

02,19

Формирование Ферми-дуг при $T \ll T_c$ в окрестности d -волновых узлов структурно неоднородных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$

© Л.Г. Мамсурова¹, Н.Г. Трусевич^{1,¶}, Л.И. Трахтенберг^{1,2}

¹ Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семёнова РАН, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

¶ E-mail: trousevich@gmail.com

Поступила в Редакцию 7 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 7 апреля 2021 г.

Принята к публикации 11 апреля 2021 г.

Для оптимально допированных высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ рассмотрено влияние структурной неоднородности на сверхпроводящую щель вблизи d -волновых узлов. С этой целью исследована теплоемкость в области температур $T = 2-10$ К и в магнитных полях $H = 0-9$ Т для серии мелкокристаллических образцов, обладающих разной степенью контролируемого структурного разупорядочения.

Получена информация об особенностях сверхпроводящей щели вблизи d -волновых узлов в структурно-разупорядоченных образцах. Показано, что d -волновые узлы, свойственные идеальной кристаллической структуре, под влиянием структурного беспорядка видоизменяются с образованием в окрестности нодальной точки при $T \ll T_c$ дуг Ферми малых размеров, не покрытых сверхпроводящей щелью. При этом сама щель сохраняется при $T \leq T_c$ в остальных направлениях зоны Бриллюэна и сосуществует с дугами Ферми. Такое преобразование сопровождается увеличением крутизны нодального наклона, уменьшением эффекта Волоника и порождением линейного члена $\gamma(0)T$ металлического типа в температурной зависимости теплоемкости, которого не должно быть в сверхпроводниках с идеальной кристаллической структурой и природа которого до сих пор не была установлена.

Ключевые слова: сверхпроводимость, ВТСП, структурное разупорядочение, низкотемпературная электронная теплоемкость, магнитное поле, эффекты распаривания, d -волновые узлы, Ферми-дуги.

DOI: 10.21883/FTT.2021.08.51151.079

1. Введение

Купратные d -волновые сверхпроводники с высокими температурами сверхпроводящего перехода (ВТСП) и, в частности, соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ ($T_c \approx 92$ К), по-прежнему представляют большой интерес, главным образом, потому, что их сложная электронная система продолжает демонстрировать свойства, ранее вообще не наблюдавшиеся.

Так, фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) обнаружила существование несвязных частей поверхности Ферми, называемых дугами Ферми (Fermi arcs), которые присутствуют в псевдощелевом состоянии ВТСП-купратов, (см., обзоры [1,2]). Еще в ранних работах (см., например, [3]) было продемонстрировано, как существующий при $T < T_c$ d -волновой узел становится дугой, не покрытой щелью при $T \geq T_c$. Эта дуга расширяется с увеличением температуры, образуя полную поверхность Ферми лишь при температуре перехода из псевдощелевого состояния T^* . Реконструкции поверхности Ферми в псевдощелевом состоянии купратов и образованию дуг Ферми посвящены и ряд теоретических работ (см., например, [4,5]). Необходимо особо отметить обзор [6], где представлено

наиболее полное обобщение имевшейся на то время информации о новых формах квантовой материи в сильно коррелированных системах, какими являются оксиды меди. В одной из недавних работ [7], представлены новые данные, утверждающие, что Ферми-дуги являются результатом сосуществования в конкретном соединении ВТСП сверхпроводящей щели, псевдощели, а также антиферромагнитных спиновых флуктуаций, которые ограничивают когерентную сверхпроводящую щель в купратах.

В настоящей работе приводятся экспериментальные свидетельства того, что такое явление, как Ферми-дуги малых размеров, существует и в сверхпроводящем состоянии при $T \ll T_c$ (без связи с псевдощелевой особенностью ВТСП-купратов). Полученные результаты базируются на исследовании низкотемпературной теплоемкости серии структурно-неоднородных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$. Принимая во внимание данные магнитных измерений для тех же образцов, мы приводим экспериментальные свидетельства существования непокрытых сверхпроводящей щелью Ферми-дуг в окрестности d -волновых узлов при $T \ll T_c$. Данное явление в этом случае обусловлено эффектом распаривания, являющимся следствием наличия структурного беспорядка —

неотъемлемого свойства купратных ВТСП, присущего, в частности, и псевдощелевой фазе.

Как известно, электронную теплоемкость d -сверхпроводников (ВТСП) в области самых низких температур определяют квазичастичные состояния в окрестности d -волновых узлов, в которых сверхпроводящая щель стремится к нулю [8].

Известно также, что конечная крутизна сверхпроводящей щели вблизи узлов приводит к линейной зависимости от температуры низкоэнергетической плотности состояний $N(\varepsilon)$ и, соответственно, к квадратичному члену в выражении для теплоемкости ($\sim \alpha T^2$) при $T \rightarrow 0$ и $H = 0$ [8]. В достаточно сильном магнитном поле (H) такой квадратичный член подавляется и замещается другим линейным по температуре узловым членом $\sim A_V \sqrt{HT}$. Присутствие данного члена было предсказано Воловиком [9]. Им было показано, что в смешанном состоянии сверхток вокруг коров вихрей приводит к доплеровскому сдвигу спектра квазичастичных возбуждений. Этот сдвиг дает заметный эффект именно вблизи d -волновых узлов, где он сравним с шириной исчезающей сверхпроводящей щели. В результате оказываются доступными дополнительные квазичастичные состояния, также вносящие вклад в теплоемкость.

Согласно экспериментальным данным [10,11] при $H = 0$ и $2 \leq T \leq 10$ К теплоемкость монокристаллов ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ хорошо описывается выражением

$$C(T) = A/T^2 + \gamma(0)T + \alpha T^2 + \beta T^3 + \delta T^5, \quad (1)$$

а в присутствие магнитного поля теплоемкость приобретает вид

$$C(T) = (\gamma(0) + A_V \sqrt{H})T + \beta T^3 + \delta T^5 + n_{Sch} C_{Sch}(\Delta_{Sch}/k_B T). \quad (2)$$

Здесь, кроме упомянутых электронных узловых членов, присутствуют два фононных члена (дебаевский член $\sim T^3$ и член $\sim T^5$, учитывающий ангармонизм колебаний решетки), а также вклад в теплоемкость, имеющий вид аномалии типа Шоттки, являющийся функцией числа центров Шоттки (n_{Sch}) и величины расщепления энергетических уровней (Δ_{Sch}). (При $H = 0$ максимум такой аномалии находится в области сверхнизких температур (≤ 1 К), поэтому при $T > 2$ К виден лишь ее „хвост“ ($\sim T^{-2}$) см. выражение (1)).

Обращает внимание, что для любых образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ фиксируется линейный член $\gamma(0)T$ (где $\gamma(0) = \gamma(H = 0)$), не свойственный сверхпроводникам, а скорее уместный для металлов, поскольку предполагает не изменяющуюся с температурой плотность состояний. Отметим, что до последнего времени единого мнения о природе этого члена нет. Если в ранний период исследований купратных ВТСП в ряде работ полагали, что линейный член теплоемкости $\sim \gamma(0)T$ не является внутренним свойством образца, но связан с присутствием несверхпроводящих включений и примесных фаз [12], то

позже те же авторы в составе расширенного авторского коллектива [13] не сомневались, что линейный член $\gamma(0)T$ присутствует для всех $YBaCuO$.

В частности, работе [11], в которой подробно исследовалась низкотемпературная теплоемкость монокристалла $YBa_2Cu_3O_7$, утверждается, что линейный член $\gamma(0)T$ неизвестной природы не может быть вызван рассеянием на примесях.

В наших работах [14,15] было показано, что данный член $\gamma(0)T$ возрастает при переходе от моно- к поликристаллам $YBa_2Cu_3O_y$, а также при уменьшении содержания кислорода в поликристаллических образцах. Было обнаружено, что при увеличении степени структурной неоднородности линейный по температуре член становится аномально большим, и высказано предположение, что структурное разупорядочение подавляет сверхпроводящую щель не только в узловой (нодальной) точке, но и вблизи нее [15].

Известно, что структурный беспорядок (в разной степени свойственный практически всем реальным образцам ВТСП) играет роль распаривающего фактора [8]. Именно вблизи d -волновых узлов, в которых сверхпроводящая щель стремится к нулю, влияние структурного беспорядка, как распаривающего фактора, должно особенно усиливаться. В связи с этим, идентификация узловых членов теплоемкости в структурно разупорядоченных образцах представляет особую ценность, поскольку позволяет получить данные о реальном поведении щелевой функции в окрестности d -волновых узлов и, в частности, об изменении (вследствие структурного разупорядочения) крутизны нодального наклона сверхпроводящей щели (v_Δ) в направлении, перпендикулярном линии узлов [8]:

$$A_V = \frac{4k_B^2}{3\hbar} \left(\frac{\pi}{\Phi_0} \right)^{1/2} (bV_{mol}a/dv_\Delta). \quad (3)$$

Здесь A_V — параметр Воловика, b и d — число CuO_2 плоскостей на элементарную ячейку и расстояние между ними, $a = 0.465$ для треугольной решетки вихрей, Φ_0 — квант магнитного потока, V_{mol} — молярный объем.

Цель настоящей работы состоит в получении прямой информации о поведении сверхпроводящей щели вблизи d -волновых узлов в зависимости от степени структурной неоднородности.

Такую информацию, в частности, может предоставить наблюдение за изменением эффекта Воловика по мере изменения степени структурного разупорядочения. В данной работе приводятся результаты подробных измерений низкотемпературной теплоемкости в диапазоне температур $T = 2-10$ К и в различных магнитных полях $H = 0-9$ Т для серии оптимально допированных образцов $YBa_2Cu_3O_{6.92}$. Для данных образцов было реализовано контролируемое структурное разупорядочение и ранее [16,17] были исследованы магнитные свойства в зависимости от этого фактора. Теплоемкость измерялась релаксационным методом на установке PPMS (Quantum Design).

2. Образцы. Особенности синтеза и структурных характеристик

Исследования проводили на 3-х мелкокристаллических образцах ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ с различными средними размерами кристаллитов $\langle D \rangle$ в микронном и субмикронном диапазонах, синтезированных из механоактивированной высокодисперсной и рентгеноаморфной смеси исходных компонентов: Y_2O_3 , CuO , BaO_2 [18] в неравновесных условиях, связанных с высокоскоростным формированием структуры при пониженных температурах ($T_{\text{ан}}$) и временах ($\tau_{\text{ан}}$) отжига. Как известно, температура отжига является основным параметром твердотельного диффузионного процесса, в ходе которого происходит упорядочение катионов.

Насыщение образцов кислородом осуществляли одинаковым способом. В результате по данным йодометрического титрования все три образца характеризовались оптимальными значениями $y = 6.92 \pm 0.03$.

Для всех 3-х образцов была реализована орторомбическая структура со свойственным мелкокристаллическим образцам видом рентгеновских дифрактограмм с существенным перекрытием близкорасположенных рефлексов.

Из рентгеновских данных (см., например, рис. 1) следовало, что структура исследуемых образцов не содержит примесных фаз, таких, как купрат бария (BaCuO_2) или „зеленая фаза“ (Y_2BaCuO_5), которые чаще всего проявляются при синтезе другими методами. Отсутствие подобных примесей обеспечивается совокупностью нескольких факторов. Во-первых, механический помол с дозой $D \geq 10 \text{ kJ/g}$ приводит смесь исходных компонентов в рентгеноаморфное состояние, т. е. частично разрушает связь между ионами, существовавшую в исходных компонентах. В этом случае реакция образования искомого соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ при помещении данной смеси в горячую печь при $T \geq 810^\circ\text{C}$ протекает, минуя стадии образования каких-либо промежуточных продуктов реакции, которые в конечном итоге служат источниками возможных примесных фаз.

Однако при этом следует отметить, что для любых механоактивированных образцов нельзя полностью исключить присутствие намола от материала мельницы и шаров, даже в случае предварительного омеднения их поверхностей. Для исследуемых образцов, как видно из рис. 1, предполагаемое количество намола оказалось столь малым, что рентгеновская дифрактограмма его не фиксирует. Необходимо иметь в виду, что все три образца были приготовлены из одной порции помолотого порошка. Поэтому, если наличие металлического намола и сказывается на свойствах, то — одинаково для всех трех образцов. Любые отличительные особенности в свойствах исследуемых образцов не могут быть обусловленными возможным наличием металлического намола.

Рис. 1, *a* демонстрируя высокую эффективность метода механохимии, показывает, что орторомбическая

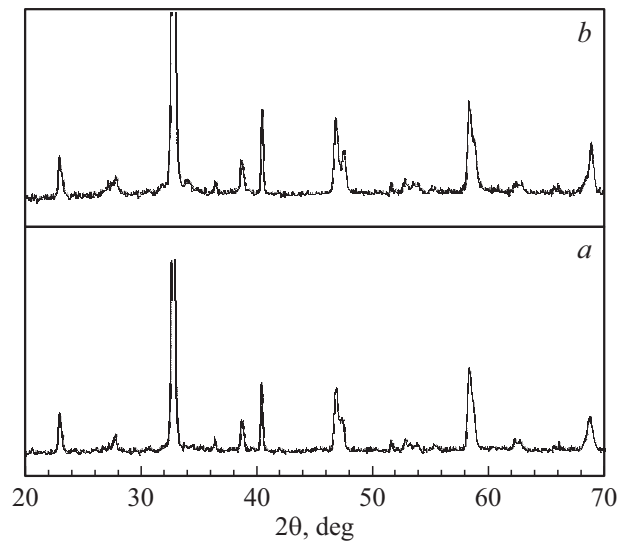


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы для механоактивированных образцов состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$. (*a*) — образец после 3-х часового отжига при $T = 840^\circ\text{C}$. (*b*) образец после 90-часового отжига при 840°C .

структура искомого соединения в чистом виде формируется уже через 3 h отжига при сравнительно низкой температуре $T = 840^\circ\text{C}$ без каких-либо следов примесных фаз. Однако параметры кристаллической структуры, а также средние размеры кристаллитов $\langle D \rangle$ заметно изменяются при увеличении, как температуры, так и времени отжига (см. рис. 2–4).

Изменение структурных параметров свидетельствует об изменении степени структурного упорядочения относительно равновесного состояния: чем меньше температура ($T_{\text{ан}}$) и время ($\tau_{\text{ан}}$) отжига, тем меньшие размеры кристаллитов $\langle D \rangle$ можно реализовать и тем большее количество дефектных элементарных ячеек фиксируется как нейтронно-дифракционным [20], так и мессбауэровским [21] методами.

Были реализованы следующие значения средних размеров кристаллитов $\langle D \rangle$: $2 \mu\text{m}$ ($T_{\text{ан}} = 930^\circ\text{C}$) — образец № 1; $1 \mu\text{m}$ ($T_{\text{ан}} = 900^\circ\text{C}$) — образец № 2; $0.4 \mu\text{m}$ ($T_{\text{ан}} = 840^\circ\text{C}$) — образец № 3.

Рис. 3 демонстрирует возможность стабилизации состояния структуры с различной степенью структурного беспорядка. Таким образом, исследуя механоактивированные образцы с размерами кристаллитов $\langle D \rangle$ в микронном и субмикронном диапазоне, мы тем самым проводим исследование их свойств в зависимости от степени структурного разупорядочения.

Отметим важные особенности, присущие таким образцам. Так, средние размеры кристаллитов в этих образцах являются соизмеримыми с глубиной проникновения магнитного поля λ , которая увеличивается при уменьшении $\langle D \rangle$. В то же время в образце № 3, для которого доля дефектных элементарных ячеек составляла 5–6%, средний размер области структурной однородности не

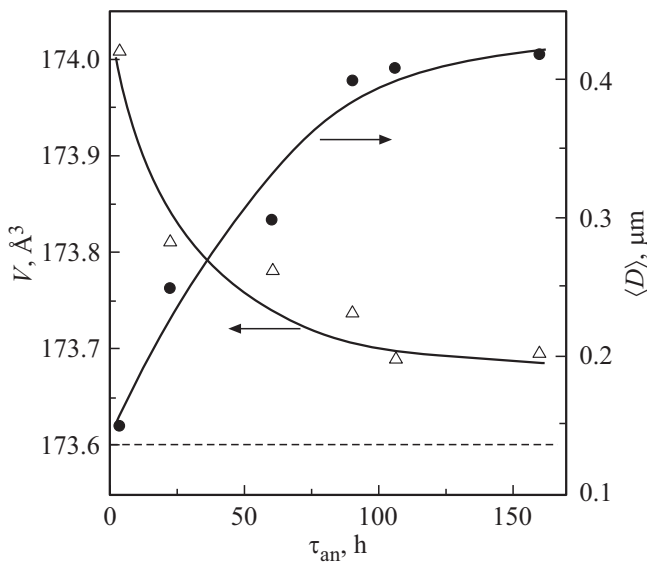


Рис. 2. Зависимость объема элементарной ячейки (V) и среднего размера кристаллитов ($\langle D \rangle$) от времени отжига при $T_{an} = 840^\circ\text{C}$. Пунктирная линия соответствует равновесному значению V — по данным [19].

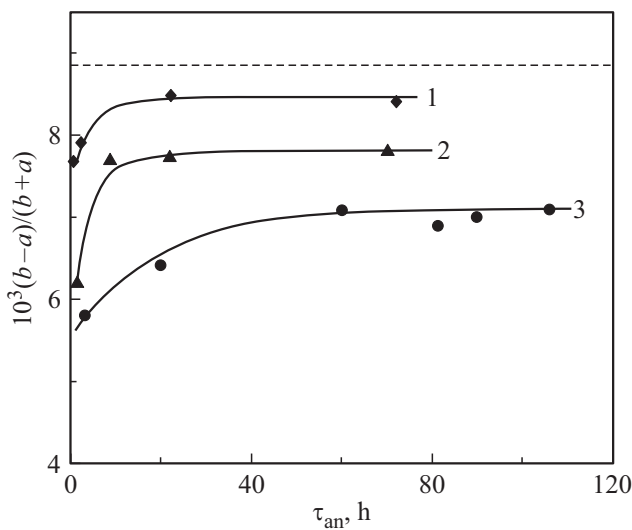


Рис. 3. Степень ромбического искажения кристаллической решетки в зависимости от времени и температуры отжига образцов. Цифры — номера образцов, пунктир — соответствует равновесному значению.

превышал 2–3 элементарных ячеек, т.е. оказался соизмеримым с длиной когерентности ξ_0 (при $T = 0$) [20].

В [20] в результате проведенных нейтронно-дифракционных исследований было установлено, что главными дефектами в механоактивированных образцах являются антиструктурное взаимозамещение катионов Y^{3+} и Ba^{2+} и межплоскостное перераспределение атомов кислорода. Так, в базисных плоскостях фиксируется увеличенное количество кислорода, в основном за счет заселения позиций O_5 , которые в идеале должны быть пустыми.

Структурные характеристики при этом демонстрируют линейную зависимость от средних размеров кристаллитов $\langle D \rangle$. Рис. 4 свидетельствует, что подобная линейная зависимость параметров элементарных ячеек от $\langle D \rangle$ свойственна и исследуемым образцам.

Заметим, что аналогичные виды структурных дефектов были ранее обнаружены и в тонких пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ [22,23]. При этом крупнокристаллическим образцам этого соединения такого рода дефекты не свойственны.

Важно отметить, что наличие структурных дефектов не мешает реализации одинакового заселения кислородом цепочечных позиций O_4 вдоль оси b (на уровне оптимальных значений), что и способствует сохранению для них температур сверхпроводящего перехода T_c , близких к оптимальным. Эту особенность демонстрируют рис. 5 и 6 с результатами измерений магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле (по данным [17]) и скачками теплоемкости $\Delta C/T$ от

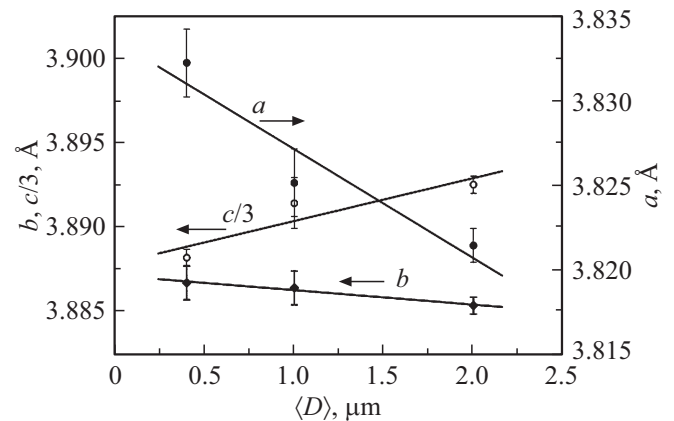


Рис. 4. Параметры элементарной ячейки как функции среднего размера кристаллитов $\langle D \rangle$.

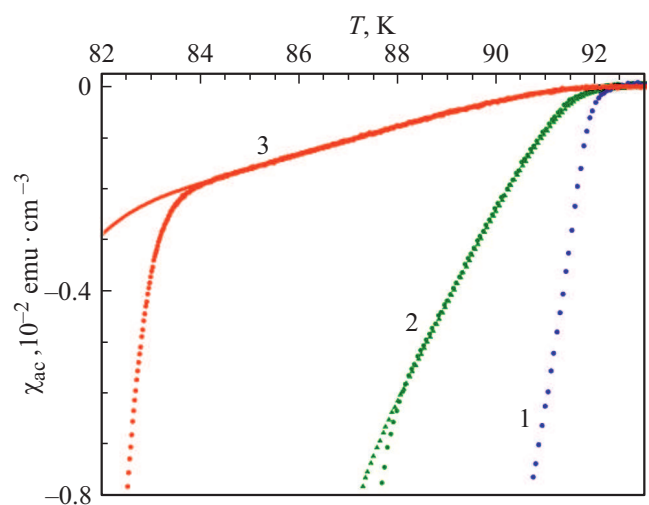


Рис. 5. Температурные зависимости магнитной восприимчивости вблизи T_c в переменном магнитном поле для образцов № 1, 2 и 3 (по данным [17]).

T вблизи T_c для исследуемых образцов в сравнении с аналогичным результатом для монокристаллического образца $YBa_2Cu_3O_7$ (последнее — по данным [11]).

Из рис. 6 видно, что наличие структурного разупорядочения в исследуемых образцах приводит к заметному уменьшению величины скачка, а также индуцирует уширение термодинамического фазового перехода: если для монокристалла ширина перехода не превышает

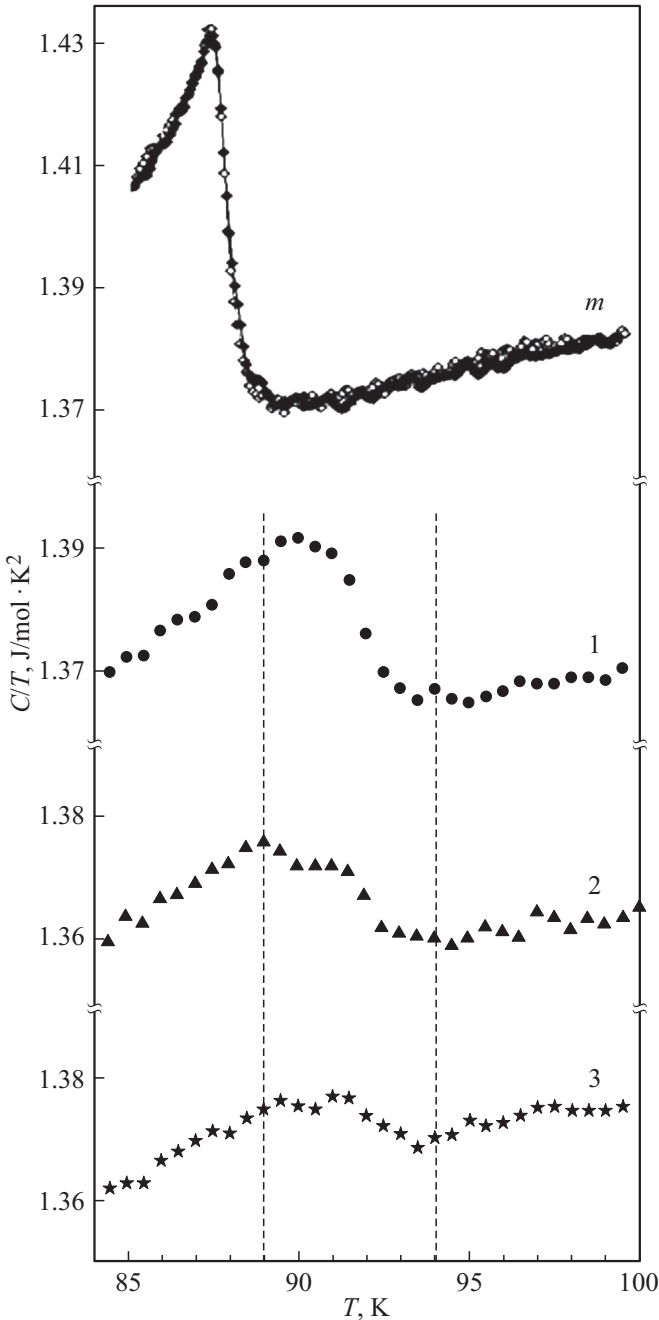


Рис. 6. Температурные зависимости C/T в области температур сверхпроводящего перехода T_c . Точки — эксперимент. Цифры — номера исследуемых образцов. m — результаты для монокристалла (по данным [11]). Пунктирные линии ограничивают области перехода.

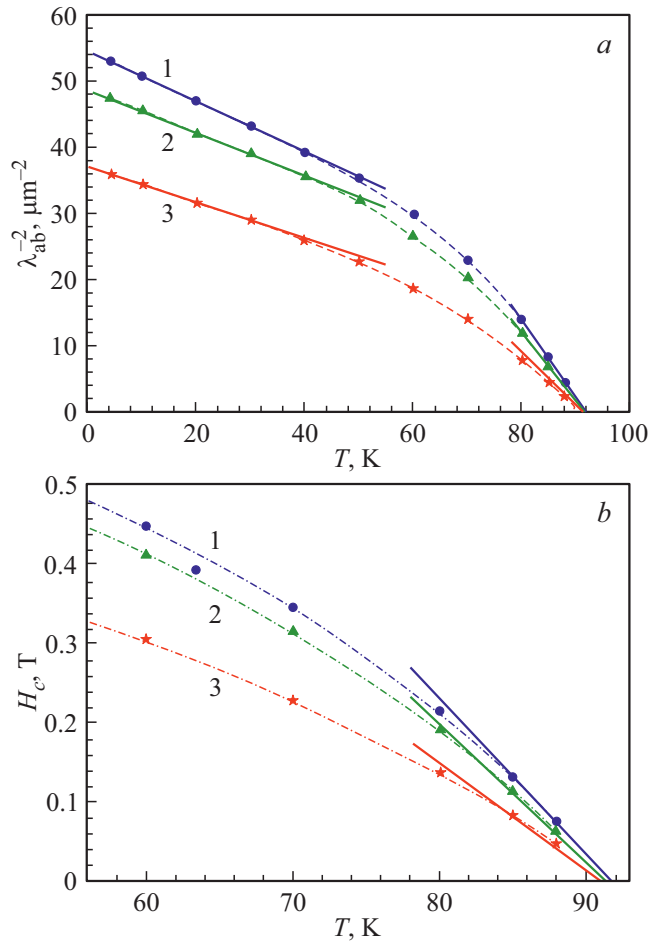


Рис. 7. (а) Зависимость $(\lambda_{ab})^{-2}$ от температуры. Сплошные линии — линейные аппроксимации (по данным [16]). (б) Зависимость термодинамического критического поля H_c от температуры. Сплошные линии соответствуют наклонам $(\partial H_c / \partial T)$ вблизи T_c [16]. Штриховые линии проведены для удобства восприятия. Цифры соответствуют номеру образцов.

1.5 градуса, то для поликристаллических механоактивированных образцов ее величина оказывается в 3–4 раза больше (что является дополнительным свидетельством наличия структурного разупорядочения в исследуемых образцах [24]).

Если за величину T_c принять середину наблюдаемого перехода, то она окажется практически одинаковой для всех трех исследуемых образцов: $T_c = 91.5$ К, что подтверждается данными магнитных измерений (см. рис. 5).

Как видно из рис. 6, при уменьшении $\langle D \rangle$ (т.е. при увеличении степени структурного разупорядочения), несмотря на сохранение значений T_c , величины скачков теплоемкости ΔC (которые испытывают лишь электронные вклады в теплоемкость) заметно уменьшаются (особенно, в сравнении с аналогичным скачком для монокристаллического образца). Это свидетельствует об уменьшении плотности сверхпроводящих квазичастичных состояний в структурно разупорядоченных образцах.

Согласно формуле Рутгерса, величины скачков теплоемкости при $T = T_c$ связаны с наклонами $H_c(T)$ вблизи T_c , где H_c — термодинамическое критическое поле [25].

$$\frac{\Delta C}{T_c} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{T_c}^2. \quad (4)$$

В работе [16], в которой исследовались магнитные свойства образцов № 1, 2, 3 в постоянных магнитных полях, было отмечено, что величины $\partial H_c / \partial T$, уменьшаются при уменьшении $\langle D \rangle$, главным образом за счет увеличения глубины проникновения магнитного поля λ при уменьшении размеров кристаллитов $\langle D \rangle$ и, соответственно, при увеличении степени структурного разупорядочения (рис. 7).

Заметим, что из данных [16] также следует, что параметры $(\lambda_{ab})^{-2}(T)$ для образцов № 1, 2, 3 демонстрируют линейную температурную зависимость при $T < 40$ К. Это свидетельствует о том, что исследуемые структурно-разупорядоченные образцы, являются d -сверхпроводниками. Известно, что рассеяние на дефектах в грязных сверхпроводниках предполагает квадратичную зависимость (см., например, [26]).

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 8 представлены результаты измерений теплоемкости в координатах C/T от T^2 , позволяющие получить наглядное представление о температурном поведении теплоемкости при $H = 0$, а также об оценочных значениях величин параметра $\gamma(0)$ в исследуемых образцах.

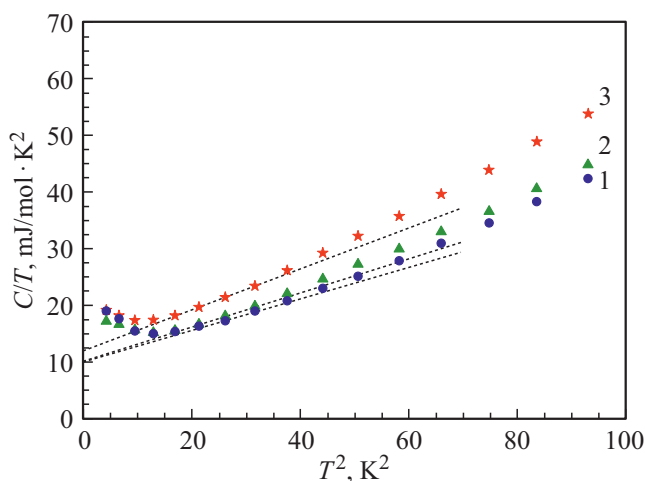


Рис. 8. Зависимость теплоемкости от температуры при $H = 0$ в координатах C/T от T^2 для исследуемых образцов $YBa_2Cu_3O_{6.92}$. Точки — эксперимент. Пунктирные линии — экстраполяция к оси ординат той области представленных зависимостей, в которой вклад от аномалий Шоттки при $H = 0$ уже незначителен, а вклад δT^5 — еще мал (см. [14]). Цифры — номера образцов.

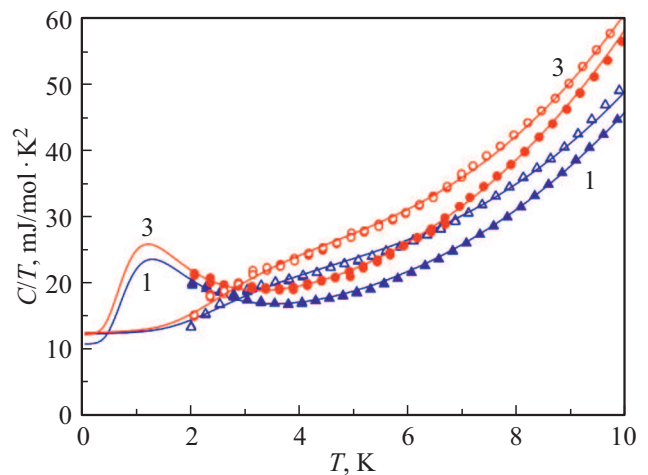


Рис. 9. Зависимость теплоемкости C/T от температуры для двух образцов № 1 (синим цветом) и № 3 (красным цветом) в магнитных полях $H = 1$ Т (заполненные значки) и $H = 8$ Т (пустые значки). Точки — эксперимент; сплошные кривые — подгоночные по формуле (2).

В таких координатах величина $\gamma(0)$ определяется как отрезок по оси ординат при $T = 0$ (см. уравнение (1)).

Подробное описание процедуры определения всех параметров, входящих в уравнение (1), приведены в [14]. Небольшие подъемы кривых в области самых низких температур обусловлены существованием эффекта Шоттки при $H = 0$ в исследуемых образцах [27].

На рис. 9 представлены полученные для образцов № 1 и № 3 температурные зависимости теплоемкости в координатах C/T от T в магнитных полях $H = 1$ и 8 Т. В таких координатах теплоемкость определяется преимущественно суммой трех вкладов. Один из них — решеточный, не зависящий от внешнего поля и вносящий наибольший вклад в подъем кривых при $T > 5$ К. Два другие — электронные, зависящие от магнитного поля ($A_V \sqrt{HT}$ — эффект Воловика) и сдвигает кривые параллельно друг другу при изменении H . Второй — представляет собой аномалию типа Шоттки от нескомпенсированных спинов меди. Более подробно об этом см. [15, 27]. Отметим, что наличие в $YBa_2Cu_3O_y$ довольно больших по величине аномалий Шоттки, которые остаются заметными в больших полях, существенно затрудняет идентификацию всех членов уравнений (1) и (2).

Как показано в [27], парамагнитные центры — источники аномалий Шоттки образуются в структуре исследуемого соединения в виде обрывов цепочек ($Cu1-O4$) в базисных плоскостях кристаллической решетки. Было установлено, что в ряду исследуемых образцов максимальную величину эффекта Шоттки демонстрирует образец № 3, обладающий максимальной структурной неоднородностью (или, другими словами, минимальным

размером области структурной однородности) и, следовательно, максимальным числом обрывов цепочек.

В настоящей работе определение величины $\gamma(H) = (\gamma(0) + A_V \sqrt{H})$ (см. формулу (2)) производилось путем подгонки выражения (2) к экспериментальным кривым, полученным в магнитных полях $H = 0-9$ Т. При этом решеточные параметры (β и δ) для каждого образца определялись из экспериментальных данных, полученных при $H = 0$, и далее распространялись на расчеты при всех значениях $H \neq 0$. Число варьируемых параметров при этом не превышало трех, а именно: $\gamma(H)$ и двух параметров Шоттки: n_{Sch} и Δ_{Sch} . В процессе подгонки происходило детальное уточнение параметров Шоттки (рис. 10) и определение коэффициентов Воловика A_V (рис. 11). (Отметим, что коэффициент α в квадратичном по температуре члене уравнения (1) не мог быть определен при $H = 0$ вследствие своей малой величины по сравнению, как с решеточными, так и с другими членами уравнения (1).)

Как демонстрирует рис. 10, расщепление энергетических уровней для всех трех образцов оказывается строго одинаковым, как и должно быть, поскольку речь идет об одинаковых электронных состояниях со спином $s = 1/2$. При этом величины n_{Sch} , демонстрирующие количество обрывов цепочек (Cu1-O4), различаются для исследуемых образцов.

На рис. 11 полученные результаты в координатах $\gamma(H)$ и \sqrt{H} , представляют собой три линейные зависимости, соответствующие трем исследуемым образцам. Наклоны прямых дают численные значения параметров Воловика A_V для каждого из образцов.

Видно, что экспериментальные точки хорошо описываются корневой зависимостью, что свидетельствует о сохранении эффекта Воловика, несмотря на структурную неоднородность исследуемых образцов. Это означает, что для данных образцов эффект доплеровского сдвига спектра квазичастичных возбуждений превышает потери за счет рассеяния на структурных дефектах. Видно также, что величина этого эффекта оказывается различной для исследуемых образцов. При этом экстраполяция результатов, полученных в магнитных полях $H = 1-9$ Т, к оси ординат дают значения $\gamma(0)$, близкие к значениям, полученным при $H = 0$ [14].

Похожая закономерность демонстрируется и в теоретической работе [28]. В этой работе отмечено, что, если в чистом пределе расчетная зависимость $\gamma(H)$ от \sqrt{H} , являясь линейной, должна проходить через начало координат, то при учете структурного беспорядка кривая, близкая к линейной, отсекает отрезок от оси ординат, пропорциональный $\gamma(0)$.

Отметим также, что, как показывают многочисленные экспериментальные исследования низкотемпературной теплоемкости купратных ВТСП, присутствие корневой зависимости от магнитного поля отмечается всегда, но с различной величиной параметра Воловика A_V и, именно, в сочетании с другим вкладом: $\gamma(0)T$ „неизвестной природы“, как его обычно называют.

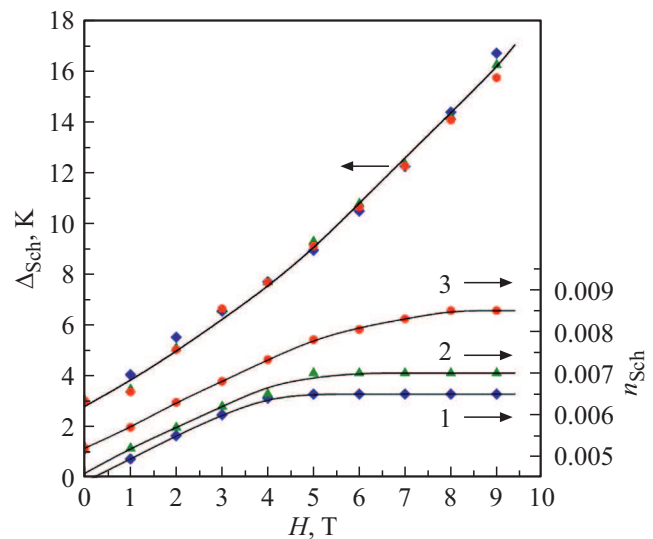


Рис. 10. Параметры Шоттки Δ_{Sch} и n_{Sch} для исследуемых образцов № 1, 2 и 3 в зависимости от магнитного поля H .

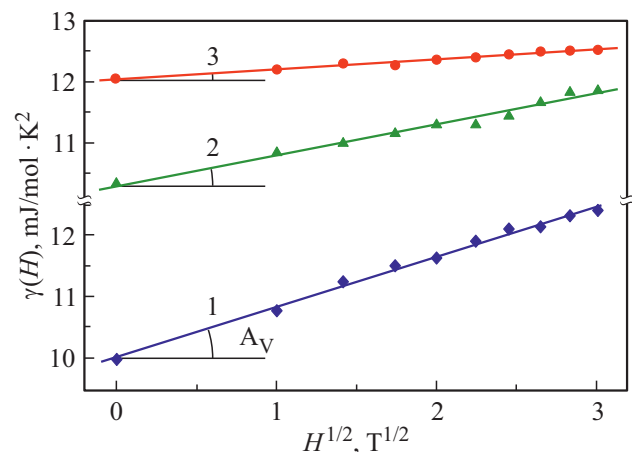


Рис. 11. Зависимость коэффициента линейного по температуре вклада в теплоемкость $\gamma(H)$ от \sqrt{H} для трех исследуемых образцов. Точки — результаты обработки экспериментальных значений C/T в различных магнитных полях. Сплошные кривые — экстраполяция полученных значений $\gamma(H)$ к $H = 0$. Цифры — номера образцов. Значения коэффициентов Воловика A_V соответствуют углам наклона кривых.

В настоящей работе установлено, что для исследуемых образцов параметры A_V и $\gamma(0)$ также оказываются связанными друг с другом: чем более разупорядоченным является образец, тем меньшее значение имеет параметр Воловика A_V и тем больше оказывается вклад в теплоемкость $\gamma(0)$ металлического (несверхпроводящего) типа (рис. 12).

Уменьшение параметра Воловика A_V означает увеличение нодального угла (ν_Δ), (см. выражение (3)). В сочетании с происходящим процессом частичного распаривания электронов это приводит к образованию протяженных участков вокруг d -узловых точек, где

сверхпроводящая щель исчезает, оголяя часть поверхности Ферми в окрестности этих точек (см. рис. 13) и делая ее доступной теплоемкости.

Таким образом, вблизи узлов должна иметь место конечная плотность квазичастичных состояний даже при $T = 0$ К и появиться дуга Ферми, размером $\sim \gamma(0)$ вместо исчезающей сверхпроводящей щели.

Заметим, что процесс эволюции щелевой функции в сторону увеличения области, непокрытой щелью, в разупорядоченных d -волновых сверхпроводниках теоретически рассматривался еще в более ранних работах (см., например, [28,29]), в которых также показано, что в разупорядоченных сверхпроводниках вместо точечных d -волновых узлов должны иметь место протяженные области, непокрытые сверхпроводящей щелью.

Возникающие в окрестности d -волновых узлов дуги Ферми, непокрытые сверхпроводящей щелью, приводят ситуацию в этих локальных местах близкой к той, что имеет место в обычных металлах. Это и влечет за собой существование вклада в теплоемкость металлического типа $\sim \gamma(0)T$.

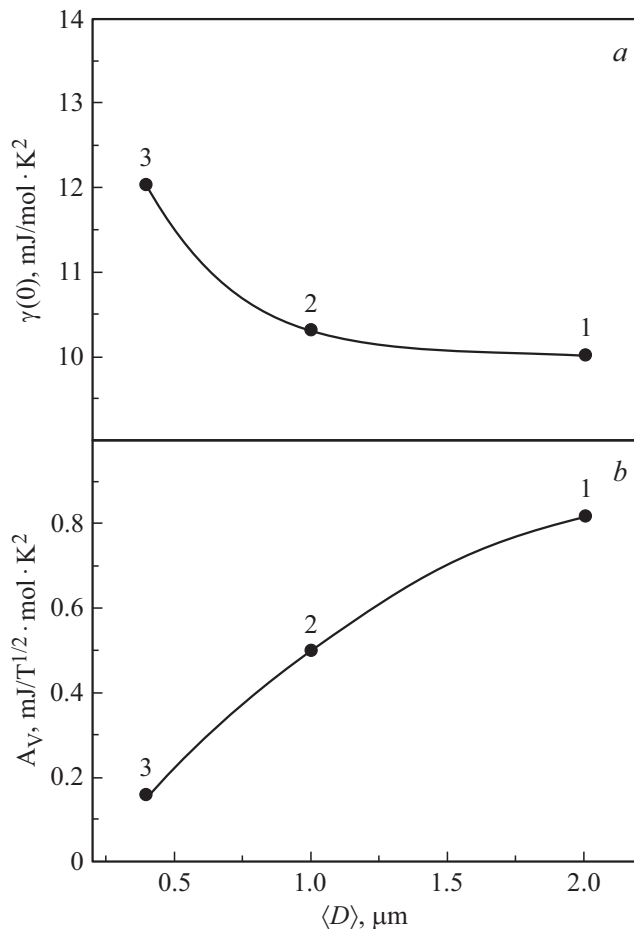


Рис. 12. Зависимость коэффициента линейного по температуре вклада в теплоемкость $\gamma(0)$ (a), а также коэффициента Вольвика A_V (b) от среднего размера кристаллитов $\langle D \rangle$ для исследуемых образцов. Цифры — номера образцов.

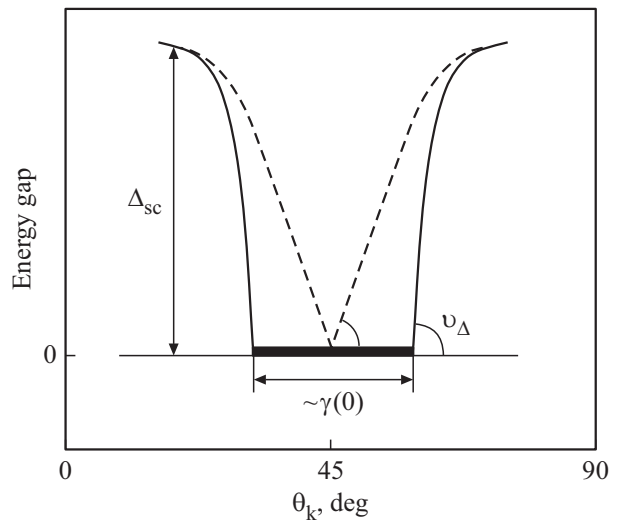


Рис. 13. Схематическое изображение области вблизи d -волнового узла сверхпроводящей щели, когда сверхпроводимость полностью подавлена не только в нодальной точке, но и около нее. Пунктир — d -волновой узел для идеального сверхпроводника.

Мы полагаем, что существование такого линейного по температуре вклада $\gamma(0)T$ и является главным свидетельством наличия дуги Ферми. По величине коэффициента $\gamma(0)$ можно судить о величине этой дуги и, соответственно, о величине степени структурного разупорядочения.

Однако нельзя не отметить еще одно важное обстоятельство: имеется существенное отличие между рассмотренными выше дугами Ферми для структурно неоднородных оптимально допированных образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.92}$ от наблюдаемых в ARPES-экспериментах для недопированных образцов того же иттрий-бариевого купрата [1–7]. Отличие состоит в том, что в оптимально допированных образцах непокрытая щелью область дуги Ферми формируется в окрестности d -волнового узла в сверхпроводящем состоянии. Такая дуга Ферми сосуществует со сверхпроводящей щелью, сохраняющейся в остальных направлениях зоны Бриллюэна, в то время, как в недопированных образцах известные в литературе дуги Ферми, формируются лишь при приближении T к T_c , и существуют выше T_c . При этом следует подчеркнуть, что в основе явления Ферми-дуг обоих типов лежит структурная неоднородность.

4. Заключение

Таким образом, проведенные исследования выявили конкретные последствия, к которым приводит распаривающий фактор, свойственный структурно неоднородным образцам ВТСП. Показано, что он существенно преобразует d -волновую щелевую функцию: в окрестности нодальной точки возникает дуга Ферми вследствие

подавления части сверхпроводящих состояний. Такое изменение щелевой функции приводит к образованию металлических состояний, характеризующихся величиной коэффициента $\gamma(0)$ в выражении для низкотемпературной теплоемкости, природа которого ранее не была установлена. Но именно его наличие свидетельствует о существовании неприкрытой сверхпроводящей щелью небольшой части поверхности Ферми, т.е. об образовании дуг Ферми в окрестности d -волновых узлов при $T \ll T_c$.

Благодарности

Авторы благодарят А.А. Вишнёва за синтез образцов и проведение химического анализа, С.Ю. Гаврилкина за измерения теплоемкости.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Государственного задания (регистрационный номер АААА-А18-118012390045-2), а также при поддержке гранта РФФИ № 17-29-10016.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Hashimoto, I.M. Vishik, Rui-Hua He, T.P. Devereaux, Zhi-Xun Shen. *Nature Phys.* **10**, 483 (2014).
- [2] T.J. Reber, N.C. Plumb, Z. Sum, Y. Cao, Q. Wang, K. McElroy, H. Iwasawa, M. Arita, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, Y. Yoshida, H. Eisaki, Y. Aiura, D.S. Dessau. *Nature Phys.* **8**, 606 (2012).
- [3] M.R. Norman, H. Ding, M. Randeria, J.C. Campuzano, T. Yokoya, T. Takeuchi, T. Takehashi, T. Mochiku, K. Kadowaki, P. Guptasarma, D.G. Hinks. *Nature* **392**, 157 (1998).
- [4] E.Z. Kuchinskii, M.V. Sadvskii. Письма в ЖЭТФ **88**, 224 (2008).
- [5] E.Z. Kuchinskii, M.V. Sadvskii. ЖЭТФ **130**, 477 (2006).
- [6] B. Keimer, S.A. Kivelson, M.R. Norman, S. Uchida, J. Zaanen. *Nature* **518**, 179 (2015).
- [7] Yangmu Li, Ruidan Zhong, M.B. Stone, A.I. Kolesnikov, G.D. Gu, I.A. Zaliznyak, J.M. Tranquada. *Phys. Rev. B* **98**, 224508 (2018).
- [8] N.E. Hussey. *Adv. Phys.* **51**, 1685 (2002).
- [9] G.E. Volovik. Письма в ЖЭТФ **58**, 457 (1993).
- [10] K.A. Moller, D.L. Sisson, J.S. Urbach, M.R. Beasley, A. Kapitulnik, D.J. Baar, R. Liang, W.N. Hardy. *Phys. Rev. B* **55**, 3954 (1997).
- [11] Y. Wang, B. Revaz, A. Erb, A. Junod. *Phys. Rev. B* **63**, 094508 (2001).
- [12] N.E. Phillips, R.A. Fisher, J.E. Gordon. *Chin. J. Phys.* **30**, 799 (1992).
- [13] J.P. Emerson, D.A. Wright, B.F. Woodfield, J.E. Gordon, R.A. Fisher, N.E. Phillips. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1546 (1999).
- [14] Л.Г. Мамсурова, Н.Г. Трусевич, С.Ю. Гаврилкин, А.А. Вишнёв, Л.И. Трахтенберг. Письма в ЖЭТФ **105**, 223 (2017).
- [15] Л.Г. Мамсурова, Н.Г. Трусевич, С.Ю. Гаврилкин, А.А. Вишнёв, Л.И. Трахтенберг. Письма в ЖЭТФ **106**, 351 (2017).
- [16] Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, А.А. Вишнёв, М.А. Рогова, С.Ю. Гаврилкин, А.Ю. Цветков. Письма в ЖЭТФ **102**, 752 (2015).
- [17] Л.Г. Мамсурова, С.Ю. Гаврилкин, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич А.А. Вишнёв, А.Ю. Цветков. Изв. РАН. Сер. Физ. **79**, 856 (2015).
- [18] А.А. Вишнёв, Л.Г. Мамсурова, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич. *Хим. физика* **21**, 86 (2002).
- [19] Ch. Krüger, K. Conder, H. Schwer, E. Kaldis. *Solid State Chem.* **134**, 356 (1997).
- [20] А.М. Балагуров, Л.Г. Мамсурова, И.А. Бобриков, То Тхань Лоан, В.Ю. Помякушин, К.С. Пигальский, Н.Г. Трусевич, А.А. Вишнёв. ЖЭТФ **141**, 1144 (2012).
- [21] E.F. Makarov, L.G. Mamsurova, Yu.V. Permyakov, K.S. Pigalskiy, A.A. Vishnev. *Physica C* **415**, 29 (2004).
- [22] J.L. Mac Manus-Driscoll, J.A. Alonso, P.C. Wang, T.H. Geballe, J.C. Bravman. *Physica C* **232**, 288 (1994).
- [23] Q.X. Jia, B. Maierov, H. Wang, Y. Lin, S.R. Foltyn, L. Civale, J.L. Mac Manus- Driscoll. *IEEE Trans.Appl. Supercond.* **15**, 2723 (2005).
- [24] J.W. Loram, J.L. Tallon. *Phys. Rev. B* **79**, 144514 (2009).
- [25] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. 2-ое изд. МЦНМО, М. (2002), с. 22.
- [26] P.J. Hirschfeld, W.O. Putikka, D.J. Scalapino. *Phys. Rev. B* **50**, 10250 (1994).
- [27] Л.Г. Мамсурова, Н.Г. Трусевич, С.Ю. Гаврилкин, И.В. Мамсуров, Л.И. Трахтенберг. ЖЭТФ **155**, 721 (2019).
- [28] C. Kübert, P.J. Hirschfeld. *Solid State Commun.* **105**, 459 (1998).
- [29] S. Haas, A.V. Balatsky, Manfred Sigrist, T.M. Rice. *Phys. Rev. B* **56**, 5108 (1997).

Редактор К.В. Емцев