Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 655–658

Нелинейная проводимость вискеров $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$: особенности вблизи сверхпроводящего перехода

В. Я. Покровский, И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев

Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 103907, г. Москва, ул. Моховая 11
E-mail:kalafat@re.rc.ac.ru

На вискерах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ измерены зависимости сопротивления R от электрического поля E в окрестности сверхпроводящего перехода. Наблюдается увеличение R с увеличением E, причем характер кривых $R(E)$ качественно изменяется вблизи температуры перехода T_{c0} : обнаружено изменение знака кривизны зависимости $R(E)$ и максимум нелинейного сопротивления $R(E) - R(0)$ при заданном токе. Особенности вблизи T_{c0} отражают изменение механизма проводимости при этой температуре.

На віскерах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ виміряно залежності опору R від електричного поля E в околиці надпровідного переходу. Спостерігається збільшення R із збільшенням E, причому характер кривих $R(E)$ якісно змінюється поблизу температури переходу T_{c0} : виявлено змінення знака кривини залежності $R(E)$ і максимум нелінійного опору $R(E) - R(0)$ при заданому струмі. Особливости поблизу T_{c0} відбивають зміну механізму провідності при цій температурі.

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), как известно, обладают слоистой структурой, и флуктуационные явления существенно влияют на их свойства. Однако нелинейная проводимость, связанная с подавлением сверхпроводящих флуктуаций электрическим полем E, достаточно подробно исследована на низкотемпературных сверхпроводниках [1–3], а на ВТСП экспериментально не изучалась. Ожидаемое значение электрического поля, необходимого для заметного подавления сверхпроводящих флуктуаций, для этих соединений очень велико ($E_c \sim 10^2$ В/см при $(T - T_{c0})/T_{c0} = 0{,}01$ [4] и растет с повышением T), что весьма затрудняет наблюдение эффекта. Особый интерес к изучению нелинейной проводимости на $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ (BSCCO) связан с тем, что в этом квазидвумерном соединении наблюдается переход Березинского—Костерлица—Таулеса (БКТ) [5]. Ниже T_{c0} вплоть до температуры перехода БКТ $T_c \approx T_{c0} - 3$ К движение термоактивированных двумерных вихрей приводит к диссипации энергии и к появлению конечного сопротивления образца [6]. Отклонение вольт-амперных характеристик (ВАХ) от закона Ома при $T_c < T < T_{c0}$ до сих пор не исследовалось.

В настоящей работе измерены зависимости $R(E)$ как выше, так и ниже T_{c0} на совершенных монокристаллах BSCCO с целью выяснения механизмов нелинейной проводимости. Выше T_{c0} результаты связываются с подавлением флуктуационной проводимости электрическим полем, ниже T_{c0} — с возбуждением неравновесных двумерных вихрей током.

В качестве объекта исследований мы выбрали нитевидные монокристаллы (вискеры) $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$, выращенные из закаленной шихты методом, описанным в [7]. Удельное сопротивление вискеров при 300 К составляло около $3 \cdot 10^{-4}$ Ом·см, их размеры были $\sim 1000 \times 2 \times 0{,}1$ мкм. Измерения на двух образцах проводились по четырехконтактной схеме в режиме заданного тока. Используя обычную модуляционную методику, мы получали зависимости дифференциального сопротивления образца dV/dI от смещения V при фиксированной температуре.

На рис. 1 показан набор зависимостей dV/dI от V при разных температурах. Во всем температурном диапазоне наблюдается рост dV/dI при увеличении V. Как видно из рисунка, зависимости можно разделить на две группы: выше 78 К кривые вогнуты, а ниже — выпуклы.

Из полученных данных мы вычислили ток I и полное (хордовое) сопротивление R. Оказалось, что зависимость нелинейного напряжения $V_{nl} \equiv I(R - R(0))$ от тока описывается степенным законом: $V \propto I^{\alpha_{nl}}$ [8]. Показатель степени α_{nl}, определенный при $I > 10^{-4}$ А, представлен на рис. 2,*a* как функция T. При $T \leq 74{,}7$ К величина $R(0)$ близка к нулю, поэтому $V_{nl}(I)$ практически совпадает с $V(I)$ и α_{nl} совпадает с показателем степени

© В. Я. Покровский, И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, 1996

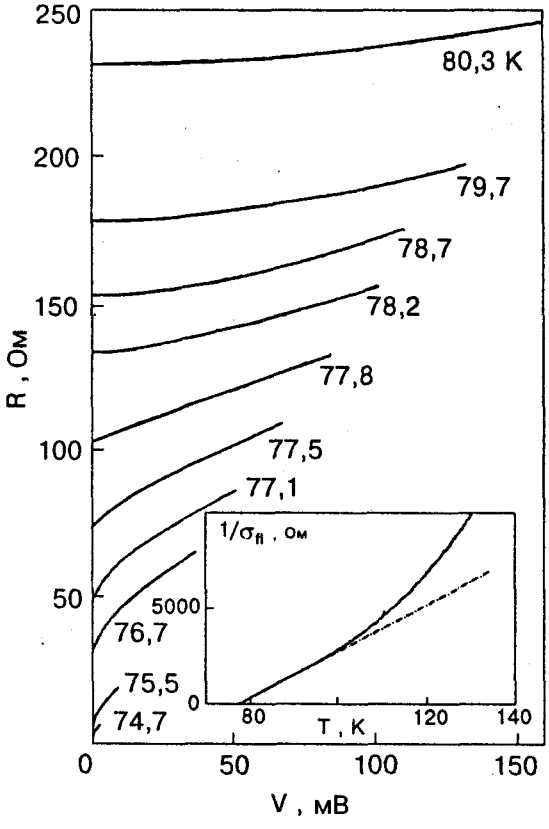

Рис. 1. Зависимости дифференциального сопротивления от напряжения при разных температурах. На вставке: отклонение $R(T)$ от линейной зависимости выше T_{c0}. Пунктирная прямая соответствует формуле Асламазова—Ларкина для двумерного сверхпроводника с $T_{c0} = 77{,}1$ K и толщиной $d = 5$ Å.

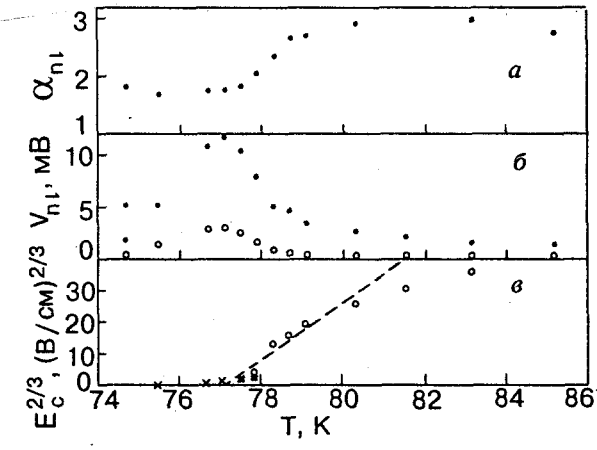

Рис. 2. а — температурная зависимость показателя степени α_{nl}, полученного из зависимостей $V_{nl}(I)$ при $I \geq 10^{-4}$ А. *б* — зависимости нелинейного напряжения от температуры при разных значениях тока I, А: $6{,}3 \cdot 10^{-4}$ (∗), $3 \cdot 10^{-4}$ (○). *в* — зависимость характеристического поля $E_c^{2/3}$ вискеров BSCCO от температуры: E_c определялось по соответствию $\sigma(E)$ формуле (1) (○) и по точке перегиба на зависимости $\sigma(E)$ (×).

для степенной зависимости $V(I)$ [6]. При повышении температуры $\alpha_{nl}(T)$ достигает минимального значения $\approx 1{,}6$, а затем возрастает, приближаясь к трем при $T > 79$ K [6].

На рис. 2,*б* показаны зависимости V_{nl} от T, измеренные при двух фиксированных значениях тока. На обеих зависимостях виден четкий максимум при $T \approx 77$ K. Положение максимума $V_{nl}(T)$ находится вблизи минимума $\alpha_{nl}(T)$.

Обсудим полученные результаты. Обнаруженные особенности при $T = 77$–78 K — изменение знака кривизны $V_{nl}(I)$ и величины показателя α_{nl}, а также максимум V_{nl} — указывают на качественное изменение характера проводимости при этой температуре. Результаты измерений естественно разделить по температуре на две области.

Начнем анализ с высоких T, при которых можно ожидать подавления сверхпроводящих флуктуаций электрическим полем [1,2]. Измерение отклонения зависимости $R(T)$ от линейного закона показало, что зависимость от температуры флуктуационной поправки к проводимости в слабых полях $\sigma_{fl}(T, 0)$ при 78 K $< T <$ 100 K соответствует формуле Асламазова—Ларкина для двумерного случая (вставка к рис. 1), как было получено ранее [7]. В двумерном случае, согласно [2], зависимость флуктуационной проводимости σ_{fl} от электрического поля E описывается формулой

$$\sigma_{fl}(T, E) =$$

$$= \sigma_{fl}(T, 0) \int_0^\infty dx \exp\left\{-x - \left[E/E_c(T)\right]^2 x^3\right\}, \quad (1)$$

где

$$E_c(T) = E_{c0}\left[\left(T - T_{c0}\right)/T_{c0}\right]^{3/2}, \quad (2)$$

$E_{c0} \equiv 16\sqrt{3}\, k_B T_{c0}/\pi e \xi(0)$; k_B — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; $\xi(0)$ — длина когерентности при $T = 0$. Для BSCCO теоретическая оценка $E_{c0} \approx 10^5$ В/см [4]. Большая величина E_{c0} связана с высокой T_{c0} и малой $\xi(0) \sim 50$ Å.

Сопоставим формулы (1) и (2) с экспериментом. Зная $\sigma_{fl}(T, 0)$ из $R(T)$ и $\sigma(E)$ при фиксированной T, мы можем выделить флуктуационную часть в нелинейной проводимости: $\sigma_{fl}(E) = \sigma_{fl}(0) + \sigma(E) - \sigma(0)$. По наилучшему соответствию $\sigma_{fl}(E)$ теоретической зависимости (1) получаем значение E_c. При $T < 78$ K $\sigma_{fl}(E)$ не соответствует зависимости (1),

что, по-видимому, связано с переходом в область трехмерных флуктуаций. Значения E_c определим как $E^*/0{,}15$, где E^* — точка перегиба на зависимости $\sigma_{fl}(E)$ [8].

На рис. 2,*в* представлена зависимость $E_c^{2/3}$ от T. Пунктирная прямая соответствует зависимости (2) с параметрами $T_{c0} = 77{,}1$ K и $E_{c0} = 3 \cdot 10^4$ В/см. Такое значение E_{c0} соответствует $\xi(0) = 100$ Å и согласуется с оценками для данного соединения [4]. Видно, что при 77,5 K $< T <$ 82 K экспериментальные результаты качественно описываются формулой (2). При $T > 82$ K зависимость $E_c(T)$ заметно отклоняется от прямой (2); похожее отклонение наблюдалось также в [3] на алюминиевых пленках.

Понижение E_c при приближении T к T_{c0} сверху означает, что нелинейное напряжение при $I =$ = const должно возрастать. В рамках теории флуктуационной нелинейной проводимости можно получить расходимость $V_{nl}(E << E_c)$ при $T \to T_{c0}$ [8]:

$$V_{nl} \propto I^3 [R(T)]^4 (T - T_{c0})^{-4} . \qquad (3)$$

Поскольку $R(T_{c0})$ — конечная величина, из (3) следует резкий рост нелинейного напряжения при фиксированном токе при приближении к T_{c0} сверху (см. рис. 2,*б*).

Формула (3) дает также показатель степени нелинейных ВАХ: $V_{nl} \propto I^3$, следовательно $\alpha_{nl} = 3$ при $E << E_c$, т.е. при $T > 78$ K. При более низких T значение E становится порядка E_c и показатель α_{nl} должен уменьшаться. Вблизи T_{c0} поле E_c стремится к нулю, и мы переходим к другому предельному случаю: $E >> E_c$. Кроме того, следует учесть, что σ_{fl} носит трехмерный характер. При этом теоретическое значение показателя степени для зависимости $V_{fl} \equiv I/\sigma_{fl}$ от I равно 1,5 [1,4]. Интересно, что α_{nl} уменьшается до 1,6 при $T \approx 77$ K (рис. 2,*а*). Это совпадение не случайно, так как при $T \to T_{c0}$ и $E >> E_c^*$ измерение V_{nl} практически эквивалентно измерению V_{fl}. Это ясно из следующего: $\sigma_{fl} \to \infty$ при $T \to T_{c0}$ (конечное значение R при $T = T_{c0}$ обусловлено дополнительной диссипацией, связанной с переходом БКТ). Однако при $E >> E_c$ флуктуационная проводимость σ_{fl} — конечная величина, и $V_{nl}(E) \equiv I/\sigma(E) - I/\sigma(0) = I/\sigma_{fl}(E) - I/\sigma_{fl}(0) \approx I/\sigma_{fl}(E) \equiv V_{fl}(E)$.

Итак, теория нелинейной флуктуационной проводимости позволила нам объяснить зависимость $R(E)$, $V_{nl}(T)$ и $\alpha_{nl}(T)$ при $T > T_{c0}$.

Рассмотрим теперь зависимости $R(E)$ при $T < T_{c0}$. Сопротивление образцов уменьшается с понижением T пропорционально $\exp[-C/(T - T_c)^{1/2}]$, где $T_c = 74$ K, что характерно для перехода БКТ и связано с термическим возбуждением пар свободных двумерных вихрей выше T_c [9]. В этой области температур мы предполагаем возможность дополнительного рождения свободных вихрей под действием тока, что должно привести к росту R с ростом I, и, следовательно, к возникновению V_{nl}. Сравним расстояние между равновесными вихрями с критическим размером пары r_0. Концентрацию равновесных вихрей n_f оценим из отношения $R(T)/R_n(T)$: $n_f = (1/2\pi\xi^2)R/R_n$, где $\xi(T) = 0{,}74\,\xi(0)/(1 - T/T_{c0})^{1/2}$. Величина r_0 связана с плотностью тока j в сверхпроводящих слоях: $r_0 = c\Phi_0/[4(2\pi)^3(\lambda^2/d)j]$, где λ — глубина проникновения магнитного поля, d — толщина слоя, Φ_0 — квант магнитного потока. Численная оценка для наших образцов показывает, что при токах $I \geq 10^{-4}$ А и $T < 76$ K среднее расстояние между термоактивированными вихрями $\sqrt{n_f}$ более чем на порядок превышает r_0 и можно пренебречь влиянием свободных вихрей на процесс разрыва пар током. Поэтому для описания зависимостей $V_{nl}(I)$ выше T_c мы можем использовать те же формулы, что и для $V(I)$ ниже T_c [9]. Из этого следует, что показатель α_{nl} должен возрастать при понижении T, причем $1 < \alpha_{nl} \leq 3$. Тенденция к росту α_{nl} от 1,6 при понижении T от 76 до 74,7 K видна из рис. 2,*а*. При более низких температурах, как показывают измерения $V(I)$ на монокристаллах [6], показатель быстро возрастает до трех и выше. Итак, зависимость $\alpha_{nl}(T)$ при $T < T_{c0}$ (рис. 2,*а*) качественно описывается с помощью предложенного механизма.

Рассмотрим температурную зависимость V_{nl} ниже T_{c0}. При фиксированном токе критический размер пары r_0 уменьшается с ростом T пропорционально $T_{c0} - T$ [9]. Концентрация возбужденных током вихрей $n_f \propto 1/r_0^{\alpha_{nl}}$, следовательно, $V_{nl} \propto n_f$ резко возрастает с повышением T в области $T < T_{c0}$, что соответствует эксперименту (см. рис. 2,*б*).

Таким образом, мы впервые наблюдали на нитевидных монокристаллах BSCCO рост сопротивления под действием электрического поля вблизи T_{c0} в области $R \neq 0$. Значения $E_{c0} = 3 \cdot 10^4$ В/см и

$\xi(0) = 100$ Å, полученные при $T > T_{c0}$, согласуются с теорией нелинейной флуктуационной проводимости. Ниже T_{c0} результаты указывают на возможность возбуждения неравновесных двумерных вихрей током.

Работа проводилась в рамках Госпрограммы по ВТСП (проект N 93046) и поддержана РФФИ (грант N 95-02-05392). Данное исследование оказалось возможным частично благодаря грантам No M8B300 и No M1Q300 Международного научного фонда и правительства России.

1. J. P. Hurault, *Phys. Rev.* **179**, 494 (1969).
2. A. Schmid, *Phys. Rev.* **180**, 527 (1969).
3. K. Kajimura and N. Mikoshiba, *Solid State Commun.* **8**, 1617 (1970); K. Kajimura and N. Mikoshiba, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1233 (1971).
4. A. A. Varlamov and L. Reggiani, *Phys. Rev.* **B45**, 1060 (1992).
5. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971); J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys.* **C5**, L124 (1972).
6. С. Н. Артеменко, И. Г. Горлова, Ю. И. Латышев, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 566 (1989).
7. Yu. I. Latyshev, I. G. Gorlova, A. M. Nikitina, et. al., *Physika* **C216**, 471 (1993).
8. И. Г. Горлова, С. Г. Зыбцев, В. Я. Покровский, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 819 (1995).
9. P. Minnhagen, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1001 (1987).

Nonlinear conductivity of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ whiskers: distinguishing features near superconducting transition

V. Ya. Pokrovskii, I. G. Gorlova, and S. G. Zybtsev

The electric field dependence of resistance in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ whiskers is measured in the vicinity of the superconducting transition. R is sound to increase with E, the shape of the $R(E)$ curves changing qualitatively near the transition temperature T_{c0}: the curvature of the $R(E)$ plots changes its sign, and the nonlinear resistance $R(E) - R(0)$ for a given current reaches a maximum. The distinguishing features near T_{c0} are accounted for by the change of conductivity mechanism at this temperature.