

АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ МЕЖСЛОЙНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ КРИСТАЛЛА BSCCO-2212 В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Н.Заварицкий¹⁾

*Институт физических проблем им.Кавпицы РАН
117334 Москва, Россия*

*IRC in Superconductivity, University of Cambridge,
Cambridge CB3 0HE, UK*

*Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 ноября 1995г.

После переработки 28 декабря 1995г.

Электрическое сопротивление поперек слоев Cu-O исследовано в диапазоне углов $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$ между магнитным полем $H \leq 15$ Тл и плоскостью (ab) монокристалла BSCCO-2212. Установлено, что при $\phi \simeq 0^\circ$ переход в смешанное состояние сопровождается существенно более резкой зависимостью $R(T)$, чем при $1^\circ \lesssim \phi \lesssim 90^\circ$, где R определяется перпендикулярной компонентой магнитного поля и описывается законом Аррениуса, $R \sim \exp(-U/T)$. При $H \parallel (ab)$ в интервале полей $5.5 \leq H \leq 11$ Тл обнаружены гистерезисные скачки на $R(T, H)$, исчезающие при увеличении тока. Эффект может быть связан с фазовым переходом соизмеримости в решетке джозефсоновских вихрей.

PACS 74.60.Ge, 74.25.Fy, 74.72.Hs

Малая длина когерентности в сочетании со слоистой структурой приводят к модуляции параметра порядка в сильноанизотропных купратных сверхпроводниках (ВТСП), так что даже идеальные монокристаллы представимы стопкой слабосвязанных сверхпроводящих слоев [1]. Вихревая нить в такой системе состоит из квазидвумерных "блинчиков" обычных вихрей, сильно взаимодействующих с центрами пиннинга и соседями в той же плоскости Cu-O, но слабо связанных безкорковыми (так называемыми джозефсоновскими) сегментами [2] с близлежащими плоскостями. С джозефсоновскими вихрями связывают многие свойства ВТСП, в том числе необычный характер влияния магнитного поля на их транспортные характеристики, которые в широком диапазоне углов "не слишком близких к плоскости (ab)" определяются лишь компонентой магнитного поля вдоль оси высокого порядка кристалла ($H \sin \phi$ -скейлинг) [3]. Учитывая, что наблюдаемые при малых углах отклонения от этого скейлинга связывались с неидеальностью объекта исследования (изгибы кристалла и т.п.), оставался открытым вопрос, применимо ли это простое описание при сколь угодно малых углах, или же существует некий критический угол, ниже которого начинают превалировать иные механизмы.

Для случая $H \parallel (ab)$ ожидалось, что перенос носителей заряда поперек слоев в сильноанизотропных системах типа BSCCO-2212 (в зависимости от соотношения между джозефсоновской глубиной проникновения и характерным размером системы) будет описываться в рамках эффектов Джозефсона или

¹⁾e-mail: vlad@kapitza.ras.ru

определяться свободным проскальзыванием джозефсоновских вихрей под действием силы Лоренца [4]. Ввиду кажущейся очевидности ответа, такая задача даже не ставилась и лишь недавно появились первые экспериментальные указания на нетривиальность поведения слоистого сверхпроводника в магнитном поле, параллельном слоям [5].

В настоящей работе электрическое сопротивление поперек слоев Cu-O (далее: "поперечное сопротивление", R) в смешанном состоянии монокристалла BSCCO-2212 использовано для определения нижней границы области применимости $H \sin \phi$ -скейлинга, $\phi \simeq 6^\circ - 7^\circ$, и диапазона углов $\phi \gtrsim 0.5^\circ - 1.2^\circ$ между магнитным полем и плоскостью (ab) кристалла, в котором температурные зависимости поперечного сопротивления аппроксимируются законом Аррениуса:

$$R \sim \exp[-U(H, \phi)/T]. \quad (1)$$

Обнаружен немонотонный характер зависимости $R(T, H)$ при $H \parallel (ab)$. В ограниченном диапазоне полей $5.5 \leq H \leq 11$ Тл на $R(T, H)$ наблюдались гистерезисные скачки, исчезающие при увеличении тока и при отклонении поля от ориентации $\phi = 0$. Эффект может быть связан с фазовыми переходами соизмеримости в решетке джозефсоновских вихрей, предсказанными в [6].

Монокристаллы номинального состава $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_1\text{Cu}_2\text{O}_x$ (BSCCO-2212), исследованные в настоящей работе, имели критическую температуру $T_c > 90$ К. Высокая величина T_c кристаллов обязана примеси иттрия, в ходе реакции твердофазного синтеза частично замещающей атомы кальция в решетке [7]. Образцы для настоящего исследования готовились механическим расщеплением кристалла вдоль плоскости спайности и имели характерный размер приблизительно 300×700 мкм в плоскости (ab) ; толщина образцов выбиралась в пределах $1.2 \div 2.5$ мкм. Электрические контакты ($\sim 1 - 3$ Ом) готовились вжиганием проводящего композита в обе свежеприготовленные плоскости (ab) при $\approx 520^\circ$ С. Токовые и 2–4 пары потенциальных контактов к плоскости имели геометрию холловского мостика; геометрическое²⁾ несовпадение контактных площадок на противоположных сторонах не превышало 7–10 мкм. Положение кристалла относительно кварцевой подложки фиксировалось золотыми проводками диаметром 5–20 мкм, которые вжигались одновременно с контактами. Сравнительный анализ температурных зависимостей сопротивления, полученных в незранированном поле Земли при всевозможных комбинациях токовых и потенциальных контактов³⁾, использовался для характеристики образцов. Для дальнейшего исследования были отобраны кристаллы, разброс критических температур на любой паре контактов к которым не превышал ширины перехода, составлявшей $0.7 \div 2.1$ К по критерию $(0.9 - 10^{-4})R_{100\text{K}}$.

Измерения проводились в стандартных криомагнитных системах со сверхпроводящим соленоидом (8 или 15 Тл), снабженных экспериментальной вставкой для получения промежуточных температур, представляющей собой модифицированный прокачной криостат. Образец помещался в специально сконструированный поворотный механизм, позволяющий настраивать ориентацию кристалла непосредственно в ходе эксперимента. Температура измерялась

²⁾ Следует отметить слабую зависимость сопротивления контактов от площади. Уменьшение этого сопротивления в 2–3 раза при понижении температуры от 300 до 77 К позволяет допустить, что в действительности площадь металлического контакта существенно меньше геометрической.

³⁾ Как было показано ранее в [7], это эффективный метод отбраковки образцов, содержащих макроскопические неоднородности

калиброванным термометром CGR-1-2000, помещенном вблизи образца; тепловой контакт осуществлялся обменным гелиевым газом. Сопротивление поперек плоскостей измерялось на частоте 10–77 Гц по стандартной 4-х точечной схеме с помощью моста переменного тока; измерительный ток, во избежание перегрева образца, не превышал 30 мкА. Настройка и долговременная стабильность параллельной полю ориентации образца имели решающее значение для данной работы. В качестве естественного датчика параллельной ориентации в основном⁴⁾ использовался острый минимум на угловой зависимости поперечного сопротивления типа представленной на рис.1. Точность воспроизводимой настройки ориентации кристалла была не хуже $\pm 0.015^\circ$ и лимитировалась разрешающей способностью использованной схемы управления шаговым двигателем. Отметим, что в условиях опыта, как видно из рис.1, зависимость $R(\phi)$ в BSCCO-2212 отличается от типичной для других классов ВТСП [4]; она выполаживается уже при $\approx 20^\circ$ и имеет сложный характер, обсуждение которого выходит за рамки данной работы.

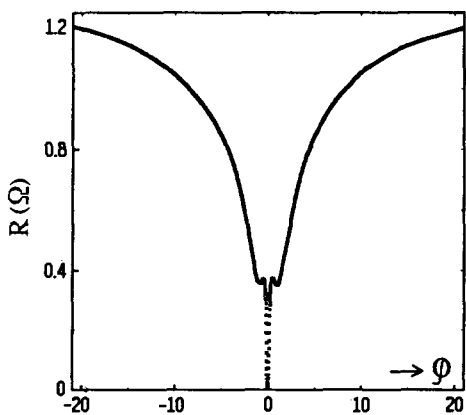


Рис.1. Типичная угловая зависимость поперечного сопротивления кристалла BSCCO-2212, используемая для настройки параллельной ориентации ($H \approx 8$ Тл, $T \approx 57$ К)

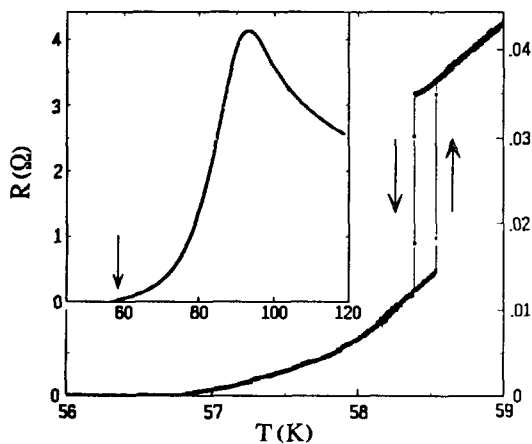


Рис.2. Типичная зависимость поперечного сопротивления в кристалла BSCCO-2212 в параллельном поле $H \approx 8$ Тл (врезка); стрелкой обозначен участок, показанный на основной панели

Типичная температурная зависимость поперечного сопротивления в поле $H = 8$ Тл, параллельном плоскости (ab) кристалла BSCCO-2212, представлена на врезке к рис.2; немонотонный характер зависимости $R(T)$ при $R \rightarrow 0$ отчетливо виден на основной панели рисунка, где представлен увеличенный фрагмент этой кривой в области температур, обозначенной стрелкой на врезке. Стрелками на рисунке указано направление изменения температуры, скорость которого составляла ≈ 5 мК/мин. Как видно, сопротивление как бы пере-скакивает между двумя "ветвями", причем наблюдаются явно выраженные гистерезисные эффекты.

Ширина гистерезиса $0.12 \div 0.25$ К оставалась неизменной при изменении скорости развертки от 300 до 2.5 мК/мин. Размер области температур, в

⁴⁾В ряде опытов ориентация настраивалась по острому пику на угловой зависимости напряжения на оборотной стороне кристалла при инъекции тока в лицевую сторону [5]. Представленные результаты не зависели от способа настройки.

которой происходило скачкообразное изменение сопротивления, слабо менялся от образца к образцу и составлял $2 \div 7$ мК (то есть был много меньше характерной ширины сверхпроводящего перехода в нулевом поле). Аналогичные гистерезисные скачки наблюдались также на зависимостях поперечного сопротивления от поля при постоянной температуре. Величина гистерезиса, в первом приближении, не зависела от тока в области малых измерительных токов $I \leq 30 \div 50$ мкА; дальнейшее увеличение тока приводило к некоторому уменьшению эффекта, который полностью исчезал при $I \geq 100 \div 200$ мкА.

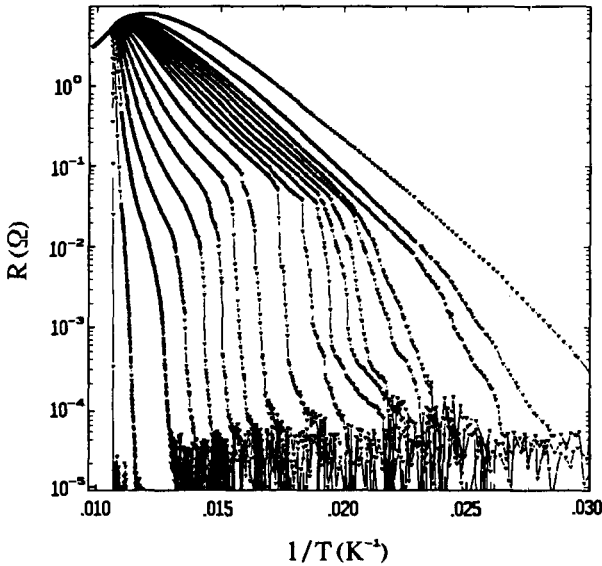


Рис.3. Температурные зависимости поперечного сопротивления в постоянном внешнем поле параллельном плоскости (ab) кристалла BSCCO-2212. Приведены результаты для $H = 0.0; 1.0; 2.0; 3.0; 4.0; 5.0; 6.0; 7.0; 8.0; 8.5; 9.0; 9.5; 10.0; 10.5; 11.0; 11.5; 12.5$ и 15.0 Тл

Скачкообразный гистерезисный характер изменения поперечного сопротивления при $H \parallel (ab)$ наблюдался лишь в ограниченном диапазоне полей; он сменялся относительно более плавной зависимостью при $H \leq 5 \div 6$ Тл и при $H \geq 9 \div 11$ Тл (см. рис.3). Следует подчеркнуть, что во всем исследованном диапазоне полей $H \parallel (ab)$, наблюдался аномальный характер изменения $R(T)$ в области формирования резистивного состояния, который, как видно из сравнения рис.3 и 4, существенно отличался от закона Аррениуса, $R \sim \exp[-U(H)/T]$.

Диапазон углов вблизи $\phi = 0$, в котором $R(T, H)$ имеет гистерезисный характер, не превышал $\sim 0.015^\circ$, то есть находился на пределе разрешения прибора. При отклонении кристалла от ориентации $H \parallel (ab)$ скачки сопротивления исчезали и зависимость принимала монотонный, но по-прежнему не активационный характер, подобный наблюдаемому (см. рис.3) в параллельном поле за пределами области $(5.5 \div 6) \leq H \leq (9 \div 11)$ Тл.

Эволюция кривых $R(T)_{H=\text{const}}$ с углом ϕ представлена на основной панели рис.4, где приведены типичные температурные зависимости поперечного сопротивления для репрезентативного набора углов между приложенным полем ($H = 8$ Тл) и базисной плоскостью (ab) кристалла BSCCO-2212. Как видно из рисунка, имеется критический угол $0.5^\circ - 1.2^\circ$, ниже которого характер кривых подобен наблюдаемым при $H \parallel (ab)$ в негистерезисной области (см. рис.3), в то время как за его пределами экспериментальные зависимости подобны и

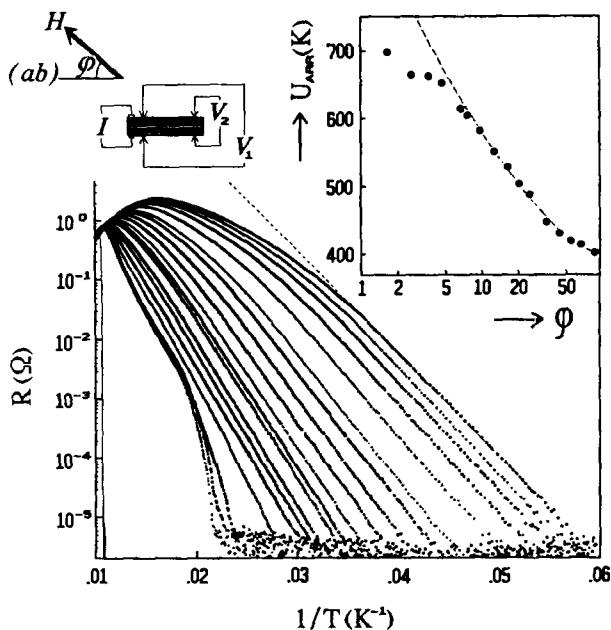


Рис.4. $R(T)$ -зависимости, определенные для различных углов ϕ между внешним полем $H = 8$ Тл и плоскостью (ab) кристалла BSCCO-2212 (слева направо): 0.05; 0.25; 0.55; 1.65; 2.6; 3.6; 4.6; 6.5; 7.5; 9.5; 12.5; 16.5; 20; 25; 36; 45; 55; 70 и 90° . Сплошной линией показан переход в поле Земли, штриховой линией – аппроксимация соотношением (1). На врезке: символы – $U(\phi)$, определенные по (1) из кривых основной панели; пунктир – зависимость $U(H)$, определенная аналогичным образом при $H \perp (ab)$ и перестроенная в предположении справедливости $H \sin \phi$ -скейлинга

хорошо аппроксимируются соотношением (1) в широком диапазоне поперечных сопротивлений вплоть до $R \leq 10^{-2} R_N$.

Соотношению (1) в масштабе рис.3 и 4 отвечает прямая линия (пунктир на рис.4), а ее наклон позволяет оценить характерную глубину модуляции потенциального рельефа, $U(H, \phi)$, ответственную за пиннинг вихрей. Эти величины представлены на врезке к рис.4; символами обозначены экспериментально определенные значения $U_{Ant}(\phi)$, а пунктиром – зависимость $U(H_{\perp})$, определенная в отдельном опыте при $H \perp (ab)$ и преобразованная в зависимость от угла в предположении, что весь эффект определяется перпендикулярной компонентой поля. Сравнение представленных на врезке данных позволяет оценить величину критического угла $\phi \approx 5 \div 6^\circ$, где наблюдается заметное расхождение зависимостей, свидетельствующее об относительном ослаблении пиннинга по мере приближения к H_{\parallel} и где $H \sin \phi$ -скейлинг теряет применимость.

Характер изменения сопротивления при $\phi \lesssim 0.5 \div 1.2^\circ$, вероятно, связан с изменением межплоскостного взаимодействия, приводящим к установлению макроскопической фазовой когерентности между сверхпроводящими слоями Cu-O. Априори нельзя исключить и другие механизмы, например, особенности пиннинга разреженной ($r_B > 20 \text{ мкм} \gg \lambda_L$) системы кинков вихревых нитей, которые определяют магнитные свойства BSCCO-2212 при малых углах [8].

Немонотонный гистерезисный характер $R(T, H)$ -зависимости поперечного сопротивления монокристаллов BSCCO-2212 при $H \parallel (ab)$, очевидно, не допускает тривиальной интерпретации. А именно, характер влияния силы тока и скорости изменения температуры позволяет полностью исключить паразитные тепловые эффекты; в то же время, сложная полевая зависимость эффекта и отсутствие влияния предистории, по-видимому, позволяют также исключить движение образца из числа возможных причин.

Узость области углов $\phi \lesssim 0.015^\circ$ вблизи $H \parallel (ab)$, где наблюдается гистерезисный характер зависимости $R(T, H)$, позволяет связать его с фазовым превращением в решетке джозефсоновских вихрей. Малость пиннинга в геометрии эксперимента позволяет предположить что депиннинг не разрушает решетки вихрей, так что она может двигаться как целое, приводя к конечной диссипации. С этим может быть связано то, что, как правило, гистерезисный скачок наблюдался при отличном от нуля сопротивлении (см. рис.2).

Обнаруженный при $\phi = 0$ эффект может быть связан с фазовыми переходами в решетке джозефсоновских вихрей, предсказанными ранее в [9, 6]. Анализируя случай $H \lesssim H_0 = \Phi_0/\gamma s^2$ (s – расстояние между слоями Cu-O, а $\gamma \equiv \lambda_c/\lambda_{ab}$), то есть когда непренебрежимо перекрытие джозефсоновских коров, в рамках модели [10] показано, что трансформация решетки джозефсоновских вихрей при изменении поля будет сопровождаться фазовыми переходами соизмеримости между решетками, отличающимися величиной периода вдоль оси c кристалла [6], который, очевидно, может принимать лишь дискретные значения, кратные периоду структуры s . В цитируемой работе показано, что эти переходы будут фазовыми переходами первого рода и для случая системы BSCCO-2212 получена оценка полей для двух первых переходов, (≈ 5 и ≈ 12 Тл). Учитывая, что расчеты [6] делались в предположении независимости анизотропии от температуры теоретическая оценка близка к экспериментальным данным. Кроме того модель [6], предсказывая целый набор фазовых переходов первого рода, кажется адекватной данному эксперименту, где помимо основного, как правило, наблюдались дополнительные скачки сопротивления (такой спутанный скачок можно заметить на рис.2 при $T \approx 56.8$ К).

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность международным и национальным научным фондам, частичная финансовая поддержка которых в рамках следующих грантов: JJU100(ISF), 95-02-04307a(РФФИ), 93187 (Совет по сверхпроводимости) и GR/J64252(EPSC), способствовала выполнению настоящего исследования. Значение стимулирующих дискуссий на разных этапах работы с Н.В.Заварицким, И.Л.Ландау, А.И.Ларкиным, Д.Е.Хмельницким, В.Я.Лиангом, Д.Купером и А.А.Александровым трудно переоценить. Автор благодарен В.В.Христюку за помощь в изготовлении ответственных деталей прибора, Б.М.Когану за технические консультации, коллективам ИФП и IRC за теплое отношение.

-
1. R.Kleiner, F.Steinmeyer, G.Kunkel et al., Phys.Rev.Lett. **68**, 2394 (1992); A.Yurgens, Y.M.Zhang, D.Winkler et al., Physica C **235-240**, 3269 (1994).
 2. G.Blatter, M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein et al., Rev. Mod. Phys. **66**(4), 1125 (1994).
 3. P.H.Kes, J.Aarts, J. van den Beer et al., Supercond. Sci. Technol. **1**, 242 (1989); H.Raffy, S.Labdy, O.Labrode, and P.Monceau, Phys. Rev. Lett. **66**, 2515 (1991).
 4. S.L.Cooper and K.E.Gray, In: *Physical properties of high temperature superconductors IV* (Ed. D.M.Ginsberg, W.Sci., 1994) p.61.
 5. V.N.Zavaritsky, Physica C **235-240**, 2715 (1994).
 6. L.P.Bulaevskii and J.R.Clem, Phys. Rev. B **44**(18), 10234 (1991).
 7. Н.В.Заварицкий, В.Н.Заварицкий, А.П.Макеenzi, Ю.Ф.Орехов, Письма в ЖЭТФ **60**, 188 (1994); Physica C **235-240**, 529 (1994).
 8. Н.В.Заварицкий, В.Н.Заварицкий, Письма в ЖЭТФ **53**, 212 (1991).
 9. Л.П.Булаевский, ЖЭТФ **64**, 2241 (1973).
 10. W.E.Lawrence and S. Doniach, In: Proc. of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japan, 1971, Ed. E.Kanda (Keigaku, Tokio, 1971) p.361.