

СКАЧОК НЕЛЬСОНА–КОСТЕРЛИЦА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$

С.Н.Артеменко, И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев

На монокристаллах BSCCO наблюдались вольт-амперные характеристики (ВАХ) вида $V \propto I^2$ в плоскости ab при температурах ниже T_c с характерной зависимостью $a(T)$, содержащей универсальный скачок при $T = T_c$. Результаты измерений объяснены переходом Костерлица–Таулесса с рождением $2D$ магнитных вихрей внутри сверхпроводящих слоев.

Как хорошо известно, ВТСП обладают слоистой структурой, поэтому можно ожидать проявления эффектов, связанных с двумерной сверхпроводимостью. В последнее время появились работы, указывающие на наличие характерного для $2D$ -систем перехода Костерлица–Таулесса (КТ) в монокристаллах ¹ и керамиках ² YBCO, некоторые свидетельства в пользу такого перехода в BSCCO были отмечены в ³.

Переход КТ, при котором происходит термоактивированное рождение пар магнитных вихрей, наблюдается в тонких пленках обычных сверхпроводников (см. обзор ⁴). Для перехода КТ характерна зависимость концентрации вихрей и, следовательно, сопротивления

кристалла $R/R_N \propto n\xi^2 \propto \exp(-\frac{c}{\sqrt{T-T_c}})$ при температурах чуть выше T_c — температуры

перехода КТ. Одним из основных доказательств наличия такого перехода являются ВАХ вида $V \propto I^2(T)$ с зависимостью $a(T)$, скачком увеличивающейся от 1 до 3 при $T = T_c$ (скачок Нельсона–Костерлица) и затем растущей с понижением температуры. В опытах на YBCO нелинейные ВАХ наблюдались, но зависимость $a(T)$ изменялась плавно, без скачка ^{1,2}, и не имела вида характерного для перехода КТ в пленках. В работе ² было предположено, что происходит переход КТ в системе слабых связей между зернами керамики, а в ¹ предполагалось, что переход связан с солитонами, существующими и в нормальном состоянии. Возможность перехода КТ из-за образования обычных магнитных вихрей отвергалась исходя из того, что $2D$ -вихри внутри плоскостей ab , необходимые для перехода КТ, будут связываться в трехмерные линии магнитного потока. ¹⁾

В этой работе мы исследуем переход КТ в кристаллах BSCCO, в которых анизотропия проводимости на 2 порядка выше. Обнаружен скачок Нельсона–Костерлица. Показано, что результаты измерений могут быть объяснены образованием обычных магнитных вихрей внутри сверхпроводящих слоев, а связывание вихрей из-за магнитного и джозефсоновского взаимодействий не играет большой роли.

Монокристаллы получались спонтанной кристаллизацией при медленном охлаждении расплава Bi_2O_3 , CaO , SrCO_3 и CuO с избытком CuO , а также из раствора в расплаве KCl . Они имели вид пластинок с размерами ~ 1 мм в плоскости ab и 1–15 мкм вдоль оси c . Качество кристаллов проверено по данным рентгеновской и электронной дифракции и с помощью микронзондового анализа. Контакты, полученные вжиганием Ag -пасты в среде O_2 при 600°C , имели сопротивление $\sim 10^4$ Ом \cdot см². Удельное сопротивление кристаллов $\rho(300) \sim 0,2$ мОм \cdot см, остаточное сопротивление составляло 5% от $\rho(300)$. Анизотропия проводимости σ_{ab}/σ_c при $T \approx T_c$ достигает $5 \cdot 10^4$. Для измерений использовались однофазные образцы с $T_c \approx 80$ К. Измерения сопротивления проводились четырехконтактным методом.

ВАХ, измеренные при разных температурах, представлены на рис. 1 в логарифмическом масштабе. При достаточно малых токах они нелинейны и имеют вид $V \propto I^2(T)$. Соответствующая зависимость $a(T)$ изображена на рис. 2. Видно, что имеется скачок $a(T)$ вблизи T_c .

¹⁾ В ⁷ авторы обосновывают возможность наличия перехода КТ в монокристаллах BSCCO, исследуя поведение $\rho(T, H)$ в слабых магнитных полях вблизи T_c .

размытый на $\lesssim 1$ К. С ростом тока характер ВАХ изменяется — при некоторых характерных токах $I_x(T)$ происходит заметное уменьшение показателя степени в зависимости $V(I)$. Зависимость I_x от температуры представлена на вставке к рис. 2.

Обсудим полученные результаты. В квазидвумерных сверхпроводниках в первом приближении отдельные слои можно рассматривать как 2D-сверхпроводники, связанные джозефсоновским взаимодействием⁵. Если отвлечься пока от 3D-эффектов, то взаимодействие пары вихрь—антивихрь в одном слое на расстоянии $r \ll \Lambda$ друг от друга, где $\Lambda = \lambda_L^2/d_0$, d_0 — толщина сверхпроводящего слоя, определяется кинетической энергией сверхпроводящих токов

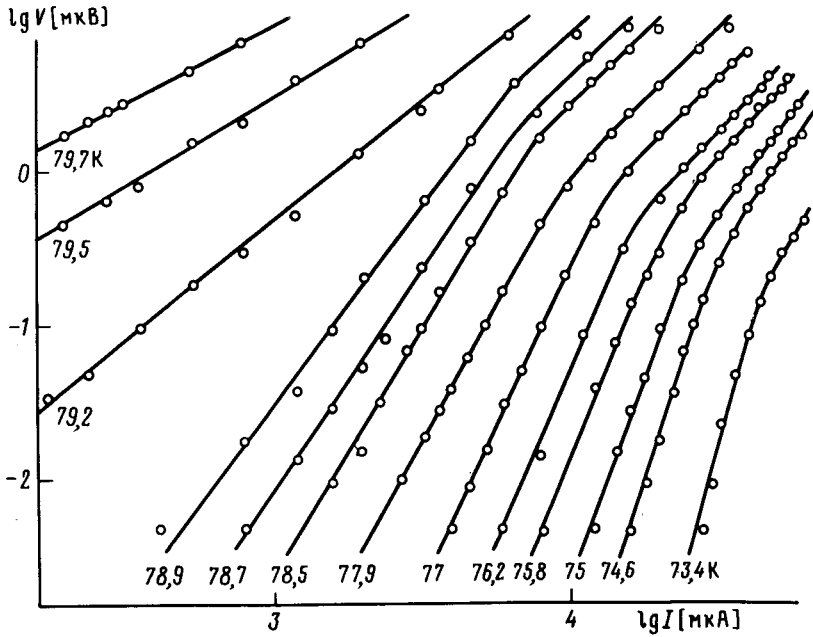


Рис. 1. Нелинейные ВАХ монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ с размерами $1,1 \times 0,5 \times 0,0015 \text{ мм}^3$ при различных температурах $T \lesssim T_c$.

$$W_k = \frac{\phi_0^2}{(4\pi)^2 \Lambda \epsilon_0} \ln(r/\lambda_c), \quad (1)$$

где ϕ_0 — квант магнитного потока, а $\epsilon_0 \sim 1$ учитывает ослабление взаимодействия связанными парами вихрей, под λ_c надо понимать меньшую из двух длин Λ и L — размеров образца в плоскости слоев. Нелинейные ВАХ связаны с тем, что при протекании транспортного тока к энергии взаимодействия (1) добавляется линейный член, описывающий действие тока на вихрь и антивихрь в противоположные стороны. В результате энергия связи уменьшается и имеет максимум при расстоянии между вихрями

$$r_0 \approx c\phi_0/4(2\pi)^3 \Lambda j, \quad (2)$$

где j — сила тока в слое, приходящаяся на единицу ширины образца. В результате происходит термическое рождение пар вихрей на расстоянии r_0 друг от друга, а концентрация таких вихрей, преодолевающих энергетический барьер, $n \propto j^{a-1}$, где⁴

$$a(T) = \frac{\phi_0^2}{(4\pi)^2 \Lambda \epsilon_0 T} + 1. \quad (3)$$

Сравнивая эту зависимость с рис. 2 можно определить Λ . Линейная зависимость $a(T)$ при понижении температуры, которая наблюдалась и в пленках обычных сверхпроводников⁴, означает, что лондоновская глубина $\lambda_L \propto \sqrt{(T_{c0} - T)/T_{c0}}$ зависит от T как в модели БКШ (где T_{c0} — температура сверхпроводящего перехода в отсутствие перехода КТ). При $T = T_c$ $\Lambda \approx 100$ мкм. Ранее³ нами наблюдалась зависимость $R(T)$, характерная для флуктуационной поправки Асламазова—Ларкина для 2D-сверхпроводника толщиной $d_0 = 13$ Å. Воспользовавшись этим значением, мы получим $\lambda_L \approx 0,3$ мкм при $T = T_c$.

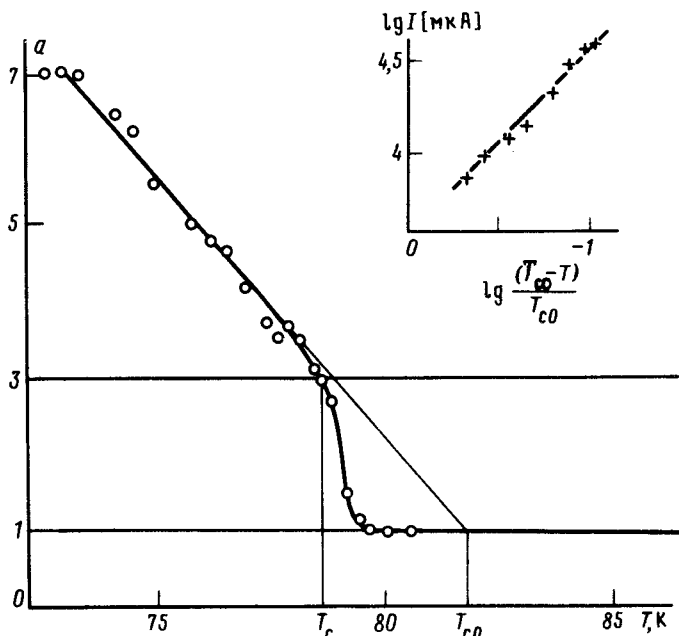


Рис. 2. Температурная зависимость показателя степени нелинейных ВАХ. На вставке — температурная зависимость тока I_x , при котором меняется характер зависимости $V(I)$.

Изменение характера зависимости $V(I)$ при токах $I \sim I_x$ может быть объяснено тем, что, как видно из (2) при достаточно больших $j \approx j_x$ рождение вихрей будет происходить при $r_0 \sim \xi$ (ξ — длина корреляции), в результате при дальнейшем увеличении j энергетический барьер, который преодолевают вихри, уменьшаться будет медленнее и, соответственно, медленнее будет расти число вихрей и сопротивление. Приняв в (2) $r_0 \approx \xi$, мы получим оценку для тока j_x . Отметим одно важное обстоятельство. Если 2D-вихри в разных слоях движутся независимо, то при $T \approx T_c$, когда $\Delta \neq 0$, ток должен течь в слое λ_L , так как при $R \ll R_N$ основной вклад в ток вносят сверхпроводящие электроны. Тогда, в отличие от нормального состояния и состояния с 3D-вихрями, когда R определяется всей толщиной сверхпроводника⁶, сопротивление вблизи T_c не должно зависеть от толщины кристалла. Это утверждение согласуется с нашими измерениями на кристаллах разной толщины. Учитывая это обстоятельство, для полного характерного тока $I_x \sim \frac{\lambda_L}{d} j_x$ мы получим $I_x \sim c\phi_0 L d_0 / 32\pi^3 \xi \lambda_L d$ (где d — расстояние между ближайшими сверхпроводящими слоями), что согласуется с данными рис. 2 при условии, что как в модели БКШ $\xi \propto \lambda_L \propto \sqrt{T_{c0} - T}$.

Оценим теперь величину 3D-эффектов, препятствующих переходу КТ. Энергия магнитного взаимодействия вихрей в слоях, отстоящих на расстояние $z \gg d_0$ при $z, r \ll \lambda_c$ оказывается малой: $W_M = \frac{\phi_0^2 z}{2(4\pi)^2 \Lambda^2} \ln \frac{z + \sqrt{z^2 + r^2}}{\lambda_c} \ll W_k$. Для джоуэфсоновского взаимодействия двух вихрей в соседних слоях в случае грязного сверхпроводника с прыжковой проводимостью между слоями получим

$$W_J = - \frac{\phi_0^2}{(4\pi)^2 \Lambda} \frac{\sigma_c}{\sigma_{ab}} \frac{r^2}{2d^2} \ln \frac{r}{\lambda_c} \quad (4)$$

Джозефсоновская связь вносит вклад и в притяжение вихрей в одном слое, соответствующая энергия равна $2W_J$. Из (1) и (4) видно, что при большой анизотропии проводимости $W_J < W_k$ даже на больших расстояниях. Выше T_c характерным расстоянием является длина экранирования взаимодействия между вихрями $\delta = \sqrt{4\pi\Lambda T \epsilon_0 / \phi_0^2 n}$. Джозефсоновской энергией можно пренебречь, если $W_J < W_k$ при $r \lesssim \delta$. Учитывая, что $2\pi(n\xi^2) \sim \rho/\rho_N \propto (R/R_N) \times (2\lambda_L/h)$, с помощью зависимости R/R_N , измеренной нами³, мы можем найти зависимость $n(T)$, в которую единственная не найденная нами из эксперимента величина ξ входит так, что результат оценки зависит от нее слабо, логарифмически. Взяв $\xi \sim 80 \text{ \AA}$, получим, что джозефсоновской связью вихрей в BSCCO можно пренебречь уже при $T - T_c \gtrsim 0,5 \text{ K}$.

При $T < T_c$ джозефсоновское взаимодействие не препятствует рождению вихрей током только, если току j в (2) соответствуют столь малые r_0 , что $W_J(r_0) < W_k(r_0)$. Это означает, что связь между слоями должна приводить к существованию критического тока $j_c \approx \frac{c\phi_0}{4(2\pi)^3 \Lambda d \epsilon_0} \sqrt{\frac{\sigma_c}{\sigma_{ab}}}$. А при $j \gg j_c$ должны наблюдаться нелинейные ВАХ с $a(T)$ вида (3).

В BSCCO j_c мал и находится за пределами возможностей наших измерений. В YBCO, где анизотропия проводимости на 2–3 порядка меньше, чем в BSCCO, j_c должен быть больше, что при построении зависимости $a(T)$ может проявиться в резком росте $a(T)$ с понижением температуры. Возможно такая ситуация имела место в работе².

Таким образом, переход КТ в квазидвумерных кристаллах BSCCO очень похож на переход в двумерной системе — сверхпроводящих тонких пленках. Слабость связи между вихрями в разных слоях кристалла делает возможным термическое рождение вихрей и их независимое движение в разных слоях.

Литература

1. Stamp P.C.E., Forro L., Ayache C. Phys. Rev. B, 1988, 38, 2847.
2. Dubson M.A., Herbert S.T., Calabrese J.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 1061.
3. Артеменко С.Н., Горлова И.Г., Латышев Ю.И. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, №6.
4. Mooij J.E. In: NATO Adv. Study Inst. on Percolation, Localisation and Superconductivity. Eds. A.M.Goldman, S.A.Wolf. N.-Y.: Plenum, 1984, p. 325.
5. Булаевский Л.Н. УФН, 1975, 116, 449.
6. Горьков Л.П., Копнин Н.Б. УФН, 1975, 116, 413.
7. Martin S., Fiory A.T., Fleming R.M. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 677.