

## ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОПЕРЕЧНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СЛОИСТОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

В.Н.Заварицкий<sup>1)</sup>, М.Спрингфорд

Институт физических проблем им.Капицы РАН

117334 Москва, Россия

Институт общей физики РАН

117942 Москва, Россия

H.H.Wills Physics Laboratory, University of Bristol

BS8 1TL Bristol, Great Britain

Поступила в редакцию 30 июля 1998г.

Полевые зависимости поперечного сопротивления монокристалла слоистого сверхпроводника  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  (BSCCO-2212) с  $T_{c0} \approx 92$  К изучены в перпендикулярной ориентации магнитного поля  $H \perp (ab)$  вплоть до 50 Тл. Установлен степенной характер изменения сопротивления с ростом поля в области формирования резистивного состояния и получена температурная зависимость высоты барьеров для крипа потока. Обнаружено, что в широком диапазоне температур, 50 – 125 К, поперечное магнетосопротивление в нормальном состоянии кристалла и в условиях подавления сверхпроводимости сильным магнитным полем является отрицательным и может быть аппроксимировано линейным законом с зависящим от температуры наклоном.

PACS: 74.25.Fy, 74.50.+r, 74.60.Ge, 74.72.Hs

Взаимосвязь высокотемпературной сверхпроводимости и особенностей нормального состояния слоистых ВТСП-купратов активно дискутируется с момента их открытия; особое внимание привлекает анизотропия электрического сопротивления и качественно различный характер ее температурной зависимости, которые являются специфической особенностью нормального состояния этих соединений [1]. Исследованию природы сочетания квазиметаллического ( $\rho_{ab} \propto T$ ) температурного хода сопротивления BSCCO-2212 в базисной плоскости с квазидиэлектрическим – в поперечном направлении посвящено значительное количество экспериментальных исследований [1] и предприняты попытки их теоретического описания с привлечением как традиционных моделей туннельного эффекта, прыжковой проводимости, так и более экзотических теорий, предполагающих не ферми-жидкостную природу купратных сверхпроводников [1, 2]. Кроме того, в целом ряде работ (например, [3]) продемонстрирована адекватность модифицированной теории сверхпроводящих флуктуаций [4] для описания экспериментальных данных в широкой области температур вплоть до  $4T_c$  [5]. Недавно то же поперечное сопротивление было интерпретировано как подщелевое сопротивление сверхпроводника с экзотическим механизмом спаривания [6].

Учитывая, что все известные нам экспериментальные исследования этого вопроса были выполнены в слабом магнитном поле, в настоящей работе изучено поперечное сопротивление BSCCO-2212 в нормальном состоянии и в условиях подавления сверхпроводимости сильным импульсным магнитным полем вплоть до 50 Тл. В этих

<sup>1)</sup> e-mail: vlad@kapitza.ras.ru

условиях обнаружено сильное отрицательное магнитосопротивление, в первом приближении, линейно зависящее от магнитного поля.

Исследовались кристаллы номинального состава  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$  (BSCCO-2212) с  $T_c > 90$  К, высокая критическая температура достигалась частичным замещением примесью иттрия позиций кальция в решетке [7]; для уменьшения перегревных эффектов, обязанных наведенным импульсом поля индукционным током, использован образец малого размера, который был вырезан из большого кристалла, отобранного по признаку макроскопической однородности состава и отсутствия блоков [8]; низкоомные электрические контакты готовились вжиганием проводящего композита в обе плоскости  $(ab)$  [9]. Основные выводы настоящей работы основываются на результатах подробных исследований кристалла с размерами  $\approx 110 \times 85 \times (4.2 \pm 0.4)$  мкм; характер температурной зависимости и величина поперечного удельного сопротивления,  $\rho_c(100 \text{ К}) \approx 15$  Ом·см, свидетельствовали об отсутствии шунтирующих закороток. Критическая температура  $T_{c0} \approx 92.2$  К определялась на уровне  $10^{-4} \rho_c(100 \text{ К})$  по результатам  $R(T)$  измерений в лабораторном поле. Для контрольных измерений использовался близкий по размерам кристалл с  $T_{c0} \approx 91.7$  К.

Импульсное поле создавалось при посредстве разряда конденсаторов через соленоид. Заполненный теплообменным гелием контейнер с образцом помещался в центр соленоида с точностью не хуже 0.5 мм; в качестве датчика положения использовался сигнал с пробной катушки, расположенной вблизи образца. Оцененная точность установки ориентации  $H \perp (ab)$  была не хуже  $\approx 5^\circ$ . Для измерения температуры использовались калиброванные по CERNOX (Lake Shore) медный и  $\text{RuO}_2$  термометры сопротивления, размещенные вблизи образца внутри контейнера; при калибровке, которая производилась в том же приборе, CERNOX монтировался на место образца. Контейнер с термометрами, нагревателем и образцом соединялся с гелиевой ванной через тепловое сопротивление. Активная стабилизация температуры осуществлялась стандартным контроллером LTC-21 (Neocera); изменение температуры за время импульса ( $\approx 70$  мс) не контролировалось, однако отсутствие гистерезиса на зависимости  $R(B)$  свидетельствует в пользу пренебрежимой малости эффекта в широкой области температур  $T > 26$  К. Описанные измерения проведены в бристольском университете на установке для исследования эффекта Шубникова – де Гааза, специально адаптированной для потенциометрических измерений в диапазоне температур 4.2–300 К.

Для контрольных измерений температурных зависимостей поперечного сопротивления,  $R(T)$ , в лабораторном поле использована методика [10]; основные измерения в импульсных магнитных полях проводились на переменном токе (5 мкА) с частотой  $\omega/2\pi = 77.7$  кГц. При этом сигнал с потенциальных контактов к кристаллу регистрировался скоростным (500 кГц) цифро-аналоговым преобразователем; паразитная ЭДС, наводимая импульсом поля, частично компенсировалась сигналом с пробной катушки, помещенной вблизи образца. Полезный сигнал на измерительной частоте,  $V(t)$ , определялся из результатов численной аппроксимации элементов массива экспериментальных точек законом  $\sim V(t) \sin(\omega t + \phi) + A(t)$ . Использовано модифицированное стандартное программное обеспечение, предназначенное для выделения осцилляций Шубникова – де Гааза. Форма импульса поля,  $B(t)$ , определялась из интегрирования сигнала с пробной катушки:  $B \sim \sin(t/t_0)$  на нарастающей стороне импульса и  $B \sim \exp(-t/\tau)$  – на убывающей. В измерениях использова-

лись обе стороны импульса; учитывая пропорциональность индукционного перегрева квадрату скорости изменения поля и существенно различные значения  $\partial B/\partial t$  на разных сторонах импульса, отсутствие гистерезиса на экспериментальных зависимостях свидетельствовало в пользу неизменности температуры кристалла в течение импульса. Наличие индукционного перегрева дополнительно контролировалось по результатам сравнения зависимостей  $R(B)$ , измеренных при каждой температуре в серии импульсов разной амплитуды, отличающейся в 3-20 раз. В результате установлено, что эффекты индукционного перегрева находятся за пределами обнаружительной способности эксперимента для области температур  $T \geq 25 - 28$  К (см. рис.1, на котором представлен типичный результат такого опыта). Контроль линейности отклика системы осуществлялся в серии измерений  $R(B)$ -зависимостей при двух температурах, 26 и 87 К, для семи амплитуд тока в диапазоне 0.1-100 мкА.

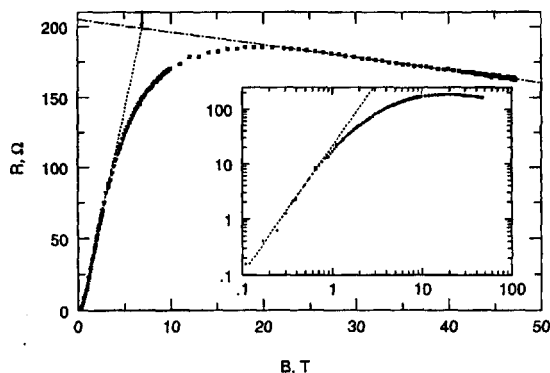


Рис.1. Типичная полевая зависимость поперечного сопротивления кристалла BSCCO при  $T < T_{c0}$ ; приведены данные, полученные при 56.6 К, для трех импульсов поля с амплитудой 2.65, 9.7, и 47.2 Тл, которые показаны крестиками, светлыми треугольниками и черными квадратами, соответственно. Штрих-пунктиром показана использованная аппроксимация отрицательного магнетосопротивления в нормальном состоянии кристалла; ее экстраполяция к нулевому полю дает оценку "нормального" сопротивления кристалла,  $R_N(0)$ , в условиях подавления сверхпроводимости. На врезке: те же данные, представлены в двойном логарифмическом масштабе; штриховая кривая – аппроксимация начального участка зависимости законом  $R(B) \propto B^\beta$

Для сопоставления результатов с данными низкочастотных измерений и для оценки частотной зависимости сопротивления были проведены серии контрольных измерений  $R(B)$  при двух температурах, 36.2 и 84 К, для пяти частот в диапазоне 11-111 кГц. Получены совпадающие (с точностью до случайного разброса точек) результаты для  $T \approx 84$  К; несколько большие количественные расхождения (не превышающие 12%) при качественно идентичном характере зависимостей были зарегистрированы при  $T \approx 36.2$  К.

Типичная полевая зависимость поперечного сопротивления кристалла BSCCO-2212 представлена на рис.1. Характер формирования резистивного состояния иллюстрируется врезкой к рисунку, на которой те же данные представлены в двойном логарифмическом масштабе. Как видно, начальный участок зависимости допускает аппроксимацию простым степенным законом,  $R \propto H^\beta$ . Нами установлено, что степенной характер изменения сопротивления с полем выполняется в широком диапазоне температур,  $0.25 \leq T/T_c \leq 1$ , что качественно согласуется с данными низ-

кочастотных измерений в постоянном поле [10]. Этот результат свидетельствует в пользу применимости теоретических моделей [11], предсказывающих логарифмическую зависимость высоты барьеров для крипа потока,  $U = U_0 \log(1/B)$ , и, соответственно,  $R \propto \exp(-U/T) B^{U_0/T}$ . На рис.2 представлены температурные зависимости абсолютной величины  $U_0$ , определенной как из высокочастотных измерений в импульсном поле, так и из результатов квазистационарных измерений в постоянном поле [10]. Как видно из рис.2, наблюдается систематическое отличие как абсолютных величин  $U_0$ , определенных на существенно различных временных шкалах, так и характера их изменения с температурой. Вероятно, этот эффект может быть связан с частотной зависимостью высоты барьера, однако окончательный ответ на этот вопрос требует более детального исследования.

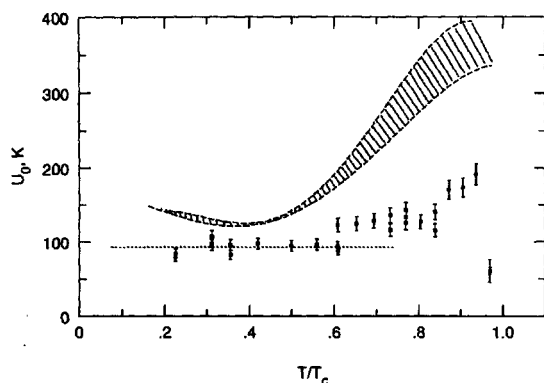


Рис.2. Температурные зависимости абсолютной величины  $U_0$ , параметра теоретической зависимости,  $U = U_0 \log(1/B)$ , высот барьеров для крипа потока. Черные квадраты –  $U_0 = \beta T$ , определенные из аппроксимации соотношением  $R \propto B^\beta$  данных из области формирования резистивного состояния, полученных из высокочастотных измерений в импульсном поле; заштрихованная область – результаты квазистационарных измерений в постоянном поле [10]

Как видно из рис.1, зависимости  $R(B)$  удовлетворительно аппроксимируются степенным законом в диапазоне сопротивлений вплоть до  $R/R_N \approx 0.05$ ; при дальнейшем росте поля, очевидно, происходит переход к режиму течения потока и, как следствие, наблюдается выполаживание зависимости, которая допускает аппроксимацию линейной зависимостью, показанной штриховой линией на основной панели. В предположении справедливости этой интерпретации, участок кривой с отрицательным магнетосопротивлением естественно связать со свойствами нормального состояния системы, а величину  $R_N(0)$ , полученную экстраполяцией к нулевому полю асимптотического поведения зависимости в сильных полях, – сопротивлению системы в отсутствие сверхпроводимости.

В то же время, сходный характер зависимости предсказывается для резистивного состояния слоистого сверхпроводника с джозефсоновской связью между слоями. А именно, начальный рост сопротивления связывается с подавлением джозефсоновского критического тока из-за убывания позиционной корреляции между вихревыми "блинчиками" в соседних плоскостях; убывание сопротивления при дальнейшем росте поля в этом сценарии связывается с ростом концентрации квазичастиц, которая, в первом приближении, пропорциональна полю [12].

Экспериментальным аргументом в пользу первого объяснения является характер изменения зависимостей  $R(B)$  с температурой, проиллюстрированный рис.3, где представлены нормированные на  $R_N(0)$  результаты измерений, проведенных как выше, так и ниже температуры сверхпроводящего перехода. Как видно из рисунка, поперечное магнетосопротивление в нормальном состоянии кристалла BSCCO-2212

при  $T > T_{c0}$  удовлетворительно аппроксимируются линейным законом с зависящим от температуры наклоном во всей области полей вплоть до 50 Тл. При понижении температуры ниже  $T_{c0}$  характер асимптотического поведения зависимостей в сильных полях сохраняется, что свидетельствует в пользу единого механизма, ответственного за явление, и дает основание приписать эффект к свойствам нормального состояния, а не сверхпроводящим флуктуациям, которые, вероятно, ответственны за скругление перехода, отчетливо видное на рис.1 и 3.

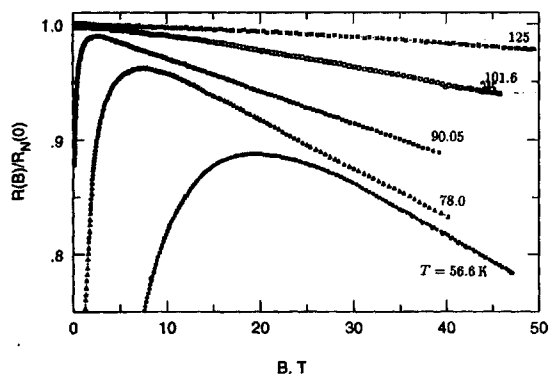


Рис.3. Эволюция с температурой нормированных экспериментальных зависимостей  $R(B)/R_N(0)$ , измеренных как выше, так и ниже температуры сверхпроводящего перехода,  $T_{c0}$ . Приведены результаты для  $T = 56.6, 78.0, 90.05, 101.6$  и  $125$  К (снизу вверх)

Отметим, что отрицательное поперечное магнетосопротивление в нормальном состоянии кристалла BSCCO-2212 наблюдалось ранее в работе [3], авторы которой зарегистрировали ярко выраженный квадратичный рост эффекта с магнитным полем (вплоть до 14 Тл) в прекрасном согласии с предсказаниями флуктуационной теории [4]. В то же время, хотя определенная в наших измерениях величина относительного изменения сопротивления при 14 Тл и 100 К с хорошей точностью совпадает с результатами, приведенными в [3], однако полученная полевая зависимость удовлетворительно аппроксимируется линейной зависимостью, демонстрируя лишь незначительное выполаживание при малых полях. Это противоречие может быть связано с методическими огрехами наших опытов, уязвимым местом которых является невозможность прямого измерения температуры образца в течение импульса поля. Однако очевидно, что на возрастающей части импульса температура образца может только повышаться вследствие джоулевого нагрева кристалла индукционными токами и, учитывая, что  $\partial\rho_c/\partial T < 0$ , это может привести лишь к усилению отрицательного магнетосопротивления, и, таким образом, учет перегревов не позволяет улучшить согласие с данными [3]. В свою очередь, утверждать отсутствие перегревных эффектов в цитируемой работе затруднительно из-за отсутствия соответствующей информации.

В то же время, данные, приведенные на рис.1, качественно согласуются с результатами исследования поперечного магнетосопротивления кристалла другого представителя семейства Bi-Sr-Ca-Cu-O ВТСП:  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y$  (BSCCO-2201), легированного La [2], при подавлении его сверхпроводимости сильным полем. Отметим, что в той же работе было зарегистрировано положительное магнетосопротивление в плоскости  $(ab)$  кристалла [2]. Этот факт в совокупности с положительным магнетосопротивлением в базисной плоскости, обнаруженным в нормальном состоянии вискером номинального состава 2212 [5], свидетельствует в пользу сходного механизма элек-

тронного транспорта в слоистых сверхпроводниках системы Bi-Sr-Ca-Cu-O. Тем не менее, очевидно, что вывод о единой природе электронного транспорта в BSCCO-купратах, отличающихся количеством медь-кислородных плоскостей, требует более детальных исследований.

Помимо сценариев, упомянутых выше, обнаруженный эффект может быть интерпретирован в рамках би-поляронной модели [13], предсказывающей отрицательное поперечное магнетосопротивление, обусловленное уменьшением поляронной щели в плотности состояний в нормальном состоянии, вследствие расщепления поляронной зоны по спину. Дополнительным аргументом в пользу этой интерпретации является удовлетворительное согласие между температурной зависимостью второго критического поля BSCCO-2212, определенного из температурных зависимостей поперечного сопротивления кристалла и рассчитанного в рамках упомянутой модели [14]. Предполагая отрицательное магнетосопротивление принадлежностью нормального состояния кристалла, для грубой оценки величины  $H_{c2}$  из результатов измерений в импульсном поле естественно использовать точку пересечения линейных экстраполяций данных из области течения потока и нормального состояния, как показано стрелкой на рис.1. Установлено, что зависимость  $H_{c2}(T)$ , построенная таким образом, в широкой области температур,  $0.4 \leq T/T_c \leq 0.97$ , качественно согласуется с результатами работы [14], демонстрируя лишь незначительные количественные расхождения. Отметим, что этот результат свидетельствует в пользу адекватности предположений, легших в основу сложной процедуры определения  $H_{c2}$ , разработанной в [14].

Настоящая работа выполнена в рамках проектов, поддержанных EPSRC, Российским фондом фундаментальных исследований и Советом по сверхпроводимости. Измерения в импульсных магнитных полях в существенной мере были инициированы А.С.Александровым; их успех в значительной степени был предопределен гостеприимством, технической помощью и моральной поддержкой персонала лаборатории. Авторы особенно признательны Т.Ж.В.М.Янсену за адаптацию программного обеспечения и А.С.Александрову, А.Варламову, Д.Гешкенбейну и А.Кошелеву за полезные обсуждения.

- 
1. S.L.Cooper and K.E.Gray, *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, IV, Ed. D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1994, p.61.
  2. Y.Ando, G.S.Boebinger, A.Passner et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2065 (1996).
  3. Y.F.Yan, P.Matl, J.M.Harris, and N.P.Ong, *Phys. Rev.* **B52**, R751 (1995).
  4. A.A.Varlamov, *Physica* **C282-287**, 248 (1997).
  5. Yu.I.Latyshev, O.Labrode, and P.Monceau, *Europhys. Lett.* **29**(6), 495 (1995).
  6. A.Yurgens, D.Winkler, N.V.Zavaritsky, and T.Claeson, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5122 (1997).
  7. Н.В.Заварицкий, В.Н.Заварицкий, А.П.Макензи и др., *Письма в ЖЭТФ* **60**, 188 (1994).
  8. V.N.Zavaritsky and W.Y.Liang, *JLTP* **105**, 1273 (1996).
  9. В.Н.Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 123 (1996).
  10. В.Н.Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 629 (1997).
  11. G.Blatter, M.V.Feigel'man, V.B.Geshkenbein et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
  12. А.Е.Кошелев, Л.И.Глазман, and А.И.Ларкин, *Phys. Rev.* **B53**, 2786 (1996). А.Е.Кошелев, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1340 (1996).
  13. A.S.Alexandrov, V.V.Kabanov, and N.F.Mott, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4796 (1996).
  14. A.S.Alexandrov, V.N.Zavaritsky, W.Y.Liang, and P.L.Nevsky, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 983 (1996).