

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В СОПРОТИВЛЕНИИ УЗКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ВИСКЕРОВ $BSCCO (2212)$ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА БЕРЕЗИНСКОГО – КОСТЕРЛИЦА – ТАУЛЕССА

И.Г.Горлова¹⁾, С.Г.Зыбцев, А.М.Никитина, В.Я.Покровский, В.Н.Тимофеев⁺,
С.Ауккаравиттаяпун^{*2)}

Институт радиотехники и электроники РАН, 103907 Москва, Россия

⁺ Институт металлургии им.А.А.Байкова РАН, 117911 Москва, Россия

^{*} Department of Physics, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK

Поступила в редакцию 29 июня 1998 г.

Измерена температурная зависимость сопротивления и вольт-амперные характеристики вискерев $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ разной ширины, в том числе вискерев, имеющих ступень ширины. С уменьшением ширины удельное сопротивление вискерев ниже температуры перехода Березинского – Костерлица – Таулесса возрастает, а выше перехода – уменьшается. Эффект объясняется выходом двумерных вихрей через края образца и подтверждает существование пар вихрей в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках.

PACS: 68.70.+w, 74.40.+k

В наиболее анизотропных соединениях высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ и $Tl_2Sr_2CaCu_2O_x$, наблюдается переход типа Березинского – Костерлица – Таулесса (БКТ) (см. [1]). Переход происходит при температуре T_C , на $2 \div 3$ К ниже температуры сверхпроводящего перехода Гинзбурга – Ландау T_{C0} [2, 3]. При $T_C < T < T_{C0}$ в сверхпроводящих слоях возникают свободные двумерные магнитные вихри, что приводит к конечному сопротивлению образцов. Ниже T_C в процессе флуктуаций возникают пары вихрь – антивихрь. Ненулевой электрический ток I может привести к разрыву пар и появлению свободных вихрей. Если в результате термической флуктуации пара достигает критического размера r_0 , определяемого током и температурой, происходит диссоциация вихрей. При нулевом токе энергия связи пары в рамках модели БКТ пропорциональна логарифму расстояния между вихрями, то есть термический разрыв пар невозможен, и при $I \rightarrow 0$ сопротивление также стремится к нулю. Однако ситуация изменится, если учесть конечные размеры образца. Если размер пары вихрь – антивихрь достигнет ширины образца, один из вихрей выйдет из образца, а другой окажется свободным, и его диссипативное движение под действием тока приведет к возникновению сопротивления. Такой процесс был теоретически рассмотрен в работе [4], где показано, что в достаточно узких образцах ниже T_C должно наблюдаться конечное сопротивление

$$R = 4\pi^{3/2} R_0 [\Gamma(1 + a/2) / \Gamma(1/2 + a/2)] (\pi \xi / w)^a, \quad (1)$$

где w – ширина образца, R_0 – сопротивление в нормальном состоянии, $\xi(T)$ – длина когерентности, $a = 2(T_{C0} - T) / (T_{C0} - T_C)$. В то же время, дополнительные барьеры

¹⁾ e-mail: gorl@mail.cplire.ru

²⁾ S.Aukkaravittayapun. Постоянный адрес: National Metal and Materials Technology Center Bangkok, 10400 Thailand.

еры на границах образца, препятствующие выходу вихрей [5], могут привести и к противоположному эффекту – более резкому спаду сопротивления и к конечному критическому току в узких образцах. Отметим, что рост критического тока с уменьшением сечения вискеро-в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ наблюдался ранее при гелиевых температурах [6].

Наша работа посвящена поиску и исследованию зависимости проводящих свойств монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ вблизи сверхпроводящего перехода от их ширины. В качестве объекта исследования мы выбрали нитевидные монокристаллы (вискеры). Вискеры были выращены из закаленной шихты при температуре 855°C в потоке кислорода методом, описанным в [6], из порошков особоочищенных окислов Bi_2O_3 (99.999%), SrCO_3 (99.999%), CaCO_3 (99.999%), и CuO (99.99%), смешанных в отношении $\text{Bi}:\text{Sr}:\text{Ca}:\text{Cu} = 1.5:1:1:2$. Ширина выращенных вискеро-в варьируется в широких пределах, а наиболее узкие из них имеют ширину около 1 мкм, что, согласно соотношению (1), может быть достаточно для наблюдения избыточного сопротивления.

Нами были исследованы температурные зависимости сопротивления четырнадцати однофазных вискеро-в шириной $1 \div 10$ мкм. Сравнение формы переходов в этих образцах показало, что в наиболее узких вискеро-в ($w < 3$ мкм), как правило, наблюдался более медленный спад сопротивления ниже T_{C0} . Однако разброс величины T_{C0} и небольшие вариации формы зависимости $R(T)$ выше T_{C0} , а также индивидуальные структурные дефекты образцов помешали сделать однозначный вывод. Для выяснения влияния ширины вискера на форму сверхпроводящего перехода оказалось необходимым сравнить вискеры разной ширины, имеющие в точности одинаковый состав и структуру. Мы заметили, что среди выросших вискеро-в встречаются образцы, имеющие ступень ширины при постоянной толщине (рис.1). Исследование четырех таких образцов в трансмиссионном электронном микроскопе показало, что они являются монокристаллами, и кристаллографическая ориентация одинакова по обе стороны ступени (рис.1б). В области ступени обычно наблюдается дефект (в образце, приведенном на рис.1б – дислокация), но в широкой и узкой частях образца дефектная структура существенно не отличается. Поэтому сравнение проводящих свойств таких образцов по разные стороны ступени позволило, как будет ясно ниже, заметить отличия, связанные именно с шириной вискера.

Мы исследовали три образца со ступенью ширины. Все размеры образцов определялись после измерений с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Толщина всех трех образцов оказалась около 0.15 мкм. На каждый из образцов были напылены 5 серебряных контактов. На этих образцах были проведены четырехзондовые измерения проводящих свойств секторов 2-3 и 3-4 по разные стороны ступени (см. рис.1а). При этом контакт № 3 покрывал область ступени. Длина секторов была $70 \div 120$ мкм. При измерении $R(T)$ переменный ток пропусклся через контакты 1-5, а величины напряжения между парами контактов 2-3 и 3-4 измерялись одновременно двумя синхронными детекторами. Выше T_{C0} наблюдались практически идентичные зависимости удельного сопротивления $R(T)$, однако ниже T_C в узких секторах наблюдался более медленный спад сопротивления. На рис.2а показаны температурные зависимости сопротивления двух секторов образца № 1: $R_{23} \equiv R_W$ и $R_{34} \equiv R_N$. Сопротивление широкого сектора R_W умножено на 2.65, что соответствует отношению ширин образцов w_{23}/w_{34} : $w_{23} = 4.3$ мкм, $w_{34} = 1.6$ мкм. Как видно из рисунка, зависимости совпадают в интервале от комнатной температуры почти до T_{C0} . По максимуму dR/dT можно оценить $T_{C0} \approx 77$ К для обоих секторов. Однако ниже пе-

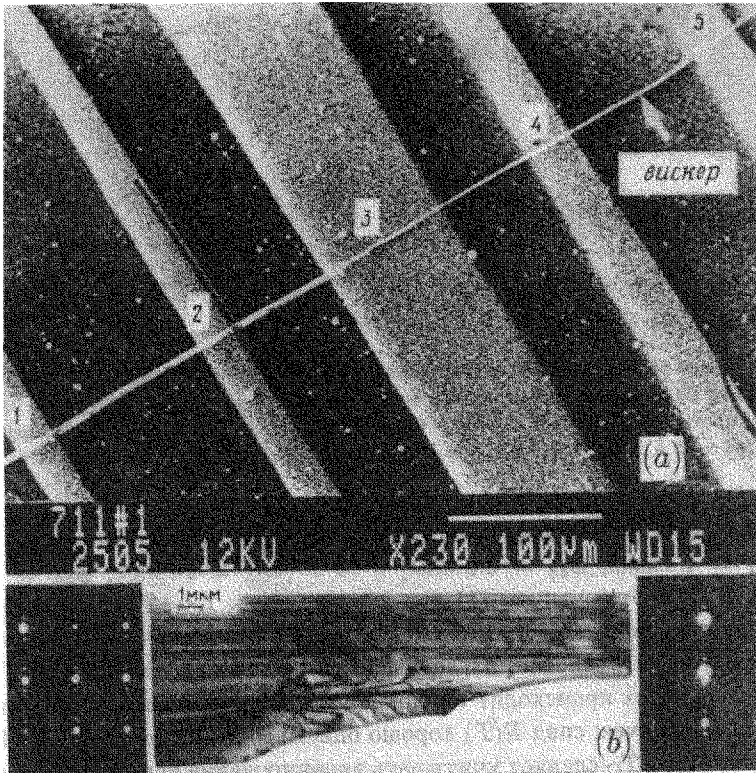


Рис.1. а) СЭМ фотография расположения образца №1 со ступенью ширины. Цифрами 1 ÷ 5 обозначены контактные полоски. б) Светлопольная микрофотография одного из образцов в области ступени ширины в рефлексе (020). Слева и справа приведены дифракционные картины соответствующих частей образца

рехода в узкой части образца наблюдается более медленный спад сопротивления. Это хорошо видно на рис.2б, где те же зависимости $R(T)$ приведены в полулогарифмическом масштабе в области спада сопротивлений. Видно, что зависимости качественно отличаются: если в широком секторе наблюдается критический спад сопротивления $R_W \propto \exp[-C/(T - T_{C0})^{1/2}]$, характерный для перехода БКТ (с $T_C \approx 73.4$ К, штриховая кривая на рис.2б), то в узком секторе сопротивление спадает медленнее. Сплошной линией на рис.2б показано приближение $R_N(T)$ формулой (1). Величина R_0 в формуле (1) получена в результате использования приближенного соотношения

Бардина – Стефана: $R \sim R_0 \xi^2 n_f$, где n_f – концентрация свободных вихрей. По порядку величины R_0 соответствует сопротивлению в нормальном состоянии.

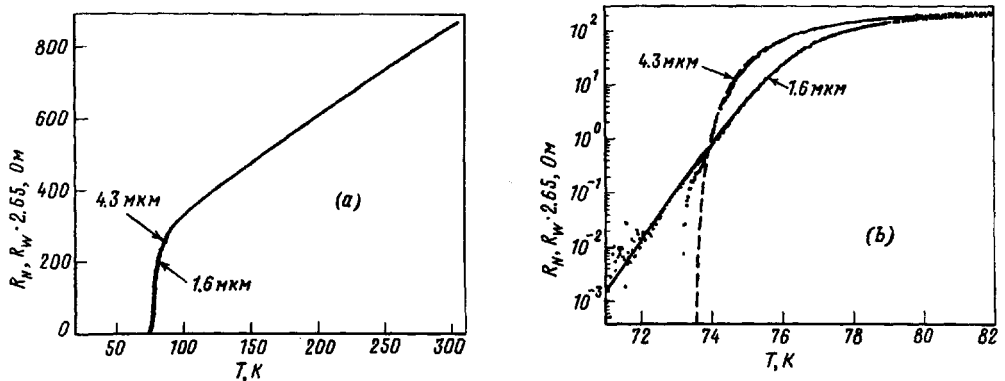


Рис.2. Температурные зависимости сопротивления широкого и узкого секторов образца № 1: а) в линейном масштабе, б) в полулогарифмическом масштабе вблизи $T = T_{C0}$. Штриховая кривая соответствует зависимости $R_W = 1.2 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \exp[-6.2(T - 73.4 \text{ К})^{-1/2}]$. Сплошная линия соответствует формуле (1) с $\xi(0) = 85 \text{ \AA}$, $T_{C0} = 76.5 \text{ К}$, $T_C = 73.4 \text{ К}$, $\xi(T) = 0.74\xi(0)/(1 - T/T_{C0})^{1/2}$.

Аналогично соотносились зависимости $R(T)$ в широких и узких секторах образцов № 2 ($w_{23} = 4.4 \text{ мкм}$, $w_{34} = 2.6 \text{ мкм}$) и № 3 ($w_{23} = 14 \text{ мкм}$, $w_{34} = 3.9 \text{ мкм}$). Сравнение $R_N(T)$ с соотношением (1) при варьировании T_{C0} , T_C и R_N в разумных пределах, позволяет оценить $\xi(0)$. На всех трех образцах значения $\xi(0)$ согласуются по порядку величины с данными, известными для BSCCO ($\xi(0) \sim 50 \text{ \AA}$). Таким образом, в узких образцах происходит отклонение $R(T)$ от зависимости, характерной для перехода БКТ, причем спад $R(T)$ хорошо описывается зависимостью (1).

Заметим, что выше T_C следует учитывать экранирование пар вихрей свободными вихрями. Действительно, при $T = T_C$ из (1) с учетом соотношения Бардина – Стефана следует, что $\sqrt{n_f} \sim 1/w$, то есть расстояние между вихрями порядка ширины образца, и соотношение (1) становится неприменимым. Как видно из рис.2б, несколько выше T_C зависимости $R(T) \times w$ для широкого и узкого секторов пересекаются, и далее сопротивление узкого сектора меньше, чем широкого. То же наблюдается в образцах № 2 и 3. Отметим, что (1) объясняет только рост удельного сопротивления с уменьшением w . Мы полагаем, что качественно уменьшение R при $T_{C0} < T < T_C$ можно объяснить тем, что края образца дают дополнительную возможность не только разрыва пар вихрей, но и выхода свободных вихрей. Равновесная величина n_f , которая при $T_{C0} < T < T_C$ устанавливается в результате процессов генерации и рекомбинации пар, из-за оттока через края может уменьшиться, что и приведет к понижению удельного сопротивления узкого образца по сравнению с широким.

Соотношение между R_N и R_W сохраняется также и на несколько градусов выше T_{C0} . Подобный эффект (меньшая избыточная проводимость в широких образцах) отмечался в [6], однако позже было показано [7], что он связан преимущественно с наличием дефектов: двойников или поликристаллического слоя на поверхности. В нашем случае эффект на порядок меньше, чем в [6], и наблюдается в более узком температурном диапазоне: при повышении T выше 90 К R_{34} и R_{23} практически совпадают, в отличие от результатов [6].

Характерной чертой перехода БКТ ниже T_C является степенной характер вольт-амперных характеристик (ВАХ), $R \propto I^a$, и зависимость показателя степени $a(T)$ со скачком от $a = 2$ до $a = 0$ при $T = T_C$ (скачок Нельсона – Костерлица) [2]. Наличие хвоста сопротивления в узких образцах означает, что в них при достаточно малых токах ВАХ носят омический характер, то есть производная $d \log(R)/d \log(I)$ остается равной 0 и ниже T_C . С ростом тока уменьшается критический размер пары $r_0(I)$, и при достижении плотности тока

$$j_0 \sim \pi c k T / \Phi_0 d w \quad (2)$$

(d – толщина двумерного слоя, c – скорость света, Φ_0 – квант магнитного потока, k – постоянная Больцмана) r_0 сравнивается с w , и при дальнейшем росте тока ширина образца перестает влиять на разрыв пар [6]. Для образцов №1 и №2 формула (2) дает $j_0 = 10^5$ и $6 \cdot 10^4$ А/см², соответственно. Действительно, именно при этих токах мы наблюдали отклонение ВАХ от закона Ома. Нам не удалось провести измерения ВАХ на этих образцах при достаточно больших токах, однако среди исследованных образцов нам удалось найти пару вискерсов, широкий и узкий, на которых ВАХ имеют степенной характер и видно влияние ширины на характер ВАХ.

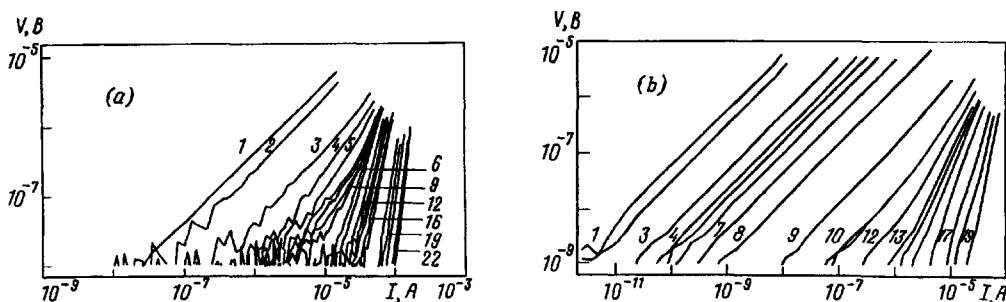


Рис.3. ВАХ вискерсов: а) шириной 10 мкм при температурах: 1 – 82.51 К, 2 – 79.75 К, 3 – 76.77 К, 4 – 75.94 К, 5 – 75.84 К, 6 – 75.69 К, 7 – 75.6 К, 8 – 75.5 К, 9 – 75.4 К, 10 – 75.31 К, 11 – 75.23 К, 12 – 75.03 К, 13 – 74.87 К, 14 – 74.85 К, 15 – 74.71 К, 16 – 74.5 К, 17 – 74.34 К, 18 – 72.16 К, 19 – 71.71 К, 20 – 71.2 К, 21 – 70.36 К, 22 – 70.05 К; б) шириной 1.5 мкм при температурах: 1 – 84.95 К, 2 – 78.5 К, 3 – 75.2 К, 4 – 74.1 К, 5 – 73.5 К, 6 – 72.7 К, 7 – 71.8 К, 8 – 71.2 К, 9 – 70.6 К, 10 – 70.34 К, 11 – 70.33 К, 12 – 70.25 К, 13 – 70.18 К, 14 – 70.15 К, 15 – 71.06 К, 16 – 70.01 К, 17 – 69.8 К, 18 – 69.67 К, 19 – 69.44 К

На рис.3 показаны ВАХ двух образцов шириной 10 мкм (рис.3а) и 1.5 мкм (рис.3б) при разных температурах. Из максимума dR/dT значения T_{C0} составляют 79 К и 78 К соответственно. Спад $R(T)$ в узком образце можно описать соотношением (1) с $\xi(0) \approx 50$ Å. На обоих образцах ВАХ хорошо описываются степенной зависимостью. В узком образце переход к нелинейным ВАХ происходит при токах $\sim 10^{-6}$ А в диапазоне $T \approx 70.2 \div 70.6$ К, что на $7 \div 8$ К ниже T_{C0} , то есть в области температур заведомо ниже T_C , которая в BSCCO должна быть ниже T_{C0} на $2 \div 3$ К [2]. Соответствующая величина $j_0 \sim 10^{3 \div 4}$ А/см² близка к оценке (2).

На рис.4 представлены зависимости $d \log(R)/d \log(I)$ от T , полученные из ВАХ (рис.3). Зависимость в широком образце характерна для перехода БКТ с несколько размытым скачком Нельсона – Костерлица при $T_C \approx 75.7$ К. В узком образце рост показателя происходит гораздо резче, причем при низких температурах его значение

приближается к величине, полученной в широком образце. Это указывает на то, что при низких температурах и больших токах ширина образца не влияет на разрыв пар.

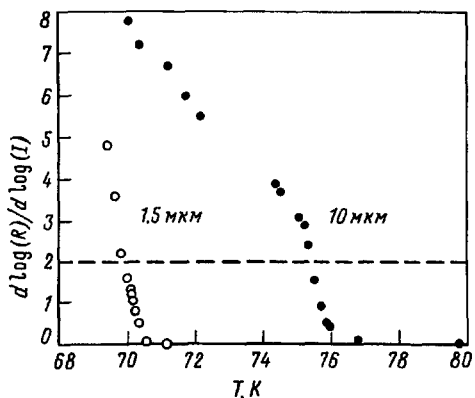


Рис.4. Среднее значение $d \log(R)/d \log(I)$ как функция T для образцов, представленных на рис.3 а, б: * - $w = 10$ мкм (усредненное при $V = 10^{-6} \div 10^{-7}$ В); \circ - $w = 1.5$ мкм (усредненное при $V = 10^{-6} \div 10^{-8}$ В)

Таким образом, зависимость $R(T)$, так же как и характер ВАХ в наиболее совершенных образцах, согласуется с теорией [4].

Отметим, что к изменениям зависимостей $R(T)$, аналогичным описанным выше, приводят и колоннообразные дефекты (КД), созданные в вискерах BSCCO с помощью облучения тяжелыми ионами [8]: в облученных секторах наблюдался более плавный (экспоненциальный) спад сопротивления ниже T_C , а выше T_C величина сопротивления, наоборот, была меньше, чем в необлученных. Образец с КД можно представить как сеть узких образцов, сложным образом соединенных между собой. Характерная ширина таких образцов равна примерно среднему расстоянию между КД, – около 0.2 мкм [8]. Подстановка $w = 0.2$ мкм в формулу (1) удовлетворительно описывает зависимость $R(T)$, наблюдавшуюся в [8] ниже T_{C0} . Таким образом, влияние КД, вероятно, можно свести к размерному эффекту, которому посвящена данная статья.

Наблюдение размерного эффекта в образцах шириной порядка единиц микрон свидетельствует о наличии в них пар вихрь – антивихрь, поскольку иные возможные возбуждения в ВТСП имеют несравнимо меньший характерный радиус.

Авторы выражают благодарность П.Дж.Кингу за поддержку и помощь в измерениях ВАХ на уникальной высокочувствительной аппаратуре в Ноттингемском университете, С.В.Зайцеву-Зотову за автоматизацию измерений, А.Б.Ормонту за исследование образцов в СЭМ, С.Н.Артеменко и А.Е.Кошелеву за полезное обсуждение. Работа проводилась в рамках Госпрограммы "Актуальные проблемы физики конденсированных сред", направление "Сверхпроводимость" (проект 98049) и Jumelages 19 (Российский фонд фундаментальных исследований 98-02-22061).

1. P.Minnhagen, Rev. Mod. Phys. **59**, 1001 (1987).
2. С.Н.Артеменко, И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев, Письма ЖЭТФ **49**, 566 (1989).
3. S.Martin, A.T.Fiory, R.M.Fleming et. al., Phys. Rev. Lett. **62**, 677 (1989).
4. S.N.Artemenko and W.Wonneberger, Phys. Rev. **B47**, 12361 (1992).
5. L.Miu, Phys. Rev. **B50**, 13849 (1994).
6. Yu.I.Latyshev, I.G.Gorlova, A.M.Nikitina et al., Physica **C216**, 471 (1993).
7. I.G.Gorlova and V.N.Timofeev, Physica **C255**, 131 (1995).
8. S.Aukkaravittayapun, I.G.Gorlova, P.J.King et al., Czech. J. Phys. **46-S3**, 1647 (1996).