПГ  $\delta_c \sim \lambda_c \approx 4$  nm, скорее всего, имеем резкую границу. В результате для ПГ применимо выражение (2), а прозрачность границы НГ существенно больше ( $D_{ab} \approx 1$ ), но при усреднении по направлениям импульсов для НГ получаем значение

$$2\langle xD(x) \rangle = (\lambda_N/d)^2 = 10^{-2}. \quad (4)$$

Отметим, что рассчитанное по (1),(3) значение  $2\langle xD(x) \rangle = 9 \cdot 10^{-3}$  близко к оценке (4) для образца H5J3. Следовательно, хотя прозрачность нерезкой границы для электронов с направлениями импульса, близкими к нормали, составляет величину порядка единицы, слоистая структура YBCO приводит к тому, что усредненная по направлениям импульса прозрачность мала и вносит заметный вклад в характерное сопротивление границы. Из (4) также следует, что для резких  $N$ - $S_d$ -границ  $r_{ab}$  почти равно  $r_c$ , несмотря на высокую анизотропию Ферми-импульсов.

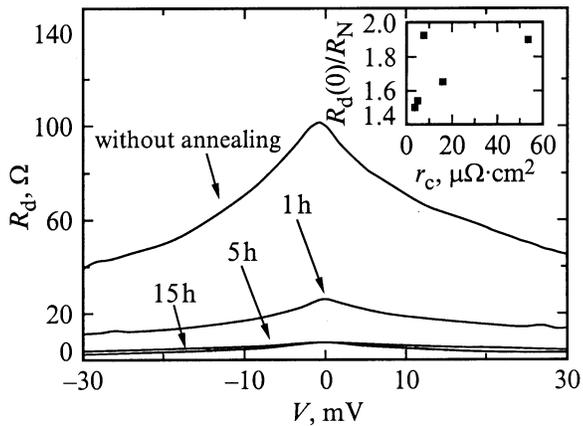
Согласно расчетам [4,17], при  $v_{f1}/v_{f2} \ll 1$  электрофизические свойства  $N$ - $S_d$ -переходов аналогичны свойствам  $NIS$ -переходов. Как видно из рис. 3, в нашем эксперименте при  $T \ll T_c$  ВАХ в целом близки к случаю  $NIS$ -переходов имеет место возрастание  $R_d$  при малых напряжениях. Однако в отличие от теории [17] особенности на  $R_d$ , обусловленные щелью сверхпроводника YBCO, в эксперименте не наблюдаются. Возможны две причины, вызывающие размытие щелевой особенности на ВАХ. Во-первых, наличие непосредственного контакта сверхпроводника и нормального металла. Согласно [17], при  $T = 0$   $R_d(\Delta/e)/R_N = \langle xD(x) \rangle$ , т.е. на ВАХ  $NcS$ -переходов ( $c$  — сужение) нет расходимости типа  $((eV)^2 - \Delta^2)^{-1/2}$ , характерной для  $NIS$ -переходов при  $T \ll T_c$ . Во-вторых, отсутствие щелевой особенности на ВАХ соответствует модели сверхпроводника с бесщелевой сверхпроводимостью, в том числе с  $d$ -типом сверхпроводящего параметра порядка [11,12]. Согласно расчетам [11], особенность на ВАХ при  $eV \approx \Delta$ , вызванная возрастанием при энергиях  $\varepsilon \approx \Delta$  плотности состояний  $d$ -сверхпроводника, дает логарифмическую зависимость  $R_d \sim \ln(T)$ ,  $\ln(|eV| - \Delta)$ , подверженную температурному размытию, так же как в случае бесщелевой сверхпроводимости. Отметим, что в гетеропереходах Nb-Au-YBCO, а также Pb-Au-YBCO на



**Рис. 5.** Нормированные температурные зависимости проводимости для ПГ (1) и НГ (2) при  $T < T_c$ . Соответствующие аппроксимационные кривые показаны сплошными линиями: для ПГ  $\sigma/\sigma(T_c) \approx 0.4 + 0.3(T/T_c) + 0.3(T/T_c)^2$ , для НГ  $\sigma/\sigma(T_c) \approx 1.2 - 0.2(T/T_c)$ .

$c$ -ориентированных пленках YBCO наблюдается щелевая особенность низкотемпературного сверхпроводника, однако нет щелевой особенности на ВАХ YBCO при  $V \approx \Delta/e$  [23,24]. Это дополнительно указывает на достаточно сильное влияние типа параметра порядка в YBCO на возникновение щелевой особенности на ВАХ при  $V \approx \Delta/e$ . Оба рассмотренных эффекта вызывают сглаживание щелевой особенности при  $V \approx \Delta/e$ , однако туннельная особенность при  $V \ll \Delta/e$  в эксперименте сохраняется вплоть до достаточно высоких прозрачностей границы ( $D \sim 10^{-1}$ ).

Для  $s$ -типа симметрии параметра порядка в сверхпроводнике при низких температурах ( $kT \ll \Delta$ ) число возбужденных квазичастиц экспоненциально убывает с температурой; следовательно, пропорционально увеличивается значение  $R_d(0) \sim \exp(-\Delta/T)$  в  $SIN$ -переходах. В сверхпроводнике с  $d$ -типом спаривания наличие узлов с нулевым параметром порядка позволяет возбуждать квазичастицы даже при очень низкой температуре  $T \ll \Delta$ . В результате  $R_d(0)$  должно медленнее расти с понижением  $T$ , чем для переходов из  $s$ -сверхпроводников [11]. В этом же направлении действует наличие непосредственной проводимости в переходе. В дополнение к механизму рассеяния, вызванному рассогласованием  $p_{fi}$ , для электронов с энергиями  $\varepsilon < p_f^2/2m$  наблюдается андреевское отражение. Электроны, переносящие ток в нормальном металле, отражаются от границы со сверхпроводником в виде дырки примерно с тем же  $|p_f|$ , а ток в сверхпроводнике переносится сверхпроводящими парами [17]. В результате действия двух рассмотренных механизмов температурная зависимость  $R_d(0)$  отличается от экспоненциальной  $\exp(-\Delta/kT)$ . Как видно из рис. 5, в нашем эксперименте проводимость  $\sigma = 1/R_d(0)$  для ПГ действительно уменьшается степенным образом с температурой.



**Рис. 6.** Изменение зависимости  $R_d(V)$  для ПГ P34J3 с отжигом в атмосфере атомарного кислорода при  $T = 600^\circ\text{C}$ . На вставке представлена зависимость  $R_d(0)/R_N$  от  $r_c$ , характеризующая изменение типа проводимости ПГ в процессе отжига.

Дополнительным экспериментом, указывающим на влияние рассогласования Ферми-импульсов как фактора, определяющего электрофизические параметры исследованных гетероструктур, является отжиг в атмосфере кислорода. Ранее было экспериментально установлено, что при отжиге гетероструктур из ВТСП с благородными металлами (серебро, золото, платина и т.д.) основным процессом является увеличение содержания кислорода в поверхностном слое (001) YBCO-пленки [25,26]. При нагреве в атмосфере кислорода с увеличением содержания в поверхностном слое YBCO изменяется его  $\rho_c l_c$  и как следствие увеличивается Ферми-импульс YBCO и уменьшается  $r_c$ . В отличие от других благородных металлов диффузии золота в YBCO не наблюдается. На рис. 6 представлены зависимости  $R_d(V)$ , измеренные для ПГ, полученные после отжига образца в течение 0, 1, 5 и 15 h в атмосфере кислорода при  $T = 600^\circ\text{C}$ . Значение  $r_c$  быстро уменьшается с увеличением времени отжига и после пятичасового отжига составляет  $r_c = 4 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  вместо начальных  $r = 5.6 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . Последующий отжиг на протяжении дальнейших 15 h практически не повлиял на значение  $r$ . Поскольку в нашем эксперименте не происходит качественного изменения формы ВАХ, приповерхностный слой  $S_d$ , скорее всего, находится на металлической (сверхпроводящей) стороне проводимости, а насыщение кислородом меняет его проводящие параметры, в частности Ферми-импульс. В результате с увеличением содержания кислорода меняется сопротивление  $r$  границы, определяемое ее прозрачностью  $D$  и значением  $p_f$ , что и наблюдается в эксперименте. Величина квазитуннельной компоненты, которая может характеризоваться отношением  $R_d(0)/R_N$ , уменьшается с отжигом, вызывающим уменьшение  $r_c$  (см. вставку к рис. 6). Видно, что за время отжига отношение  $R_d(0)/R_N$  уменьшилось от 2 до 1.5, величина  $r_c$  при этом изменилась на порядок. Такое поведение ВАХ гетеропереходов

качественно соответствует расчету [17]: с уменьшением рассогласования Ферми-импульса происходит переход от квазитуннельной ВАХ к ВАХ переходов с непосредственной проводимостью типа  $ScN$ . Для  $D \approx 1$  свойства переходов описываются моделью  $ScN$ -контакта, у которого  $R_d(0)/R_N = 0.5$  [17].

Как видно из рис. 2–4, для НГ  $R_d(V) \approx \text{const}$  в представленном диапазоне напряжений, а  $R(T)$  линейно уменьшается с температурой. Все это характерно для  $N-S_d$ -контакта с непосредственной (не туннельной) проводимостью. Отметим, что в НГ по сравнению с ПГ  $r$  изменяется на порядок, а прозрачности различаются на три порядка из-за дополнительного влияния шероховатости границы раздела двух материалов.

Таким образом, в  $c$ -ориентированных и наклонных гетероструктурах Au/YBCO наблюдались сильная анизотропия зависимостей сопротивления от температуры и ВАХ, вызванные изменением направления протекания транспортного тока через границу нормальный металл–ВТСП. Показано, что полученные экспериментальные результаты могут быть описаны в рамках модели непосредственного контакта между нормальным металлом и ВТСП с учетом значительного рассогласования Ферми-импульсов  $p_{fi}$  контактирующих материалов. При большом рассогласовании  $p_{fi}$ , что обычно встречается в гетероструктурах на  $c$ -ориентированных YBCO-пленках, наблюдаются квазитуннельные характеристики, а гетероструктуры на YBCO-пленках с наклонной осью  $c$  по своим свойствам близки к омическим контактам из-за меньшего рассогласования  $p_{fi}$  и шероховатости границы, уменьшающей отражение электронов от границы. Существующий на поверхности (001)YBCO обедненный кислородом слой увеличивает характерное сопротивление гетероструктур, однако в наших экспериментах степень легирования этого слоя такова, что он всегда находится на металлической стороне перехода металл–диэлектрик.

Авторы благодарны А.В. Зайцеву и А. Кадигробову за полезные обсуждения механизмов проводимости гетероструктур, И.К. Бдикину, П.Б. Можяеву и И.М. Котелянскому за помощь в проведении рентгеноструктурного анализа ВТСП и обсуждение полученных экспериментальных результатов, а также Т. Клаесону за интерес к работе.

## Список литературы

- [1] The gap Symmetry and Fluctuations in high- $T_c$  superconductors / Ed. J.Bok, G.Deutscher, D.Pavuna, S.A.Wolf. Proc. NATO Adv. Study Inst. Plenum Press, N. Y. (1998). P. 560.
- [2] S.W. Tozer, A.W. Kleinsasser, T. Penney, D. Kaiser, F. Holtzberg. Phys. Rev. Lett. **59**, 15, 1768 (1987).
- [3] R. Krupke, G. Deutscher. Phys. Rev. Lett. **83**, 4634 (1999).
- [4] M.Yu. Kupriyanov, K.K. Likharev. IEEE Trans. Magn. **27**, 2, 2460 (1991).
- [5] S.C. Sanders, S.E. Russek, C.C. Clickner, J.W. Ekin. Appl. Phys. Lett. **65**, 17, 2232 (1994).

- [6] S.G. Lee, Y. Huh, Y.S. Hwang, I. Kim, Y.K. Park, G.Y. Sung. *Physica* **C282–287**, 1491 (1997).
- [7] Yuzi Xu, J.W. Ekin, S.E. Russek, R. Fiske, C.C. Clickner, I. Takeuchi, Z. Trajanovic, T. Venkatesan, C.T. Rogers. *IEEE Trans. Appl. S.* **7**, 2, 2836 (1997).
- [8] M. Gurvitch, J.M. Valles, Jr., A.M. Cucolo, R.C. Dynes, J.P. Garno, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 9, 1008 (1989).
- [9] J. Lesueur, L.H. Greene, W.L. Feldmann, A. Inam. *Physica* **C191**, 325 (1992).
- [10] Chia-Ren Hu. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 10, 1526 (1994).
- [11] Yu.S. Barash, A.V. Galaktionov, A.D. Zaikin. *Phys. Rev.* **B52**, 1, 665 (1995).
- [12] Y. Tanaka, S. Kashiwaya. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 17, 3451 (1995).
- [13] Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, Н.А. Тулина, В.В. Рязанов. *ЖЭТФ* **116**, 6, 2140 (1999).
- [14] Ф.В. Комиссинский, Г.А. Овсянников, Н.А. Тулина, В.В. Рязанов. XXXI совещ. по физике низких температур. Тез. докл. М. (1998). С. 236.
- [15] Y.Y. Divin, U. Poppe, P.M. Shadrin, J.W. Seo, B. Kabius, K. Urban. *Inst. Phys. Conf. Ser.* 148 (Proc. of 2nd Eur. Conf. on Appl. S.) **2**, 1359 (1995).
- [16] A.M. Klushin, A. Golubov, W. Prusseit, H. Kolstedt. *J. Low. Temp. Phys.* **106**, 265 (1997).
- [17] А.В. Зайцев. *ЖЭТФ* **86**, 5, 1742 (1984).
- [18] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. *Phys. Rev.* **B25**, 7, 4515 (1982).
- [19] П. де Жен. *Сверхпроводимость металлов и сплавов*. Мир, М. (1968).
- [20] J. Yoshida, T. Hashimoto, S. Inoue, Y. Mizutani, M. Sagoi, K. Mizushima. *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 6A, (Pt. 1), 1771 (1992).
- [21] K. Krishana, J.M. Harris, N.P. Ong. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 19, 3529 (1995).
- [22] Л.Н. Булаевский, В.Л. Гинзбург, А.А. Собянин. *ЖЭТФ* **94**, 355 (1988).
- [23] A.S. Katz, A.G. Sun, R.C. Dynes, K. Char. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1, 105 (1995).
- [24] P.V. Komissinski, E. Ilichev, G.A. Ovsyannikov, Z.G. Ivanov, S. Kovtonyuk, T. Claeson. Preprint cond-mat/0008077.
- [25] J.W. Ekin, T.M. Larson, N.F. Bergen, A.J. Nelson, A.B. Swartzlander, L.L. Kazmerski, A.J. Panson, B.A. Blankenship. *Appl. Phys. Lett.* **52**, 21, 1819 (1988).
- [26] Siu-Wai Chan, L. Zhao, C. Chen, Q. Li, D.B. Fenner. *J. Mater. Res.* **10**, 10, 2428 (1995).