

МЕЖСЛОЙНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В НОРМАЛЬНОМ И СМЕШАННОМ СОСТОЯНИЯХ КРИСТАЛЛА $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ с $T_c \geq 91$ К

*В. Н. Заварицкий**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы
117334, Москва, Россия*

*Loughborough University
Loughborough LE11 3TU, United Kingdom*

Поступила в редакцию 25 октября 2001 г.

Влияние сильного магнитного поля ($B \leq 55$ Тл), перпендикулярного базисной плоскости, на поперечную электропроводность $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO-2212) с $T_c > 91$ К исследовано в контролируемых условиях омичности отклика кристалла и пренебрежимости индукционными перегревами. Определен характер зависимости сопротивления от поля и температуры в области формирования резистивного состояния, в режиме течения потока, в нормальном состоянии и в условиях подавления сверхпроводимости сильным магнитным полем. Предложены регулярные методы оценки $R_N(0, T)$ — межслойного сопротивления в отсутствие сверхпроводимости — и $H_{c2}(T)$ — поля формирования сверхпроводящего зародыша. Продемонстрировано удовлетворительное согласие полученных результатов с литературными данными. В частности, в широком диапазоне легирования обнаружена количественная корреляция оценок $H_{c2}(T/T_c)$ и получены количественно согласующиеся зависимости $H_{c2}(T)$, оцененные регулярным способом по плоскостному и межслойному сопротивлениям BSCCO-2201. Показано, что самосогласованное описание массива экспериментальных данных возможно в рамках ограниченного класса теоретических моделей. Предложена интерпретация происхождения «квазичастичного» сопротивления в BSCCO-2212 и установлено, что экспериментальная кривая $H_{c2}(T)$ удовлетворительно описывается однопараметрической зависимостью, предсказанной для второго критического поля в бозонном пределе. Детально проанализировано альтернативное объяснение результатов в рамках теории межслойного туннелирования куперовских пар и квазичастиц в слоистом сверхпроводнике с d -спариванием и показано, что основные выводы модели противоречат экспериментальным фактам.

PACS: 74.25.Fy, 74.72.Hs, 74.60.Ge, 74.20.-z

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокая температура T_c сверхпроводящего перехода в сочетании с малой длиной когерентности ξ приводят к существенным отличиям H - T -диаграммы купратных ВТСП от «традиционных» сверхпроводников второго рода. Помимо критических полей $H_{c1}(T)$ и $H_{c2}(T)$ она, в частности, содержит дополнительную линию (так называемое поле необратимости) $H_{irr}(T)$, далеко отстоящую от верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ и отделяющую область существования

вихревой решетки и незатухающего сверхтока от широкой области полей и температур, где реализуется состояние вихревой жидкости с омическим откликом. Поле необратимости, а также другие особенности вихревой системы детально исследованы экспериментально и теоретически для различных представителей ВТСП [1]; в числе прочих получены экспериментальные указания на то, что в совершенных кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO-2212) плавление решетки осуществляется фазовым переходом первого рода [2, 3].

В отличие от $H_{irr}(T)$, как величина верхнего критического поля в ВТСП, так и характер его температурной зависимости до сих пор остаются пред-

*E-mail: vlad@kapitza.ras.ru

метод дискуссии. В частности, распространено мнение, что это поле не проявляется экспериментально из-за флуктуационных эффектов [4, 5]. В поддержку этой точки зрения привлекается, в частности, характер влияния магнитного поля на размытие сверхпроводящего перехода. Как известно, в «традиционных» сверхпроводниках второго рода внешнее поле смещает кривую перехода практически как целое, а начальная часть температурной зависимости намагниченности хорошо аппроксимируется линейной, $M(T, B) \propto H_{c2}(T) - B$, тем самым допуская прямое измерение H_{c2} . Напротив, в ВТСП-материалах экспериментально наблюдается выраженное «скругление» зависимостей, усугубляющееся с ростом поля; более того, для наиболее анизотропных представителей семейства ВТСП, в частности для BSCCO-2212, установлено, что в широком диапазоне магнитных полей $10^{-3} \text{ Тл} < B < 5 \text{ Тл}$, зависимости $M(T)$ в смешанном состоянии кристалла имеют общую точку пересечения, (M^*, T^*) [6].

Удовлетворительность полученной в узком интервале температур (вблизи T_c) аппроксимации фрагмента экспериментальной кривой $M(T)$ трехпараметрической зависимостью, предсказанной в рамках теории БКШ для флуктуационной добавки [7] в намагниченность слоистого квазидвумерного сверхпроводника в нормальном состоянии, зачастую трактуется как прямое свидетельство адекватности модели. На этом основании большинство известных оценок величины $H_{c2}(0)$ получено именно из результатов анализа флуктуационного вклада в магнитосопротивление и намагниченность вблизи критической температуры [6, 8, 9]. В то же время, как отмечается и в оригинальных работах [6, 8, 9], коэффициенты такой подгонки ($\xi_{ab}^2(0)$, $\xi_c^2(0)$ и $T_c(H)$) оказываются зависящими от поля, так что для каждой кривой получается свой набор параметров, а цитируемые значения соответствуют выбору вполне определенного поля (обычно 10–15 кЭ). Предположительно, этот выбор мотивирован возможностью сшивки с результатами экстраполяции [10, 11] к нулевой температуре зависимости $T_c(H)$, полученной вблизи T_c при упомянутом анализе. При этом сама подгонка оказывается наиболее чувствительной к величине T_{c0} (температуре перехода в нулевом поле), требуя при этом ее завышения на 3–5 К от измеренной (см., например, [8]).

Более того, для широкого круга представителей различных ВТСП-семейств установлено, что результаты последовательно проведенного анализа флуктуационных поправок к намагниченности [12], теп-

лопроводности [13] и сопротивлению [14] противоречат теории БКШ, лежащей в основании различных вариантов упомянутого анализа, как классических, так и специально адаптированных к специфике ВТСП-материала [7, 15, 16]¹⁾. Так, например, в наиболее скрупулезном из известных автору исследований намагниченности кристалла BSCCO-2212 [6] корреляционные длины $\xi_{ab}(0)$ и $\xi_c(0)$ оказались порядка постоянной решетки вещества, величина $H_{c2}(0)$ — близка или выше парамагнитного предела теории, а асимптотические зависимости $H_{c2}(T)|_{T \rightarrow T_c}$ демонстрировали существенно нелинейный характер именно в той области температур, где ожидается наилучшее согласие с теорией (предсказывающей линейную зависимость). Упомянутые несогласованности между результатами обработки эксперимента и теоретическими посылками, возможно, указывали на неприменимость классической теории БКШ для описания ВТСП-материалов.

В пользу этого вывода свидетельствуют и результаты экспериментального определения второго критического поля из магнитосопротивления. По аналогии с традиционными сверхпроводниками величина H_{c2} оценивалась по смещению сверхпроводящего перехода во внешнем поле. Температурная зависимость $H_{c2}(T)$, определенная для кристалла $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_1\text{O}_y$, демонстрировала отрицательную кривизну в рекордно широком диапазоне температур, $10^{-3} \leq T/T_c \leq 1$ [17], в противоречии с предсказаниями как теории БКШ, так и модели сильной связи. Впоследствии столь же аномальный характер зависимостей $H_{c2}(T)$ был воспроизведен и для перестроенных представителей других семейств ВТСП-купратов [18–20]. Отметим, что с целью расширения экспериментально доступного диапазона T/T_c в этих работах исследованы образцы с подавленной критической температурой, однако использованный способ легирования оставлял возможность сосуществования фаз, различающихся величиной T_c . Подобная неоднородность, как было показано теоретически для идеализированной модели [21], в принципе, может привести к сходным экспериментальным зависимостям и в рамках теории БКШ. Этот сценарий *a priori* не годился для интерпретации результатов, полученных на оптимально легированных кристаллах [22], однако обилие предположений и сложность использованной в [22] многоступенчатой эмпи-

¹⁾ Применительно к эксперименту (дополнительно к упомянутым несогласованностям) модель [15] требует существенного (примерно на 30 %) завышения величины межслойного расстояния.

рической экстраполяционной процедуры требовали, как минимум, более прямой проверки.

Такая попытка предпринята в настоящей работе. Здесь на основании анализа трансформации магнитосопротивления кристалла BSCCO-2212 при изменении температуры определен характер магнитосопротивления системы в режиме течения потока, в нормальном состоянии и в условиях подавления сверхпроводимости сильным магнитным полем. На этом основании выделен вклад сверхпроводящего состояния в магнитосопротивление при $T < T_{c0}$, определены температурные зависимости характеристических полей, идентифицированных с полем формирования сверхпроводящего зародыша и линией необратимости, и оценено сопротивление кристалла в отсутствие сверхпроводимости. Продемонстрировано удовлетворительное согласие полученных результатов с данными независимых исследований и проведено сопоставление с теорией, позволившее существенно сузить класс моделей, применимых к описанию свойств BSCCO-2212. Представленные в статье результаты частично опубликованы в [23–25]. Систематический характер настоящей работы, выполненной на большом количестве кристаллов, внушает надежду на то, что полученные результаты отражают характеристики вещества, а не индивидуальные особенности образцов. Поле формирования зародыша оценивалось по точке пересечения аппроксимаций асимптотического поведения магнитосопротивления кристалла в областях $H \ll H_{c2}$ и $H \gg H_{c2}$, что до известной степени устраняло неопределенность, связанную с флуктуационным размытием перехода.

Статья построена традиционным образом: за данным Введением следует разд. 2, посвященный методике измерений в импульсных магнитных полях, где внимание акцентировано на методике измерения сопротивления, проблеме перегрева образца индукционными токами и способах контроля линейности отклика системы. Для удобства представления экспериментальных результатов свойства нормального состояния, особенности формирования резистивного отклика и область течения потока представлены отдельными пунктами в разд. 3. Раздел 4 посвящен сопоставлению результатов с литературными данными, экспериментальными и теоретическими; его заключительная часть посвящена экспериментальной проверке применимости актуальной теории межслойного транспорта в сверхпроводнике с нетривиальным спариванием.

2. МЕТОДИКА

2.1. Образцы, приготовление контактов

Исследовались кристаллы номинального состава $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO-2212) с $T_c > 91$ К; высокая критическая температура, традиционно ассоциирующаяся с оптимальным уровнем дырочного легирования [26], достигалась частичным замещением примесью иттрия позиций кальция в решетке [27] непосредственно в процессе твердофазного синтеза²⁾. Для уменьшения эффектов перегрева индукционными токами, наведенными импульсом поля, использованы образцы малого размера, вырезанные из кристаллов, отобранных по признакам макроскопической однородности состава и отсутствия блоков. Основные результаты работы получены на семи образцах толщиной (вдоль оси c) примерно от 0.8 до 5 мкм, приготовленных механическим расщеплением кристаллов по плоскости спайности (001) с последующим выкалыванием почти прямоугольных фрагментов с характерными размерами в базисной плоскости от 26×28 до 32×60 мкм².

Токовые и потенциальные подводящие провода приклеивались проводящим композитом DuPont 6838 к каждой из свежесколотых плоскостей ab ; характерное геометрическое несовпадение расположения контактных площадок на противоположных сторонах кристалла не превышало 5 мкм. В результате последующего кратковременного (не более 5 мин) отжига проводящего композита при 500–520 °С в потоке кислорода сопротивление контактов становилось равным 1–10 Ом при 300 К и имело металлический характер температурной зависимости, уменьшаясь в 1.5–2.5 раза при понижении температуры от комнатной до азотной. Положение кристалла относительно кварцевой подложки фиксировалось только подводящими проводами, для которых использовалась золотая проволока диаметром 5 мкм. Такой способ фиксации оказался вполне удовлетворительным для проведения измерений в импульсных полях; каждый образец в среднем выдерживал от 200 до 500 импульсов, амплитуда четверти которых превосходила 50 Тл, без заметного изменения контактного сопротивления или каких-либо признаков механического перемещения.

На предварительном этапе для всех кристаллов

²⁾ Этим, в частности, устранялась проблема деградации поверхности образца, неизбежно присутствующая при традиционном способе подстройки уровня легирования при изменении концентрации кислорода в результате дополнительного длительного отжига кристалла при высоких температурах.

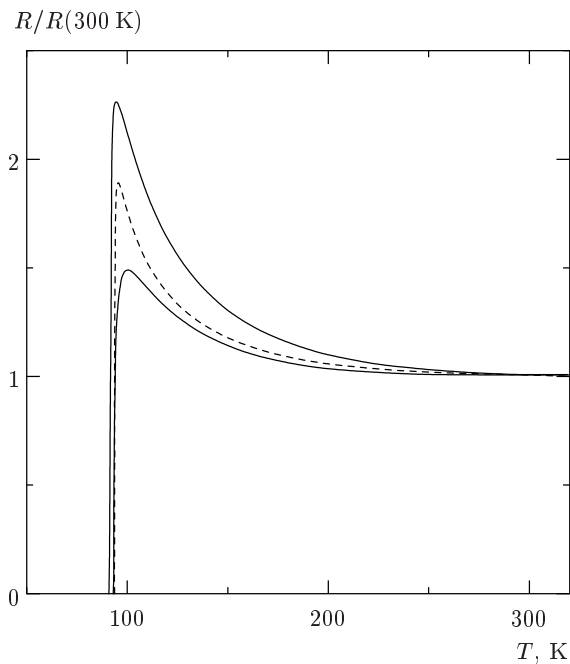


Рис. 1. Типичные температурные зависимости поперечного сопротивления трех кристаллов BSCCO-2212, измеренные в нулевом поле

определялись температурные зависимости поперечного сопротивления в нулевом поле. Эти потенциометрические измерения проводились по стандартной методике с помощью моста переменного тока на частоте 25–77 Гц; скорость охлаждения/отогрева при этом выбиралась так, чтобы максимальная разность температур измерительного термометра и образца не превышала 10 мК. Все кристаллы, отобранные для измерений в импульсных полях, демонстрировали тождественное совпадение зависимостей $R(T)$ при перекоммутации контактов; при этом характер температурной зависимости и величина поперечного удельного сопротивления $\rho_c(100 \text{ K}) \approx 7\text{--}15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ свидетельствовали об отсутствии шунтирующих закороток. В качестве температуры сверхпроводящего перехода в нулевом поле, T_{c0} , принималась величина, соответствующая уменьшению сопротивления на четыре порядка по сравнению с его значением при 100 К. Исследованные кристаллы имели близкие значения T_{c0} , лежащие в диапазоне 91–93.3 К. Ширины переходов также слабо различались и не превосходили 1 К. В то же время при качественно сходном характере зависимостей $R(T)$ эти характеристики исследованных кристаллов различались количественно в пределах, ограниченных сплошными линиями на рис. 1.

2.2. Методика измерения сопротивления кристалла в импульсном магнитном поле

Основная часть измерений в импульсном магнитном поле выполнена в бристоульском университете на установке для низкотемпературных исследований эффекта де Гааза–ван Альфена, специально адаптированной для потенциометрических измерений в расширенном диапазоне температур 1.4–350 К. Поле создавалось при разряде батареи высоковольтных конденсаторов ($C \approx 12 \text{ мФ}$) через охлаждаемый жидким азотом резистивный соленоид ($R_c(78 \text{ K}) \approx 20\text{--}25 \text{ мОм}$, $L_c \approx 450\text{--}500 \text{ мГн}$). Для увеличения длительности импульса (по достижении максимума тока через соленоид) выходы соленоида закорачивались дополнительной диодной секцией. Таким образом, априори ожидалось синусоидальное, $B = B_{max} \sin(t/\sqrt{LC})$, и экспоненциальное, $B = B_{max} \exp(-R_c t/L_c)$, изменения поля соответственно на возрастающем и убывающем участках импульса, B_{max} — максимальное поле. Реальная форма импульса несколько отличалась от ожидаемой тем, что закон уменьшения поля отличался от экспоненциального, а полная длительность импульса зависела от B_{max} в нулевом приближении как $A \exp(-B_{max}/B_0)$, где $B_0 \approx 29 \text{ Тл}$, а предэкспонента A близка к 51 мс при определении длительности на уровне $0.1B_{max}$. В то же время зарегистрировано пренебрежимо малое влияние B_{max} на форму и длительность как нарастающего участка импульса, составляющего 3–3.5 мс, так и области максимума, где в течение примерно 80 мкс поле сохраняло свое значение с точностью 0.02%. Указанные расхождения, очевидно, обязаны джоулеву разогреву катушки импульсом тока, вызывающему незначительное изменение индуктивности на фоне сильного роста ее сопротивления. С целью корректного решения проблемы форма каждого импульса, $B(t)$, определялась экспериментально интегрированием сигнала с пробной катушки; для абсолютной калибровки использованы результаты вспомогательных измерений квантовых осцилляций намагниченности в монокристалле золота.

Быстрота процесса изменения поля в импульсе в сочетании с неизбежными индукционными наводками и механическими вибрациями с очевидностью накладывают дополнительные требования на методы измерения, конструкцию прибора и размер образцов. В настоящей работе прямая индукционная наводка на измерительную схему устранялась в два

этапа: в ходе измерения паразитная ЭДС, наводимая импульсом поля, частично компенсировалась сигналом с пробной катушки, помещенной вблизи образца; окончательное разделение вкладов и собственно полезный сигнал на измерительной частоте определялись в результате численной обработки массивов этих данных. Помимо измерительной схемы индукционные токи, очевидно, возбуждаются и в самом образце, приводя к дополнительному тепловыделению в его объеме и, как следствие, к перегреву относительно термостата. В грубом приближении этот перегрев пропорционален $(S\partial B/\partial t)^2/\rho$, где $\partial B/\partial t$ — скорость изменения поля, S — перпендикулярная полю площадь образца, а ρ — его удельное сопротивление в этой плоскости. Отсюда очевидна необходимость использования образцов малого размера. В то же время квадратичная зависимость эффекта от $\partial B/\partial t$ может быть использована как для экспериментальной оценки перегрева в конкретном опыте [28], так и для практической оценки допустимых размеров образца [24]. В настоящей работе наличие индукционного перегрева кристалла регулярно контролировалось по результатам сравнения зависимостей $R(B)$, измеренных при каждой температуре в серии импульсов разной амплитуды, различающейся в 3–20 раз.

Таким образом, на методической стадии работы изучена серия кристаллов BSCCO-2212 разных размеров, обнаружен сильный рост эффекта с понижением температуры и для $T \geq 10$ –15 К установлено, что перегрев образца импульсом 55 Тл уменьшается за пределы обнаружительной способности эксперимента при уменьшении площади кристалла примерно до $2 \cdot 10^3$ мкм² (рис. 2). Это определило верхнюю границу допустимой площади образца и обусловило ограничения на размеры кристаллов, отобранных для настоящего исследования. Отметим, что в работе систематически использованы результаты измерений на обоих фронтах импульса и опытным путем установлено, что отсутствие гистерезиса на кривых не гарантирует пренебрежимой малости индукционного перегрева образца. Этот вывод иллюстрирует рис. 2б, содержащий практически безгистерезисные зависимости при очевидных перегревах.

В работе использован многоэтапный способ измерения сопротивления. Собственно в течение импульса измерялись временные зависимости скорости изменения магнитного поля и полного напряжения на образце, а результирующая зависимость сопротивления от поля определялась из этих данных при посредстве численного фазочувствительного детектирования полезного сигнала на частоте измеритель-

ного тока.

Основные измерения в импульсном поле выполнены на переменном токе, выбор частоты которого диктовался характерными временами изменения поля и задачей минимизации шумов. При этом усиленный сигнал с потенциальных контактов к образцу и падение напряжения на пробной катушке одновременно регистрировались скоростным (500 кГц) цифро-аналоговым преобразователем с четырьмя независимыми каналами. Полезный сигнал на измерительной частоте, $V(t)$, определялся на этапе обработки данных из результатов численной аппроксимации³⁾ элементов массива экспериментальных точек функцией $V(t) \sin(\omega t + \phi) + A(t)$. Результирующая полевая зависимость $V(B)$ восстанавливалась из комбинации этих данных с профилем поля $B(t)$ в импульсе. При отработке методики использованы результаты серии вспомогательных измерений охарактеризованных пленочных микродатчиков на основе RuO₂ (DALE RSWP-575-40).

Эксперименты проводились в стеклянном криостате, хвостовик которого помещался на оси резистивной катушки, при разряде конденсаторов через которую и создавалось импульсное поле. Кристалл 1 (рис. 3) монтировался на торце пластиковой (MELINEX) криогенной вставки 2, помещенной в хвостовик дьюара 3 так, что образец оказывался в максимуме поля с точностью не хуже 0.5 мм; в качестве датчика положения использовался сигнал с пробной катушки 4. Оцененная точность установки ориентации кристалла в поле, перпендикулярном плоскости ab , была не хуже 5°. Электрическая проводка хвостовика вставки выполнена бифилярными манганиновыми проводами, которые плотно входили в продольные пазы и проклеивались эпоксидным компаундом; особое внимание при конструировании и сборке криогенной вставки обращалось на минимизацию площади петель. Нагреватель 5 наматывался бифилярным манганиновым проводом на многослой-

³⁾ Использована модификация стандартного программного обеспечения, предназначенного для анализа осцилляций де Гааза–ван Альфена. Как правило, длительность интервала синусоидальной подгонки выбиралась так, чтобы изменение индукционного сигнала аппроксимировалось полиномом второго порядка. Эмпирически установлено, что выбор пяти периодов измерительной частоты обеспечивает удовлетворительный динамический диапазон при приемлемом среднеквадратичном отклонении (около $10^{-3}R^*$, R^* — сопротивление в максимуме зависимости, см. рис. 2). Слабая чувствительность метода к длительности интервала подтверждена идеальным согласием результирующих кривых $R(B)$, определенных при подгонке по 1–12 периодам. Совпадение результатов анализа по сильно различающимся окнам регулярным образом использовано для контроля корректности измерений.

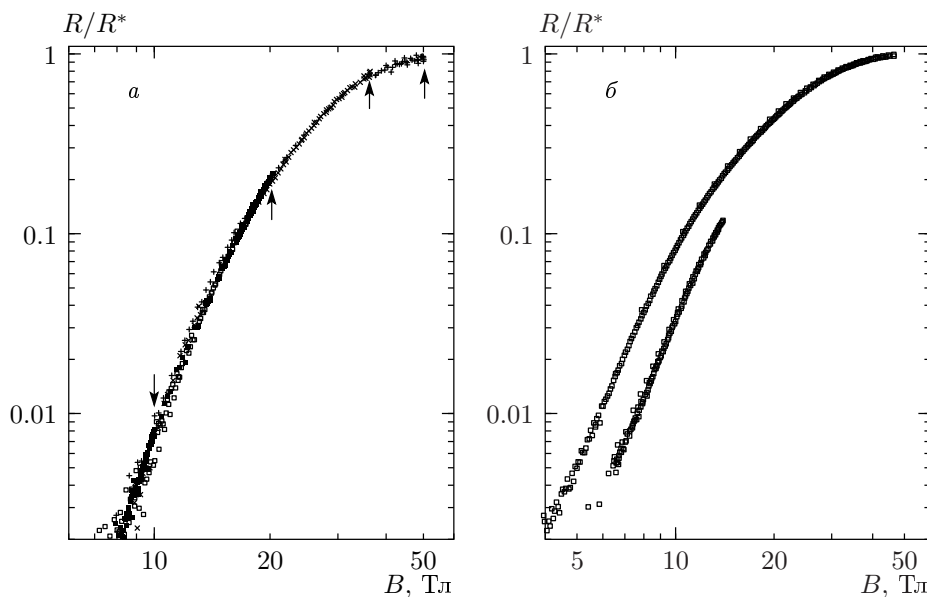


Рис. 2. Результат проверки влияния индукционных перегревов при $T \approx 25$ К для образцов разной площади: *a* — $S \approx 53 \times 42$ мкм², $B_{max} \approx 10, 20, 36, 50$ Тл (показано стрелками); *б* — $S \approx 110 \times 85$ мкм², $B_{max} \approx 14, 46$ Тл; R^* — сопротивление в максимуме зависимости

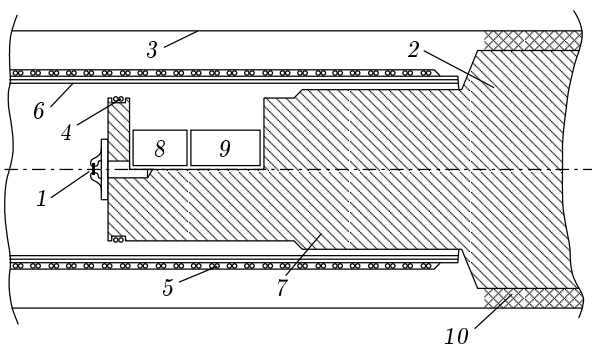


Рис. 3. Схематическое изображение рабочей части криогенной вставки: 1 — кристалл; 2 — вставка; 3 — внутренняя поверхность хвостовика дьюара; 4 — пробная катушка; 5 и 6 — соответственно обмотка и каркас нагревателя; 7 — посадочная поверхность утоньшения хвостовика; 8 и 9 — термометры; 10 — хлопчатобумажная обмотка

ный каркас *б* из изолированной медной фольги, который плотно надевался на утоньшение *7* хвостовика вставки. В результате образец *1* и термометры *8, 9* оказывались внутри дополнительной оболочки, обеспечивающей их механическую защиту и способствующей выравниванию температуры. Плотная посадка пластиковой части вставки в хвостовик дьюара достигалась хлопчатобумажной обмоткой *10*, кото-

рая служила для фиксации положения образца относительно соленоида, уменьшения амплитуды вибраций и в качестве теплового сопротивления, позволяя проводить измерения в диапазоне температур от 1.4 до 350 К в криостате, заполненном жидким гелием.

Для стабилизации и контроля температуры использованы калиброванная в том же приборе пара термометров сопротивления (медный и CERNOX) соответственно с положительным и отрицательным температурными коэффициентами. При калибровке датчиков образцовый метрологический термометр (Lake Shore) монтировался вместо образца. Активная стабилизация температуры образца обеспечивалась стандартным контроллером LTC-21 (Neosega)⁴. Температура стабилизировалась перед каждым импульсом на относительном уровне не хуже 10^{-4} ; ее изменение за время импульса напрямую не контролировалось, а вывод о пренебрежимо малости эффекта зиждется на сильной температурной зависимости сопротивления кристалла, $R(T)$, вместе с отсутствием гистерезисов на зависимостях $V(B)$

⁴) Выбор данной модели контроллера был продиктован тем, что ее процессор изначально «обучен» обращению практически со всеми типами термометров и не требует специализированных интерфейсов. *A posteriori* оказалось, что решение задачи стабилизации температуры в диапазоне, перекрытом настоящим экспериментом, требует минимальной подстройки параметров регулировки.

и результатах контроля индукционного перегрева⁵⁾.

Представленные в статье результаты получены при измерениях на переменном токе с частотой 77.7 кГц; рабочие плотности тока, использованные для разных образцов, несколько различались и лежали в диапазоне $j = 1\text{--}5$ мА/см². Отметим, что нижняя граница плотностей тока, используемых при подобных измерениях [29, 30], превосходит указанные как минимум на порядок. Амплитуда измерительного тока выбиралась в области омического отклика кристалла, что подтверждалось применимостью синусоидальной аппроксимации «сырых» данных. Линейность отклика дополнительно контролировалась в сериях измерений зависимостей $R(B)$ при фиксированных температурах для четырех-пяти амплитуд тока, перекрывающих 1–1.5 порядка (в отдельных случаях до двух порядков). Вольт-амперные характеристики (ВАХ), восстановленные из этих данных, допускали аппроксимацию степенным законом, $V \propto I^\gamma$ с показателем $\gamma = 1.01 \pm 0.01$ для $0.1 \text{ Тл} < B \leq 55 \text{ Тл}$. Наконец, вывод об омичности отклика кристалла в резистивном состоянии подкрепляется прямыми измерениями поперечных ВАХ [31] в постоянном магнитном поле.

С целью сопоставления результатов с данными низкочастотных измерений и оценки частотной зависимости сопротивления для каждого образца проводились серии контрольных измерений зависимости $R(B)$ при нескольких температурах для набора частот в диапазоне 7–111 кГц. Совпадение с точностью до случайного разброса точек результатов этих опытов и количественная корреляция результатов измерений на постоянном токе с полученными в импульсе в пределе слабых полей свидетельствуют о несущественности частотной зависимости сопротивления.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичная зависимость межслойного омического сопротивления кристалла BSCCO-2212 от внешнего поля представлена на рис. 4. Как видно из этих данных, магнитосопротивление ниже T_c содержит

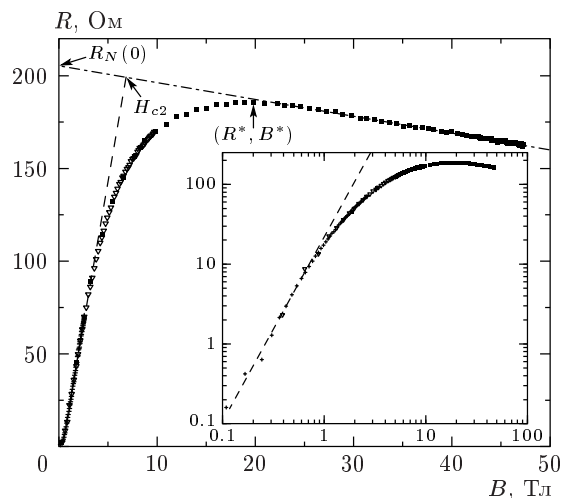


Рис. 4. Типичная зависимость поперечного сопротивления кристалла BSCCO-2212 от магнитного поля для $T < T_{c0}$; приведены данные, измеренные при 56.6 К в трех импульсах с амплитудами $B_{max} \approx 2.7, 9.7$ и 47 Тл. И использованные аппроксимации магнитосопротивления в условиях подавления сверхпроводимости внешним полем и в режиме течения потока показаны соответственно штрихпунктирной и штриховой линиями. Приведены экстраполяционные оценки сопротивления кристалла в отсутствие сверхпроводимости, $R_N(0)$, и H_{c2} . На вставке: те же данные в двойном логарифмическом масштабе; штрихи — аппроксимация начального участка зависимости законом $R(B) \propto B^\beta$

вклады разных знаков, отражающие влияние физически различных механизмов: в сильных полях наблюдается квазилинейное отрицательное магнитосопротивление, в то время как начальный участок соответствует степенному росту сопротивления, сменяющемуся линейным законом при больших полях. Положение B^* максимума на кривой, обязанного конкуренции этих вкладов, и его амплитуда R^* демонстрируют сильное возрастание по мере удаления от критической температуры и, соответственно, уменьшение при приближении к T_c . Вклад положительного магнитосопротивления резко уменьшается при достижении критической температуры кристалла и полностью исчезает при удалении от T_c на 5–7 К. При дальнейшем повышении температуры отрицательное магнитосопротивление наблюдается во всем диапазоне полей. На основании этих наблюдений естественно приписать положительное магнитосопротивление свойствам резистивного состояния кристалла, в то время как вклад противоположного знака — свойствам нормального состояния образца.

⁵⁾ Точность утверждения о совпадении экспериментальных кривых, очевидно, ограничивается погрешностью эксперимента. В данном случае верхняя оценка возможного изменения температуры в течение импульса получена из характерного разброса точек и зависимости $R_N(T)$, определенной в работе (см. п. 3.1.). Реально экспериментальные результаты, полученные на разных образцах, позволяют утверждать, что температура постоянна с относительной точностью $5 \cdot 10^{-4}$ – $5 \cdot 10^{-3}$.

Как будет показано в следующих разделах, в рамках этого предположения удастся разделить сильно зависящие от температуры вклады в сопротивление от нормального и резистивного состояний образца и (дополнительно предполагая функциональную неизменность полевой зависимости магнитосопротивления в нормальном состоянии) оценить характер изменения с температурой второго критического поля кристалла BSCCO-2212, а также его сопротивления в отсутствие сверхпроводимости. В последующих пунктах представлено самосогласованное описание физических механизмов, ответственных за функционально различные асимптотики, наблюдаемые экспериментально.

3.1. Продольное магнитосопротивление в нормальном состоянии

Изначальной целью настоящей работы являлось определение верхнего критического поля в предположении, что формирование сверхпроводящих зародышей приведет к отклонениям магнитосопротивления от вида, типичного для нормального состояния. В предположении аномально большой ширины области сверхпроводящих флуктуаций характеристики нормального состояния изучались в расширенном температурном интервале, и для каждого кристалла измерялись полевые зависимости поперечного сопротивления при температурах 300–350 К и ниже; во всех опытах магнитное поле было ориентировано перпендикулярно базисной плоскости кристалла и параллельно измерительному току с оцененной точностью около 5° . В согласии с [23, 24] установлено, что это продольное магнитосопротивление кристалла является отрицательным и в первом приближении удовлетворительно аппроксимируется линейной зависимостью. В специальном опыте установлена четность эффекта по отношению к смене направления внешнего поля на противоположное. При этом разброс экспериментальных точек оставляет известный произвол в описании асимптотического поведения магнитосопротивления при $B \rightarrow 0$, допускающая аппроксимацию как линейной, так и квадратичной зависимостями [32]⁶⁾. По мере понижения температуры наблюдается опережающий рост магнитосопротивления по сравнению с величиной поперечно-

го сопротивления кристалла в нулевом поле, $R_N(0)$. Нормированный наклон, $S = -R_N^{-1}(0)\partial R/\partial B$, демонстрирует приблизительно 500-кратный рост при понижении температуры от 200 до 87 К, который удовлетворительно описывается соотношением $S \propto \exp(T_0/T)$ с $T_0 \approx 820 \pm 70$ К.

Следует подчеркнуть, что при качественном сходстве характера температурных зависимостей наблюдались заметные различия в абсолютных величинах для разных кристаллов; так, обнаружен почти пятикратный разброс характерных величин нормированного наклона S при приблизительно трехкратном различии в величине оцененного роста сопротивления в нулевом поле, $\Delta R_N(0)/R_N(0, 300 \text{ К})$, при понижении температуры от 300 до 50 К. Предположительно, эти различия отражают индивидуальные особенности микроструктуры образцов. С учетом того, что все исследованные кристаллы имели очень близкие значения $T_{c0} \approx 91\text{--}93$ К, этот факт является дополнительным свидетельством в пользу адекватности приписывания квазилинейного отрицательного магнитосопротивления свойствам нормального состояния.

Как уже упоминалось, по мере приближения к критической температуре сверху характер асимптотического поведения продольного магнитосопротивления в сильных полях сохранялся, но в слабых полях наблюдались отклонения от простой линейной зависимости. Эти отклонения усиливались при понижении температуры, а при $T - T_{c0} \leq 2\text{--}2.5$ К появлялась область полей, в которой начальный участок зависимости имел положительный наклон, а на зависимости $R(B)$ появлялся максимум R^* . При дальнейшем понижении температуры ниже критической наблюдались расширение области положительного магнитосопротивления и появление интервала полей, в котором резистивный отклик отсутствовал. Типичная зависимость $R(B)$ для этой области температур представлена на вставке к рис. 4.

Характер трансформации экспериментальных кривых при прохождении критической температуры проиллюстрирован на рис. 5, где представлены зависимости $R(B)$, измеренные при нескольких температурах как выше, так и ниже T_c кристалла. Из сопоставления этих данных очевидно, что наблюдаемые в слабых полях отклонения от линейного закона связаны с резистивным состоянием образца. При этом неизменность характера зависимостей в сильных полях дает основания для применения аппроксимации полевой зависимости магнитосопротивления, апробированной при

⁶⁾ Ранее был зарегистрирован квадратичный рост эффекта в квазистационарном поле вплоть до 14 Тл, однако прямое сопоставление результатов затрудняется как существенными различиями в уровне легирования кристаллов, так и возможным искажением зависимости, полученной в [32], систематическим дрейфом температуры при развертке поля.

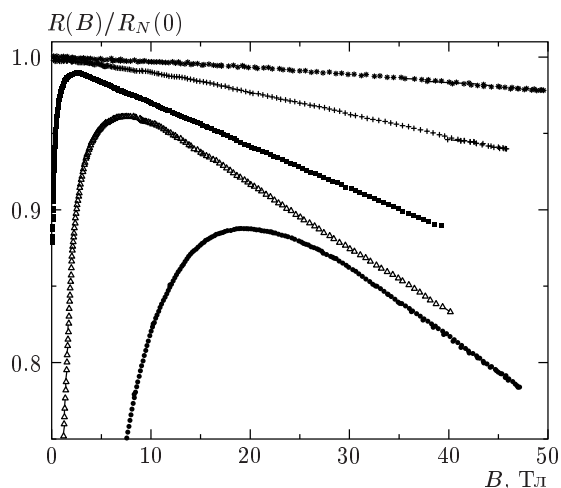


Рис. 5. Эволюция нормированных экспериментальных зависимостей $R(B)/R_N(0)$, измеренных как выше, так и ниже температуры сверхпроводящего перехода T_c . Приведены результаты для $T = 56.6, 78.0, 90.05, 101.6$ и 125 К (снизу вверх)

высоких температурах, и для оценки $R_N(0, T)$ по результатам измерений $R(B)$ ниже T_c . Таким образом, при обработке экспериментальных результатов участок с отрицательным наклоном отождествлялся с продольным магнитосопротивлением кристалла, $R_N(B, T)$, в условиях подавления сверхпроводимости полем, а величина $R_N(0, T)$ определялась линейной экстраполяцией к $B = 0$. Типичный результат такой обработки представлен на рис. 6 совместно с температурной зависимостью межслойного сопротивления того же кристалла, измеренной на постоянном токе в нулевом поле. Удовлетворительное согласие данных, полученных обоими методами выше T_c , в частности, указывает на слабое влияние повышения частоты измерительного тока на поперечное сопротивление. Как следует из полученных результатов, сильный рост межслойного сопротивления, наблюдаемый в BSCCO-2212 при понижении температуры, продолжается существенно ниже T_c , не проявляя выраженной тенденции к ослаблению.

К сожалению, диапазон полей настоящего эксперимента не позволил проследить зависимость $R_N(0, T)$ до самых низких температур, так что асимптотическое поведение зависимости при $T \rightarrow 0$ остается под вопросом, настоятельно требуя дополнительного изучения. Реально, нижняя температурная граница области применимости экстраполяционной оценки $R_N(0, T)$ навязана характером эволюции зависимостей $R(B)$. Как видно из рис. 5,

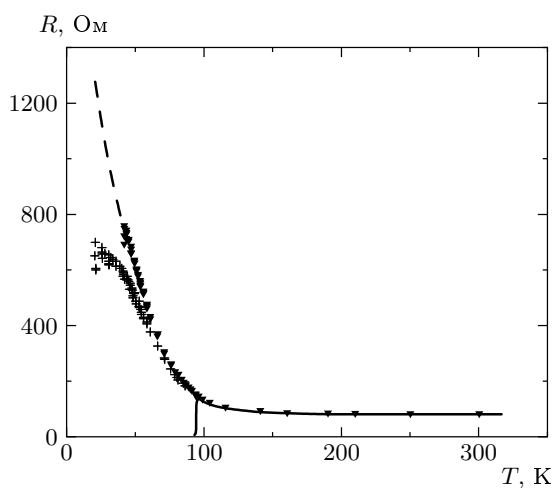


Рис. 6. Типичный результат обработки экспериментальных данных: треугольники — сопротивление кристалла в отсутствие сверхпроводимости, $R_N(0, T)$; сплошная линия — измерения на постоянном токе, $R(0, T)$; кресты — сопротивление в максимуме, $R^*(T)$; штрихи — зависимость $R_N(0, T)$, эмпирически восстановленная из $R^*(T)$

с понижением температуры максимум (B^*, R^*) зависимости несколько уширяется и смещается в сторону больших полей, сужая экспериментально достижимую область линейного отрицательного магнитосопротивления и накладывая естественное ограничение снизу на область температур, где возможна корректная оценка $R_N(0, T)$. При этом, как видно из рис. 6, сам максимум уверенно детектируется до более низких температур. Хотя его амплитуда и положение, очевидно, определяются конкуренцией вкладов от резистивного и нормального состояний, отсутствие выраженных особенностей на зависимостях $R^*(T)$ (как, впрочем, и оснований для их существования) допускает использование этих данных для оценки $R_N(0, T)$ при низких температурах. Штрихами на рис. 6 показан результат трансформации $R^*(T) \rightarrow R_N(0, T)$, полученный в предположении применимости эмпирического соотношения $R_N(0, T) - R^*(T) \propto \exp(-\alpha T)$, удовлетворительно аппроксимирующего результат в широкой области температур, где надежно определяются обе величины, $R_N(0, T)$ и $R^*(T)$. Как видно из рис. 6, использованная трансформация переводит насыщающуюся зависимость $R^*(T)$ в $R_N(0, T)$, сохраняющую тенденцию к крутому возрастанию при дальнейшем понижении температуры. Полученный результат согласуется с предположительно различным происхождением величин R_N и R^* , однако

очевидно, что законность последней экстраполяции, вообще говоря, нуждается в экспериментальной проверке.

К сожалению, литературная информация о характере зависимости $R_N(0, T)$ достаточно скудна, так что полученную зависимость можно сопоставить лишь с результатами исследований влияния поля на $R(T)$ и с зависимостью сопротивления кристалла BSCCO-2212, определенной для нулевого поля в условиях разрушения сверхпроводимости сильным импульсным током микросекундной длительности [33]. Установлено, что характер зависимости $R_N(0, T)$ качественно согласуется с огибающей семейства кривых $R(T)$, измеренных в различных полях [29]. Первоначально эта огибающая приписывалась квазичастичному туннелированию через джозефсоновскую среду [29], однако сохранение характера зависимости при повышении температуры существенно выше критической свидетельствовало не в пользу такого объяснения и влекло пересмотр трактовки в пользу нормального сопротивления [22]. Кроме того, как видно из рис. 7, зависимость $R_N(0, T)$ удовлетворительно согласуется с результатами работы [33] в области $T/T_c > 0.55$, однако имеет существенно другой характер при дальнейшем понижении температуры. Тем не менее это расхождение, по-видимому, не принципиально, поскольку авторы работы [33] связывают насыщение зависимости с возможным перегревом образца.

Результаты настоящей работы подтверждают любопытное наблюдение Юргенса с соавторами [34] в ходе исследований внутреннего эффекта Джозефсона в кристаллах BSCCO-2212. Ими обнаружена количественная корреляция между сопротивлением R_N , определенным в условиях подавления сверхпроводимости сильным магнитным полем, и величиной $R_{qp} \equiv (U/I)|_{I \rightarrow 0}$, оцененной для возвратной ветви ВАХ того же образца, измеренной при той же температуре, но в нулевом поле. Как видно из рис. 7, зависимость $R_N(0, T)$ действительно коррелирует с R_{qp} из [35], где измерения работы [34] воспроизведены для большего набора температур. Как будет показано ниже, совокупность результатов недавних исследований дает основания для новой интерпретации оригинального наблюдения [34].

До недавних пор соотношение результатов измерений сопротивления и упомянутых ВАХ затруднялось несопоставимостью масштабов плотностей токов: верхний предел первых редко достигал 1 А/см^2 , в то время как минимальные токи в исследованиях внутреннего эффекта Джозефсона оказывались на один-два порядка выше. В какой-то мере этот

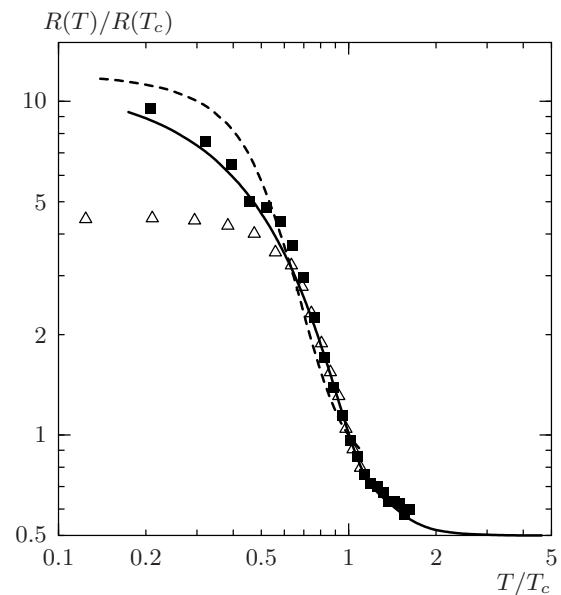


Рис. 7. Сопоставление результата определения $R_N(0, T)$ (сплошная линия) с литературными данными: штрихи — сопротивление кристалла, измеренное в поле 2 Тл при большой плотности тока (50 А/см^2) [36]; треугольники — сопротивление $R_N(T)$, измеренное в серии микросекундных импульсов тока в нулевом поле [33]; квадраты — значения R_{qp} , определенные для возвратной ветви ВАХ в нулевом поле [35]

пробел был заполнен работой [36], авторы которой дополнили стандартную ВАХ внутреннего эффекта Джозефсона результатами измерений сопротивления того же образца, выполненных на существенно разных токах из диапазона $0.1\text{--}50 \text{ А/см}^2$. На рис. 8 сведены результаты определения ВАХ по данным $R(T)$ из [36], характеристик внутреннего эффекта Джозефсона и импульсных измерений тех же авторов. Несмотря на неидеальную шивку зависимостей, обязанную различиям условий опытов, рис. 8 дает представление об истинном характере изменения ВАХ в широком диапазоне токов. Существенным и трудно объяснимым в рамках концепции эффекта Джозефсона является наличие линейного начального участка характеристики. Этот принципиальный результат подтвержден прямыми измерениями ВАХ [31], также проиллюстрированными на рис. 8. Как видно из рисунка, характерной особенностью развития нелинейности ВАХ является сильный рост напряжения в узкой области токов, который сменяется более слабой зависимостью, проявляющей тенденцию к дальнейшему ослаблению по мере удаления от этой области. Эти особенно-

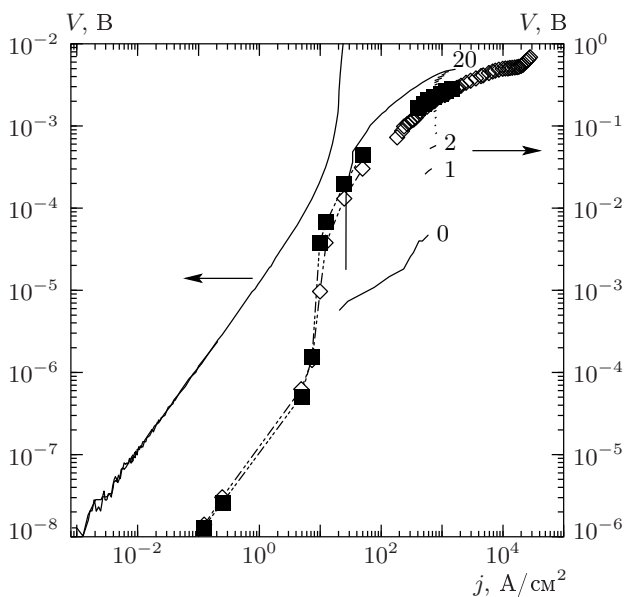


Рис. 8. Реконструкция ВАХ кристалла BSCCO-2212 по результатам работы [36] (правая шкала напряжений): соединенные штрихами символы определены для 30 К (■) и 40 К (◇) из зависимостей $R(T)$ в поле $H = 2$ Тл; многозначная ВАХ в режиме внутреннего эффекта Джозефсона, измеренная в нулевом поле при 5.6 К, показана сплошными линиями с номерами при первых трех (0, 1, 2) и возвратной (20) ветвях характеристики; не соединенные линиями символы — ВАХ, полученные в импульсах тока при 1 Тл для 30 К (■) и 40 К (◇). Сплошной линией (левая шкала напряжений) приведены результаты детальных измерений [31] ВАХ кристалла в области слабых токов при 35 К и 3 Тл

сти удастся объяснить, принимая во внимание характерный масштаб токов и учитывая низкую теплопроводность, высокое контактное сопротивление и отрицательный температурный коэффициент нормального сопротивления BSCCO-2212. Как известно, основной проблемой при измерениях ВАХ является паразитный джоулев разогрев образца, величина которого, очевидно, определяется плотностью теплового потока через поверхность кристалла, W/S . Для удобства анализа на рис. 9 представлены те же результаты работы [36], перестроенные в зависимость сопротивления $R = V/I$ от $\Delta T \propto W/S = VI/S$ (т.е. без учета диссипации на контактах). При этом сходство убывающих участков зависимости на рис. 9 с результатами прямых измерений сопротивления указывает на существенно перегревную природу эффекта при плотностях теплового потока, превышающих 10 Вт/см². Дополни-

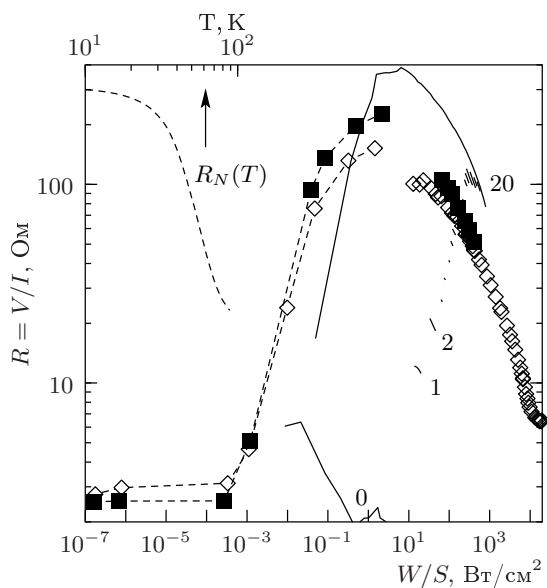


Рис. 9. Данные работы [36] с рис. 8, перестроенные в координатах $(R = V/I) - (\Delta T \propto W/S \approx VI/S)$ и дополненные экспериментальной зависимостью $R(T)$ того же образца, измеренной в поле 2 Тл при сильном токе 50 А/см² (верхняя ось). Обозначения те же, что на рис. 8

тельным указанием на адекватность этой трактовки служат результаты работы [37], обнаруживающие количественное совпадение ВАХ образцов разной площади при их представлении в зависимости от плотности тока. Наконец, заметный перегрев при контактной области образца при $W/S \approx 50$ Вт/см² был обнаружен в прямых измерениях в работе [38] в режиме внутреннего эффекта Джозефсона при 24 К. В рамках «перегревной трактовки», в частности, объясняется колоколоподобная форма возвратной ветви ВАХ (кривая 20 на рис. 9), переход на которую происходит при плотностях теплового потока, превышающих 1000 Вт/см². При уменьшении тока перегрев, очевидно, уменьшается, так что правая часть характеристики отражает температурный ход сопротивления в нормальном состоянии образца. Максимум зависимости, по-видимому, связан с термализацией кристалла и электронной системы, поскольку участок с положительным наклоном (как правило, не отражаемый в публикациях), очевидно, следует нелинейной части ВАХ в слаборавновесных условиях.

На основе приведенных аргументов сходство характеров предположительно разнородных зависимостей на рис. 7 естественно объясняется тем, что в нулевом приближении «квазичастичное» сопротивле-

ние R_{qp} отвечает неравновесным условиям разрушения сверхпроводимости транспортным током и опосредованно связано с величиной R_N . Очевидно, требуются дополнительные экспериментальные и теоретические исследования, в частности, для уточнения предполагаемой связи R_{qp} с R_N . В то же время результаты сравнения зависимостей на рис. 7 указывают на допустимость использования $R_{qp}(T)$ для грубой оценки $R_N(T)$ в отсутствие прямых измерений последней.

3.2. Термически активированное течение потока

Как упоминалось во Введении, широко распространено убеждение, что характеристическое поле, определенное из резистивных данных, соответствует вовсе не второму критическому полю, а особенности поведения вихревой системы. Реально, особенности динамики вихрей в BSCCO-2212 в зависимости от всевозможных факторов скрупулезно изучены теоретически и экспериментально [1]. Показано, что при достаточно низких температурах реализуется более или менее упорядоченное состояние, кристалл или стекло в зависимости от совершенства объекта. Существенное отличие ВТСП-материалов от традиционных сверхпроводников состоит в наличии широких областей полей и температур, в которых реализуется состояние вихревой жидкости с омическим откликом. Эта область отделена от упорядоченного состояния так называемой линией необратимости, между которой и кривой $H_{c1}(T)$ располагаются дополнительные линии, отражающие тонкие особенности упорядоченного состояния вихревой системы [1, 3]. Напротив, вихревая жидкость, как и положено жидкости, особенностей не содержит. По этой причине сопоставление поля необратимости и «резистивного» критического поля, определенных в одном опыте, существенно для выяснения степени общности их происхождения.

Тем самым задача настоящего исследования с необходимостью требовала экспериментального определения поля необратимости кристалла, что подразумевало детальное изучение характера возникновения диссипативного отклика. Дополнительным аргументом в пользу данного исследования является необходимость экспериментального разделения вкладов различного происхождения в измеряемую величину. Действительно, хотя характер трансформации зависимостей $R(B)$ при прохождении критической температуры позволяет уверенно связать область положительного магнитосопротивления со сверхпроводящим состоянием,

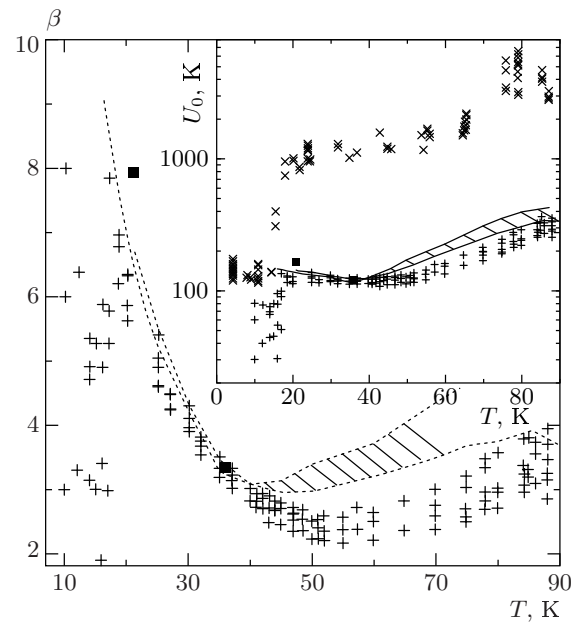


Рис. 10. Изменение показателя аппроксимации $R \propto B^\beta$ с температурой: прямые кресты — измерения в импульсном поле; заштрихованная область — данные квазистационарных измерений в постоянном поле [42]; квадраты — результаты определения β из ВАХ постоянного тока (см. рис. 8 и 11). Вставка: барьеры $U_0 = \beta T$, определенные из данных основного рисунка и дополненные результатами измерений логарифмической релаксации магнитного момента M_{rem} кристалла, $U_0 = -T \partial \ln t / \partial M_{rem}$ (косые кресты)

экспериментальные зависимости в этой области имеют сложный характер, очевидно отражающий смену режима транспорта носителей заряда. Данный пункт посвящен обсуждению полученных результатов, которые помимо частной задачи оценки $H_{irr}(T)$ с высокой степенью достоверности идентифицируют начальную часть зависимости с термически активированным движением вихрей и позволяют существенно сузить класс теоретических моделей, приложимых к описанию вихревого состояния в BSCCO-2212.

Характер формирования резистивного состояния в кристалле иллюстрируется вставкой к рис. 4, на которой данные основного рисунка представлены в двойном логарифмическом масштабе. Как видно, в широком диапазоне сопротивлений вплоть до $R/R^* \leq 10^{-1}$ начальный участок зависимости допускает аппроксимацию простым степенным законом $R \propto B^\beta$ с показателем, зависящим от температуры, как показано на основном рис. 10. Эксперименталь-

но установлено, что такое поведение наблюдается во всей изученной области $0.15 \leq T/T_c \leq 1$ резистивного состояния кристалла⁷⁾. Поскольку в том же диапазоне значений сопротивление термоактивационно зависит от температуры, $R(B, T) \propto \exp[-U(B)/T]$, эффект естественно отождествить с режимом термоактивированного течения вихрей. Установление этого режима подразумевает появление омического сопротивления, так что корректность нашего вывода требует изучения характера отклика системы в этих условиях. Специфика измерений в импульсном поле затрудняет прямое измерение ВАХ кристалла, однако отсутствие обнаружимых отклонений формы сигнала от синусоидальной и совпадение результатов измерений сопротивления при плотностях тока, различающихся на порядок, свидетельствовали о линейности отклика в этих условиях. Дополнительным аргументом в пользу этого служат результаты прямых измерений ВАХ кристалла в полях до 8 Тл, в которых зарегистрирована линейность характеристики при изменении тока на несколько порядков (см. рис. 8). Отметим, что омическое сопротивление, определенное из начального участка этих ВАХ (рис. 11), также удовлетворительно аппроксимируется степенным законом в количественном согласии с результатами измерений в импульсных полях.

Экспериментально установленная линейность отклика в совокупности с термоактивационным характером зависимости $R(T)$ явно указывают на то, что обсуждаемый участок зависимости действительно отвечает режиму термически активированного течения потока в образце. Более того, полученные результаты позволяют существенно сузить класс теоретических разработок, применимых к описанию вихревой системы в BSCCO-2212, поскольку степенной характер изменения сопротивления с полем свидетельствует в пользу моделей работ [39, 40], предсказывающих логарифмическую зависимость высоты барьеров для этого процесса, $U = U_0 \ln(H_0/B)$, и, соответственно, $R \propto \exp(-U/T) \propto B^{U_0/T}$. Дополнительным аргументом в пользу этой трактовки служит показанная на рис. 12 экспериментальная зависимость $U(B)$ — высоты барьера от внешнего поля, — которая, согласно нашим измерениям, в сильных магнитных полях допускает логарифмическую

⁷⁾ Следует отметить, что диапазон полей настоящего эксперимента оказался недостаточным для детектирования резистивного сигнала при $T \leq 10-12$ К. Этот результат дает оценку снизу для $H_{irr}(4.2$ К) и являет дополнительное свидетельство существенно перегретого происхождения характеристик внутреннего эффекта Джозефсона, в подавляющем большинстве измеренных в нулевом поле при 4 К.

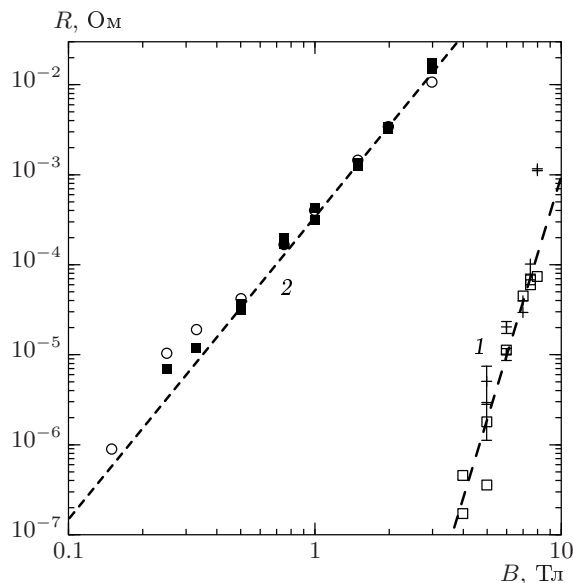


Рис. 11. Влияние поля на величину линейного сопротивления кристалла, определенного из омического участка ВАХ для 21 К (1) и 36 К (2). Штрихами показаны аппроксимации зависимости $R \propto H^\beta$ соответственно с показателями 7 и 3.4

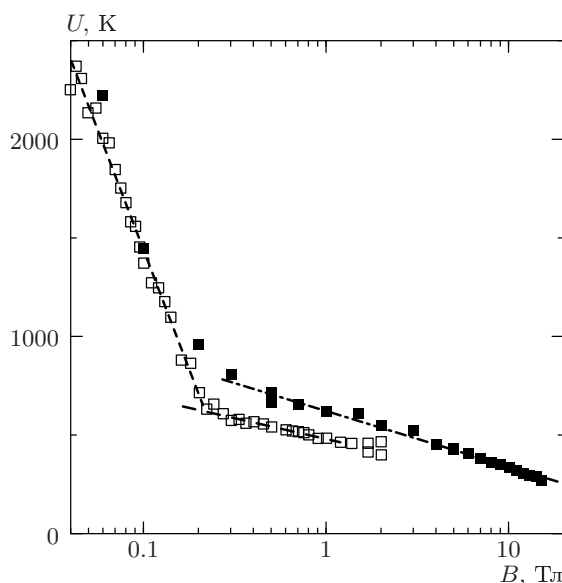


Рис. 12. Зависимость высоты барьера от внешнего поля, определенная из термоактивационной аппроксимации экспериментальной зависимости $R(T)$ для двух кристаллов

аппроксимацию с параметрами $U_0 \approx 100 \pm 20$ К и $H_0 = 200 \pm 30$ Тл, близкими к полученным ранее Скворцовым и Гешкенбейном [41]. В то же время, в отличие от [41], наши результаты демонстрируют заметное возрастание барьеров в слабых полях, также допускающее логарифмическую аппроксимацию, но с иным набором параметров, $U_0 \approx 1500 \pm 500$ К и $H_0 = 0.4\text{--}0.7$ Тл.

Величины U_0 , определенные в рамках этих представлений из результатов аппроксимации $R(B) \propto B^{U_0/T}$ полевых зависимостей поперечного сопротивления кристалла, измеренных при разных температурах, приведены на вставке к рис. 10. Как видно, наблюдается удовлетворительное количественное согласие данных высокочастотных измерений в импульсном поле и результатов квазистационарных измерений в постоянном поле [42]. В первом приближении, «резистивная» величина U_0 практически постоянна в широкой области температур между 20 и 60–70 К, где она коррелирует с оценкой, полученной выше из логарифмической аппроксимации термоактивационного барьера. В то же время данные за пределами этой области демонстрируют систематическое возрастание с температурой выше 60–70 К, а при понижении температуры ниже 16–18 К проявляют тенденцию к резкому уменьшению.

Сопоставление данных, приведенных на основном рис. 10, с результатами СКВИД-магнитометрического исследования релаксации магнитного момента кристалла [43], также представленными на вставке к рис. 10, обнаруживает качественное сходство зависимостей, тем более любопытное, что сравниваются характеристики резистивного и критического состояний, находящихся по разные стороны от линии необратимости, по мнению многих являющейся реальной фазовой границей [44]. Выраженная корреляция результатов, полученных в резистивном и критическом состояниях, явно указывает на общность механизмов явлений. При этом количественные различия данных магнитных и резистивных измерений на вставке к рис. 10, по-видимому, связаны с различиями условий проведения экспериментов. Учитывая, что масштаб полей резистивных опытов на один-два порядка превышает релаксационные и что характерное время резистивных измерений, t_1 , оказывается на несколько порядков меньше времени магнитометрических [45], систематически бóльшие величины «магнитного» барьера, по-видимому, можно связать [45] с логарифмической зависимостью барьера от B и t_1 ; $U \propto \ln(t_1/t_0)$, где t_0 — характерное время системы.

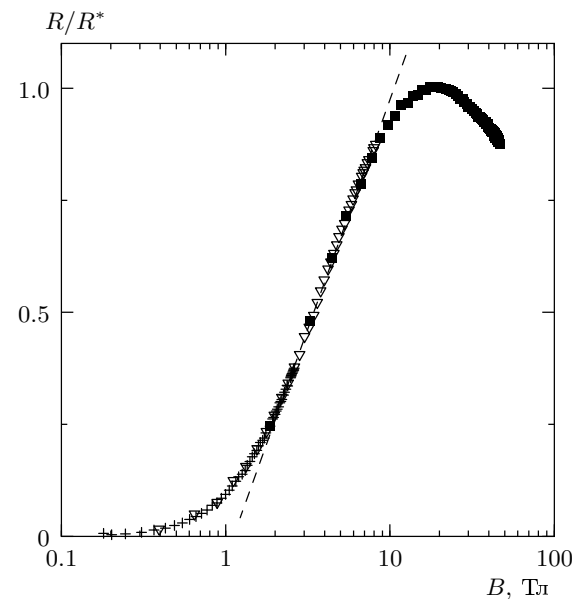


Рис. 13. Полулогарифмическое представление данных рис. 4, иллюстрирующее применимость аппроксимации $R \propto \ln B$ (штрихи)

3.3. Область течения потока и второе критическое поле

Возвращаясь к полевой зависимости магнитосопротивления кристалла в резистивном состоянии (рис. 4), заметим, что с ростом поля при $R/R_N(0) \geq 0.05\text{--}0.1$ наблюдаются отклонения от степенной асимптотики. В свете приведенных в предыдущем пункте аргументов и по аналогии с «традиционными» сверхпроводниками этот переход естественно отождествить со сменой режима течения вихрей в кристалле от термоактивированного к вязкому. Как видно из рис. 4 и 13, зависимость сопротивления от поля в этой области может быть аппроксимирована как линейным, $R \propto B$, так и (в несколько больших полях) логарифмическим законом, $R \propto \ln B$.

Анализ экспериментальных результатов в этой области усложняется температурной зависимостью магнитосопротивления образца в условиях разрушения сверхпроводимости полем. Привлекая результаты изучения магнитосопротивления в нормальном состоянии, изложенные в п. 3.1, удастся разделить температурно-зависящие вклады от нормального и сверхпроводящего состояний. В результате установлено, что влияние температуры на форму зависимости $R(B)$ в смешанном состоянии кристалла BSCCO-2212 заметно отличается от типичного для низкотемпературных сверхпроводников: вместо

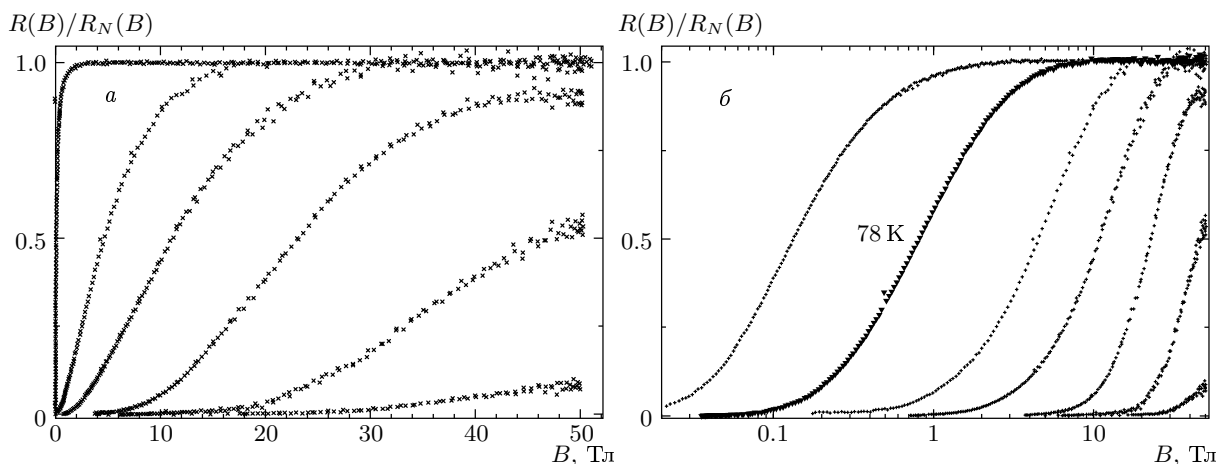


Рис. 14. а) Типичный характер изменения с температурой полевой зависимости межслойного сопротивления кристалла BSCCO-2212 в смешанном состоянии. Представлены нормированные экспериментальные зависимости $R(B)/R_N(B)$, измеренные при $T \approx 16, 20, 30, 45, 57.5$ и 88.7 К (кривые справа налево). б) Те же данные в полулогарифмическом масштабе с добавлением кривой для $T \approx 78$ К

почти параллельного сдвига кривых при понижении температуры наблюдается уменьшение их наклона, в то время как начальная точка практически не смещается. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 14а, где результаты измерений $R(B)$ при нескольких температурах приведены в нормировке на соответствующие полевые зависимости магнитосопротивления в нормальном состоянии. Представленное семейство зависимостей действительно мало похоже на каноническое поведение сверхпроводника в магнитном поле, хотя и приводится к чему-то подобному при представлении тех же данных в полулогарифмическом масштабе, как видно из рис. 14б. Необычный характер эволюции сверхпроводящего перехода на рис. 14 удается объяснить в предположении, что линейное положительное магнитосопротивление в режиме течения потока подчиняется соотношению Бардина–Стефена $R_{FF} \propto R_N B / H_{c2}$. При этом характер изменения с температурой зависимостей $R(B)$ оказывается прямым следствием аномальности зависимости $H_{c2}(T)$, однако, на первый взгляд, применимость самой формулы кажется неочевидной, поскольку эксперименты проведены в формально бесиловой геометрии (поле и ток параллельны). Это противоречие удастся разрешить, учитывая слоистость структуры BSCCO-2212, вследствие которой вихрь состоит из системы абрикосовских вихрей в сверхпроводящих слоях, соединенных бескóровыми джозефсоновскими сегментами. Поскольку позиционные корреляции вихрей в соседних плоскостях легко нарушаются, например, из-за

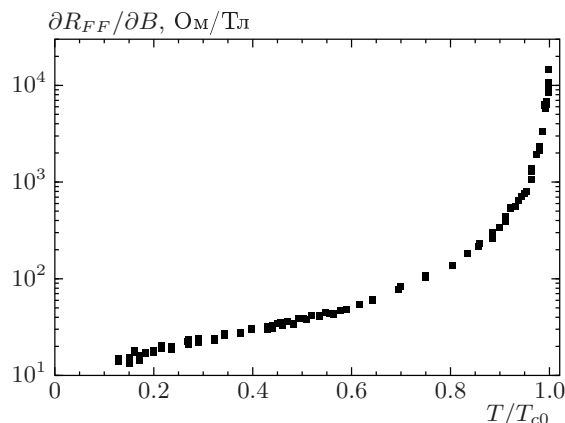


Рис. 15. Типичная температурная зависимость $\partial R_{FF}/\partial B$ — наклона линейного участка кривой $R(B)$ в режиме течения потока

тепловых флуктуаций, это приводит к появлению подверженной силе Лоренца перпендикулярной полю компоненты джозефсоновской «струны». За отсутствием теоретических расчетов для условий опыта это дает некоторые основания для использования формулы Бардина–Стефена, хотя очевидно, что резистивный отклик в геометрии эксперимента существенно зависит от характера взаимодействия струны и кóровой компоненты вихря.

Во всяком случае, экспериментальным фактом является сильная зависимость от температуры наклона линейной части кривой $R(B)$. Типичный результат показан на рис. 15. Из него видно, что ве-

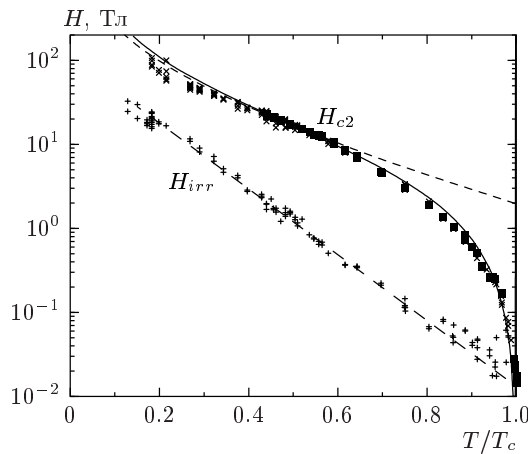


Рис. 16. Температурная зависимость характеристических полей кристалла BSCCO-2212: прямые кресты — значения $H_{irr}(T)$, определенные на фиксированном уровне $R(H)/R_N(0) = 10^{-2}$; квадраты — результаты определения H_{c2} способом, проиллюстрированным на рис. 4; косые кресты — данные, полученные с помощью соотношения Бардина–Стефена. Тонкой сплошной линией показан результат подгонки однопараметрической зависимости [46], штрихами — «псевдо- H_{c2} » [21], длинными штрихами — аппроксимация H_{irr} .

личина наклона $\partial R_{FF}/\partial B$ экспоненциально возрастает с температурой в области низких температур и переходит на заметно более сильный закон при приближении к критической температуре образца. Эта сильная зависимость, очевидно, задает и ход резистивного критического поля, определенного по соотношению Бардина–Стефена как

$$H_{c2}(T) = \frac{R_N(0, T)}{\partial R_{FF}/\partial B}.$$

Действительно, как видно из рис. 15, изменение величины наклона перекрывает три порядка, в то время как в той же области температур нормальное сопротивление изменяется приблизительно на порядок (см. рис. 6 и 7).

При обработке результатов регулярным образом использовалось три подхода к определению величины характеристического поля H_{c2}^* (далее вне зависимости от способа определения для этого «резистивного» верхнего критического поля используется обозначение H_{c2}). Первый способ основывается на формуле Бардина–Стефена, в которой в качестве $R_N(0, T)$ использовались как линейная экстраполяция к $B = 0$ отрицательного магнитосопротивления в условиях подавления сверхпроводимости

поле, так и перемасштабированная величина сопротивления в максимуме зависимости $R(B)$. Типичный результат такой оценки второго критического поля кристалла BSCCO-2212 представлен на рис. 16. Как видно из рисунка, результирующая зависимость качественно отличается от предсказанной для верхнего критического поля в рамках теории БКШ и превосходно согласуется количественно с полученными вторым способом результатами эмпирического определения $H_{c2}(T)$ как точки пересечения экстраполяций соответствующих линейных аппроксимаций: отрицательного магнитосопротивления в нормальном состоянии и положительного магнитосопротивления из области течения потока. Отметим, что второй способ мало отличается от традиционного, где в качестве резистивного поля H_{c2} принимается величина, соответствующая определенному уменьшению сопротивления относительно его значения в нормальном состоянии. В то же время отмеченное количественное согласие результатов в области низких температур, где экстраполяция линейной аппроксимации $R_{FF}(B)$ к $R = 0$ упирается в существенно ненулевое поле, не столь тривиальна.

Наконец, третий метод оценки H_{c2} , использованный в работе, основан на эмпирической аппроксимации $R(B) \propto \ln B$, также удовлетворительно подгоняющей результаты измерений в режиме течения потока при $0.2-0.3 \leq R/R_N \leq 0.7-0.8$. Аналогично предыдущему построению, величина H_{c2} при этом определялась экстраполяцией этой аппроксимации к 1) $R(B)/R^* = 1$ и 2) $R(B)/R_N(0) = 1$. Во втором случае в качестве $R_N(0)$ при низких температурах использовалась экстраполяция простейшей эмпирической аппроксимации данных, $R_N(0) \propto \exp(-T/T_0)$. По самому способу построения очевидно, что полученная таким способом оценка H_{c2} обязана отличаться количественно от упомянутых выше. Тем не менее обнаружено, что эти различия благополучно устраняются простым перемасштабированием (с температурно-независимым коэффициентом, близким к двойке), результат которого с точностью до разброса точек совпадает с зависимостью $H_{c2}(T)$, определенной двумя первыми способами.

Этот результат можно расценить как явное указание на то, что функционально различные эмпирические аппроксимации экспериментальных данных в области течения потока, по-видимому, обязаны своим происхождением единому физическому механизму. К сожалению, автору неизвестно о существовании подходящего к данному случаю теоретического рассмотрения, допускающего сопоставление с экспериментом, так что выбор правдоподобного сценария

рия требует дополнительных теоретических расчетов. Имеющихся экспериментальных данных недостаточно для однозначного отождествления определенного в работе характеристического поля с термодинамическим полем H_{c2} . Однако качественное согласие между характерами температурных зависимостей $H_{c2}(T)$, определенных различными методами, вкупе с количественным совпадением результатов, полученных одним и тем же методом на разных кристаллах с близкими T_c и существенно различными характеристиками нормального состояния, свидетельствует в пользу того, что эти зависимости отражают характеристики конденсата, а не индивидуальные особенности образцов.

Обоснованность последнего утверждения нуждается в дополнительном подкреплении, например, в сравнительном анализе зависимостей $H_{c2}(T)$, оцененных из различных компонент тензора сопротивления кристалла. Результат такого сопоставления представляет особый интерес, поскольку кардинально различный характер температурных зависимостей сопротивлений в базисной плоскости (R_{ab}) и в поперечном направлении (R_c) подразумевает существенно различные механизмы переноса заряда в нормальном состоянии кристалла. Это ставит задачу корректного измерения величины R_{ab} в BSCCO-2212, которая исключительно сложна методически, поскольку требует использования кристаллов, практически не содержащих ступеней на поверхности. К сожалению, до сих пор нам не удалось приготовить таких образцов. Хуже того, внимательное рассмотрение всех известных нам опубликованных результатов исследования R_{ab} для BSCCO-2212 выявило преобладающий вклад от R_c , что делает их полностью непригодными для этой задачи. Почти столь же плачевна ситуация с аналогичными исследованиями BSCCO-2201 — другого представителя класса слоистых сильноанизотропных купратов, обладающих заметно меньшими критическими температурами ($T_c \leq 27$ К). Лишь недавно появилось исследование обеих компонент тензора сопротивления, выполненное на тонких монокристаллических пленках BSCCO-2201, выращенных на вициальной подложке [47], результаты которого, на первый взгляд, свободны от проблемы перемешивания компонент тензора сопротивления. Анизотропия сопротивления этих пленок (около 6000) попадает в коридор значений, типичных для монокристаллов этого семейства ВТСП, что подтверждает высокое качество образцов.

Результаты оценки, аналогичной проведенной в [22], резистивного поля $H_{c2}(T)$ по зависимостям

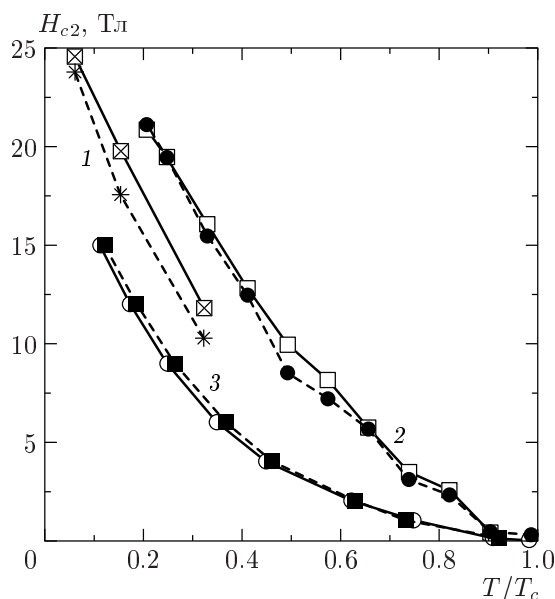


Рис. 17. Сопоставление результатов оценки резистивного поля $H_{c2}(T)$ по температурным зависимостям удельных сопротивлений ρ_{ab} и ρ_c одного и того же образца BSCCO-2201. Сплошными линиями соединены точки, определенные из $\rho_c(T)$, штрихами — из $\rho_{ab}(T)$. Цифрой 1 обозначены оценки $H_{c2}(T)$ для передопированного кристалла с $T_c \approx 13$ К [28], а 2 — для одной из недоопированных пленок с $T_c \approx 24.3$ К, изученных в [47]; для последней дополнительно приведены результаты оценки характеристического поля на уровне $R/R_N = 0.3$, обозначенные цифрой 3

$R_{ab}(T)$ и $R_c(T)$ из [47], полученные в [48], показаны на рис. 17. Наблюдается более чем удовлетворительное согласие между зависимостями, определенными из разных компонент тензора сопротивления. Кроме того, не обнаружено аномального влияния уровня легирования вещества на результирующую зависимость $H_{c2}(T)$, как следует из сопоставления кривых, определенных из результатов работ [47] и [28] соответственно для слегка недоопированных пленок Занга и передопированного кристалла Андо. Наконец, получены совпадающие (в масштабе рис. 17) зависимости $H_{c2}(T)$ для пленок Занга [47] с близкими T_c , но существенно различными характеристиками вихревой системы, что подтверждается двукратным различием активационных энергий. В отсутствие прямых измерений для BSCCO-2212 совокупность результатов, полученных для подобного соединения (рис. 17), косвенно свидетельствует в пользу адекватности выводов и оценок настоящей работы, основанных на анализе межслойного сопро-

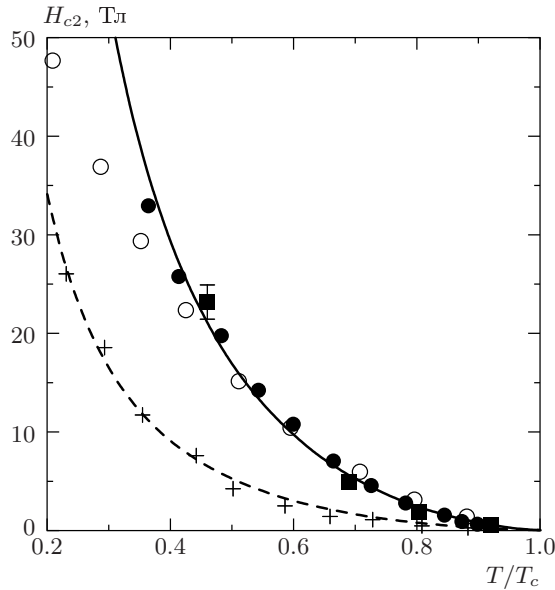


Рис. 18. Сопоставление результатов оценки $H_{c2}(T)$ настоящей работы (сплошная линия) для кристалла с $T_{c0} \approx 93.2$ К с данными для передопированных образцов BSCCO-2212 с $T_c \approx 87$ К [36] (квадраты), 67 и 78 К [49] (соответственно светлые и черные кружки). Крестами показаны данные для недодопированного образца [49] с $T_c \approx 68$ К, штрихи — их аппроксимация моделью из [46]

тивления.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оценка второго критического поля, полученная в работе, хорошо коррелирует с результатом предшествующего исследования [22], тем самым, в частности, обосновывая адекватность предположений и корректность сложной многоступенчатой процедуры экстраполяционной оценки $H_{c2}(T)$, предложенной в [22]. Кроме того, представленная на рис. 16 зависимость получила косвенное экспериментальное подтверждение в уже упоминавшейся работе группы Сузуки [36], где не только продемонстрирована линейность ВАХ в этой области, но и представлены зависимости омического сопротивления от магнитного поля, качественно согласующиеся с данными рис. 14 и допускающие оценку H_{c2} . При этом, как видно из рис. 18, температурная зависимость верхнего критического поля, определенная по кривым из работы [36], количественно согласуется с результатами настоящей работы. Следует отметить при этом, что, несмотря на весьма сомнительное согласие экс-

перимента с теоретической аппроксимацией, авторы работы [36] интерпретировали зависимости $R(B)$ в рамках модели, связывающей межслойную диссипацию с флуктуациями разности фаз между слоями.

Полученная зависимость $H_{c2}(T)$, как видно из рис. 16, демонстрирует отрицательную кривизну во всем диапазоне температур вдали от T_c и более чем на четырех порядках изменения магнитного поля. Такой характер поведения противоречит предсказаниям теории БКШ, однако в первом приближении качественно согласуется с результатами определения резистивного верхнего критического поля, полученными ранее для представителей целого ряда других семейств из числа так называемых экзотических сверхпроводников, включающих, в частности, ВТСП [20]. Хотя ограниченность доступного диапазона полей не позволила проследить зависимость при низких температурах, экстраполяция эмпирической низкотемпературной асимптотики $H_{c2} = H_{c2}(0) \exp(-T/T^*)$, $T^* = 18 \pm 2$ К, позволяет грубо оценить величину $H_{c2}(0) \approx 220 \pm 30$ Тл (близкую к оценке парамагнитного предела в модели БКШ) и $\xi_{ab}(0) \approx 12$ Å; последняя оказывается порядка характерного расстояния между носителями, что также указывает на неприменимость канонической теории БКШ. Любопытно, что эти оценки попадают в коридор цитируемых значений, полученных для BSCCO-2212, посредством вертхамеровской экстраполяции [11] к $T \rightarrow 0$ результатов флуктуационного анализа магнитосопротивления и намагниченности вблизи критической температуры: $H_{c2}(0) \approx 22\text{--}400$ Тл, $\xi_{ab}(0) \approx 9\text{--}38$ Å.

Следует отметить, что аномальная зависимость верхнего критического поля, полученная из резистивных измерений в передопированных ВТСП, в ряде работ, например [4], отождествлялась с так называемой линией необратимости, разграничивающей области существования незатухающих сверхтоков и вихревой жидкости. В настоящей работе поле необратимости определялось на фиксированном уровне $R(H)/R_N(0) = 10^{-2}$, что, очевидно, дает весьма грубую оценку сверху истинного значения H_{irr} [42]. С учетом этого очевидные из данных рис. 16 количественные и качественные различия зависимостей $H_{irr}(T)$ и $H_{c2}(T)$ для одного и того же кристалла указывают на неправомочность отождествления резистивного поля $H_{c2}(T)$ с характеристиками вихревого ансамбля.

Как упоминалось выше, изящное теоретическое построение [21] дало основания к более изощренной интерпретации аномального хода зависимостей $H_{c2}(T)$ в передопированных купратах. На рис. 16

приведен результат подгонки наших данных двухпараметрическим соотношением для «псевдо- H_{c2} »: $H_{c2} \propto T^{-1} \exp(-T/T_0)$, полученным в [21] в рамках упомянутого модельного рассмотрения проводимости сверхпроводящей матрицы, содержащей систему мелких включений с более высокой T_c . Как видно из рис. 16, согласие теории с экспериментальными результатами оставляет желать лучшего, в особенности при высоких температурах. Кроме того, экспериментальные зависимости $R(T, B)$ изученных кристаллов не имели различимых особенностей выше T_c , как можно было бы ожидать в случае применимости модели. Таким образом, результаты эксперимента свидетельствуют о неприменимости выводов этой теории к предмету настоящего исследования.

В то же время полученная в работе зависимость удовлетворительно аппроксимируется целым рядом иных соотношений, как, например, двухпараметрической зависимостью, предсказанной для плавления вихревой решетки, что, очевидно, следует считать случайным совпадением, поскольку существование вихревого кристалла в условиях непренебрежимого резистивного отклика, сопоставимого с R_N , кажется маловероятным. Кроме того, начальный участок полученной зависимости $H_{c2}(T)$ удовлетворительно согласуется с предсказанным в рамках модели $3D-XU$, предполагающей доминирование вклада критических флуктуаций вблизи T_{c0} [50]. Отметим, однако, что последний вывод получен в [50] с использованием немотивированно завышенной величины T_{c0} , что, на наш взгляд, несколько снижает его достоверность. Наконец, отрицательная кривизна зависимости $H_{c2}(T)$ была недавно получена в [51]. В этой работе вычисления в рамках $2D$ -модели Хаббарда с сильным отталкиванием проводились в предположении совпадения особенности Ван Хофа с уровнем Ферми. К сожалению, в цитируемой работе отсутствуют упоминания о пределах применимости формул, что несколько обесценивает удовлетворительное согласие между трехпараметрической теоретической асимптотикой и экспериментальной зависимостью dH_{c2}/dT , полученное в широкой области температур, $T/T_c \leq 0.9$.

Существенно лучшее согласие теории с экспериментом, как видно из того же рис. 16, получено при аппроксимации экспериментальных данных однопараметрической зависимостью $H_{c2} = H_0(\tau^{-1} - \tau^{1/2})^{3/2}$, предсказанной в рамках теории локальных пар [46] ($\tau = T/T_{c0}$, $H_0 \propto \Phi_0/\xi^2$, Φ_0 — квант потока, а ξ — корреляционная длина теории). Учитывая, что в данном случае вариация параметра сводится к тривиальному перемасштаби-

рованию, полученное согласие может трактоваться в пользу применимости теории [46].

В этой связи уместно отметить недавние измерения сопротивления кристаллов BSCCO-2212, различающихся уровнем легирования [49]. Установлено, что зависимости $H_{c2}(T)$, оцененные описанным выше способом для двух передополированных кристаллов с T_c , близкими к 78 и 67 К [49], не только качественно согласуются с нашими данными (см. рис. 18), но практически совпадают друг с другом и данными работы [36] при их представлении в зависимости от приведенной температуры. Таким образом, эти результаты можно расценивать как дополнительное независимое указание в пользу адекватности модели [46], поскольку она не только аппроксимирует экспериментальные данные, но позволяет качественно объяснить нетривиальный результат, показанный на рис. 18. Действительно, слабая чувствительность к уровню легирования исходно содержится в модели [46] в силу малости показателя степени при отношении l/n (длины свободного пробега l к концентрации носителей n в параметре теории $\xi = (l/n)^{0.25}$). Кроме того, экранировка примесных центров носителями, в принципе, может привести к росту l при повышении уровня легирования. В этом гипотетическом случае отношение l/n может оказаться практически не зависящим от n , чем, возможно, и объясняется как совпадение результатов (рис. 18), так и заметное различие данных для недополированного образца [49].

Следует отметить, что наряду с вполне удовлетворительным описанием сверхпроводящих характеристик, приближение локальных пар [46], даже специально переработанное для нашего случая, лишь качественно согласуется с экспериментом при описании свойств нормального состояния [25]. В то же время квазилинейный характер продольного отрицательного магнитосопротивления в нормальном состоянии кристалла, являющийся одним из наиболее интересных результатов данной работы, безусловно заслуживает более детального анализа. В этой связи особого внимания требует статья лос-аламосской группы [30], авторы которой не только повторили измерения и воспроизвели часть экспериментальных результатов [23], но и предложили альтернативное объяснение эффекта, основанное на рассмотрении туннелирования куперовских пар и квазичастиц в слоистом сверхпроводнике с d -спариванием. Согласно [30], обнаруженный в [23] максимум зависимости $R(B)$ проистекает из конкуренции этих двух вкладов. Принципиальным и экспериментально контролируемым выводом предложенного в [30] описания

является существенно нелинейный характер ВАХ в режиме джозефсоновского туннелирования в отличие от линейного характера для квазичастичного туннелирования и для режима течения потока. В качестве прямого доказательства нелинейности отклика авторами работы [30] привлекается наблюдение сильного искажения зависимости $R(B)$ в результате двукратного увеличения измерительного тока.

Этот вывод противоречит как результатам настоящего исследования, так и данным других авторов (см., например, [36]), зарегистрировавших линейность отклика в области малых токов. Противоречие результатов сходных экспериментов не удается объяснить формой ВАХ на рис. 8, поскольку характерные величины, при которых отклонения от линейности ВАХ наблюдались экспериментально, превосходят использованные в [30] на 1.5–2.5 порядка⁸⁾. В то же время нельзя исключить, что отмеченные противоречия обязаны специфическим особенностям измерений в импульсном поле, осложненных паразитными перегревами образца индукционными токами (см. п. 2.2). Действительно, хотя максимальная скорость изменения поля в [30] была почти в 60 раз меньше, чем $(\partial B/\partial t)_{max}$ в наших опытах, их кристалл в 60 раз превосходил по площади образец, проявлявший выраженные признаки индукционного перегрева в нашей установке (рис. 2), и приблизительно в 500 раз — кристаллы, для которых получены основные результаты данной работы. Хотя представленные в [30] данные не допускают регулярной (см. п. 2.2) проверки роли индукционного перегрева, тождественное совпадение величин B^* , определенных в импульсе с $B_{max} = 30$ Тл при 50 К и 60 Тл при 42 К (четырекратно различающихся по величине паразитной мощности, рассеиваемой в кристалле), определенно указывает на заметное влияние перегрева. Дополнительным указанием на роль перегрева служит ослабление зависимостей $R^*(T)$ и $V^*(T)$ ниже 40–50 К, обнаруженное в [30].

Очевидно, что в условиях перегрева образца любая дополнительная диссипация с неизбежностью усугубляет эффект. Это, в частности, должно проявляться в согласованном уменьшении величин R^*

⁸⁾ Исследуемый в [30] кристалл с $T_{c0} = 89$ К и $\rho_c(100 \text{ К}) \approx 20$ Ом·см занимает промежуточное положение между нашими кристаллами с $T_{c0} > 91$ К и $\rho_c(100 \text{ К}) \approx 15$ Ом·см и кристаллом из [36] с $T_{c0} = 87$ К и $\rho_c(100 \text{ К}) \approx 33$ Ом·см. Учитывая, что характерный масштаб плотностей тока, на котором ВАХ отклоняется от линейной зависимости, в обоих случаях составляет 10–50 А/см², нет оснований полагать, что в Лос-Аламосе это происходит при в сто раз меньших плотностях.

и V^* при увеличении тока, что коррелирует с наблюдениями [30]. В рамках этого сценария дополнительный перегрев кристалла из-за двукратного роста тока оценен количественно [48] по смещению положения и амплитуды максимума зависимости $R(B)$ [30]. Приведенная к измерениям при одной и той же плотности тока температура кристалла определялась независимо по обоим экспериментальным кривым $V^*(T)$ и $R^*(T)$. Согласующиеся оценки перегрева, 3 ± 0.5 К и 2.1 ± 0.7 К, полученные таким образом соответственно для номинально 35 К и 55 К, убедительно свидетельствуют в пользу перегревной природы эффекта и дают правдоподобное объяснение упомянутого выше противоречия, попутно делая тривиальным и ключевой экспериментальный результат работы [30].

Таким образом, представляется весьма вероятным, что отмеченные противоречия между нашими результатами и данными из [30] связаны с определяющим влиянием перегревов на последние. Тем самым, лишается экспериментального основания трактовка отрицательного магнитосопротивления в терминах квазичастичного туннелирования в сверхпроводнике с нетривиальным спариванием и теряет смысл способ разделения джозефсоновского и квазичастичного вкладов в полное сопротивление [30].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано межслойное магнитосопротивление в нормальном и смешанном состояниях монокристаллов квазидвумерного слоистого ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ (BSCCO-2212) с $T_c > 91$ К и предпринята попытка самосогласованного описания экспериментальных результатов, полученных в контролируемых условиях линейности отклика кристалла и пренебрежимой малости индукционных перегревов.

В результате определен характер продольного магнитосопротивления кристалла в нормальном состоянии и в условиях подавления сверхпроводимости сильным магнитным полем. Получена экстраполяционная оценка $R_N(0, T)$ — межслойного сопротивления в отсутствие сверхпроводимости, — удовлетворительно согласующаяся с результатами исследования разрушения сверхпроводимости импульсным током. На основании этих результатов и анализа современных литературных данных предложена интерпретация происхождения «квазичастичного» сопротивления в BSCCO-2212.

В области формирования резистивного состоя-

ния экспериментально установлен характер изменения омического сопротивления с полем и температурой и показано, что самосогласованное описание всего массива экспериментальных данных возможно в рамках ограниченного класса теоретических моделей вихревого состояния в ВТСП; обнаружена корреляция эффективных барьеров, определенных экспериментально по обе стороны от линии необратимости $H_{irr}(T)$ и предположено единство их происхождения.

Аргументировано, что смена характера резистивных зависимостей, обнаруженная при возрастании сопротивления выше $(0.05-0.1)R_N$, отражает переход от термоактивированного течения флюксонов к вязкому, и экспериментально установлен характер зависимости $R(B)$ в последнем режиме. Предложен способ разделения температурно-зависящих вкладов от нормального и резистивного состояний в полное магнитосопротивление кристалла и установлен аномальный характер влияния температуры на форму сверхпроводящего перехода в магнитном поле. Оценено поле формирования сверхпроводящего зародыша в BSCCO-2212, $H_{c2}(T)$, и для широкого диапазона уровней легирования обнаружена количественная корреляция оценок $H_{c2}(T/T_c)$. Систематическим анализом результатов исследований BSCCO-2201 обнаружено количественное согласие величин H_{c2} , определенных по плоскостному и межслойному сопротивлениям, трактуемое в пользу адекватности способа определения $H_{c2}(T)$, использованного в работе.

Проведено сравнение полученных результатов с теоретическими зависимостями для верхнего критического поля, продемонстрирована неприменимость теории БКШ для этого случая и установлено, что экспериментальная кривая $H_{c2}(T)$ удовлетворительно описывается однопараметрической зависимостью, предсказанной для $H_{c2}(T)$ в бозонном пределе.

Наконец, детально проанализировано альтернативное объяснение результатов в рамках теории межслойного туннелирования куперовских пар и квазичастиц в слоистом сверхпроводнике с d -спариванием и установлено, что основные выводы модели противоречат экспериментальным фактам.

Работа выполнена в рамках проектов, поддержанных Leverhulme Trust (Ref: F/00261/H), РФФИ (проект 01-02-16532) и частично Советом по сверхпроводимости (проект 96115). Автор особенно признателен М. Спрингфорду (M. Springford), А. С. Александрову и В. Б. Гешкенбейну за мно-

гочисленные полезные обсуждения, С. Хайдену (S. Hayden) и Д. Т. Янсену (D. T. Janssen) за полезные методические советы и практическую помощь при отработке методики измерений, персоналу Лаборатории низких температур за гостеприимство, моральную поддержку и техническую помощь, а целому ряду членов кофе-клуба ИФП им. П. Л. Капицы за стимулирующие дискуссии и доброжелательную атмосферу.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. M. Charalambous, J. Chaussy, P. Lejay, and V. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 436 (1993).
3. E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski et al., *Nature* **375**, 373 (1995).
4. J. R. Cooper, J. W. Loram, and J. M. Wade, *Phys. Rev. B* **51**, 6179 (1995).
5. A. A. Varlamov, *Physica C* **282-287**, 248 (1997); A. I. Larkin and A. A. Varlamov, in *Physics of Conventional and Unconventional Superconductors*, ed. by K. H. Benneman and J. B. Ketterson, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (2001), p.
6. R. Jin, A. Shilling, and H. R. Ott, *Phys. Rev. B* **49**, 9218 (1994).
7. W. E. Lawrence and S. Doniach, in *Proc. of the 12th Int. Conf. on Low-Temperature Physics*, Kyoto, ed. by E. Kanda, Keigaki Publishing Ltd., Tokyo, Japan (1971), p. 361.
8. Quiang Li, K. Shibutani, M. Suenaga et al., *Phys. Rev. B* **48**, 9877 (1993).
9. A. Pomar, M. V. Ramallo, J. Mosqueira et al., *Phys. Rev. B* **54**, 7460 (1996).
10. Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **37**, 833 (1959).
11. N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.* **147**, 295 (1966).
12. U. Welp, W. K. Kwok, K. G. Vandervoort, et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1908 (1989).
13. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3090 (1990).
14. C. Escribe-Filippini et al., *J. Phys. C* **210**, 133 (1993).
15. Z. Tesanovic, L. Xing, L. Bulaevskii et al., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3563 (1992).

16. D. E. Prober, M. R. Beasley, and R. E. Schwall, *Phys. Rev. B* **15**, 5245 (1977).
17. A. P. Mackenzie, S. R. Julian, G. G. Lonzarich et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1238 (1993).
18. M. S. Osofsky, R. J. Soulen, S. A. Wolf et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2375 (1993).
19. D. J. C. Walker, O. Labrode, A. P. Mackenzie et al., *Phys. Rev. B* **51**, 9375 (1995).
20. B. Brandow, *Phys. Rep.* **296**, 1 (1998).
21. V. B. Geshkenbein, L. B. Ioffe, and A. J. Millis, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5778 (1998).
22. A. S. Alexandrov, V. N. Zavaritsky, W. Y. Liang, et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 983 (1996).
23. В. Н. Заварицкий, М. Спрингфорд, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 420 (1998).
24. В. Н. Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 116 (2000).
25. V. N. Zavaritsky, M. Springford, and A. S. Alexandrov, *Europhys. Lett.* **51**, 334 (2000); *Physica B* **294–295**, 363 (2001).
26. S. L. Cooper and K. E. Gray, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors-IV*, ed. by D. M. Ginsberg, World Scientific, Singapore (1994), p. 61.
27. Н. В. Заварицкий, В. Н. Заварицкий, А. П. Макензи и др., *Письма в ЖЭТФ* **60**, 188 (1994).
28. Y. Ando, G. S. Boebinger, A. Passner et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2065 (1996); *Physica C* **282**, 240 (1997).
29. G. Briceno, M. F. Crommie, and A. Zettl, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2164 (1991).
30. N. Morozov, L. Krusin-Elbaum, T. Shibauchi et al., E-print archive, cond-mat/9912194; *Physica C* **341**, 1511 (2000).
31. В. Н. Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 543 (1999).
32. Y. F. Yan, P. Matl, J. M. Harris, and N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **52**, R751 (1995).
33. T. Yasuda, M. Tonouchi, and S. Takano, *Czech. J. Phys.* **46**, 1265 (1996); *Physica C* **289**, 109 (1997).
34. A. Yurgens, D. Winkler, N. V. Zavaritsky, and T. Claeson, *Physica C* **282**, 2293 (1997).
35. Yu. L. Latyshev, T. Yamashita, L. N. Bulaevskii et al., E-print archive, cond-mat/9903256.
36. M. Suzuki, T. Watanabe, and A. Matsuda, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4248 (1998); **82**, 5361 (1999).
37. V. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler et al., E-print archive, cond-mat/0002094.
38. C. E. Gough, P. J. Thomas, J. C. Fenton, and G. Yang, E-print archive, cond-mat/0002246.
39. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Physica C* **167**, 177 (1990); L. Burlachkov, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin et al., *Phys. Rev. B* **50**, 16770 (1994).
40. H. J. Jensen, P. Minnhagen, E. Sonin, and H. Weber, *Europhys. Lett.* **20**, 463 (1992).
41. М. А. Скворцов, В. Б. Гешкенбеин, *ЖЭТФ* **105**, 1379 (1994).
42. В. Н. Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 629 (1997).
43. В. Н. Заварицкий, Н. В. Заварицкий, *Письма в ЖЭТФ* **54**, 25 (1991); V. N. Zavaritsky and N. V. Zavaritsky, *Physica C* **185–189**, 2142 (1991).
44. Л. Н. Булаевский, частное сообщение (2000).
45. Y. Yeshurun, A. P. Malozemoff, and A. Shaulov, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 911 (1996).
46. A. S. Alexandrov, *Phys. Rev. B* **48**, 10571 (1993); A. S. Alexandrov, V. V. Kabanov, and N. F. Mott, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4796 (1996).
47. Y. Z. Zhang, R. Deltour, J.-F. de Marneffe et al., *Phys. Rev. B* **61**, 8675 (2000).
48. V. N. Zavaritsky, M. Springford, and A. S. Alexandrov, E-print archive, cond-mat/0011192.
49. T. Shibauchi, L. Krusin-Elbaum, Ming Li et al., E-print archive, cond-mat/0104261.
50. T. Schneider, E-print archive, cond-mat/0001258.
51. Р. О. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 71 (1997).