Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 6, с. 351 – 357

Подавление сверхпроводящей щели вблизи d-волновых узлов, обусловленное структурным беспорядком в мелкокристаллических ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$

Л. Г. Мамсурова[+1)], *Н. Г. Трусевич*[+], *С. Ю. Гаврилкин*[*], *А. А. Вишнев*[+], *Л. И. Трахтенберг*[+1)]

[+]*Институт химической физики им. Н.Н. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 августа 2017 г.
После переработки 24 августа 2017 г.

Экспериментально исследована низкотемпературная теплоемкость ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ ($2 \leqslant T \leqslant 10$ K) в магнитном поле $H = 8$ T для серии мелкокристаллических, оптимально допированных кислородом, образцов с разной степенью наномасштабной структурной неоднородности в сравнении с равновесными поликристаллическими образцами с различным кислородным содержанием y. Получена информация о возбужденных в магнитном поле квазичастичных состояниях вблизи d-волновых узлов щелевой функции и о тех изменениях, которые вносит структурная неоднородность в такой ключевой параметр ВТСП, как крутизна нодальной щели (v_Δ) в k-пространстве. Обнаружено, что v_Δ растет при увеличении степени структурного разупорядочения, но температуры сверхпроводящего перехода сохраняются практически одинаковыми ($T_c = (91.5 \pm 0.5)$ K). Показано, что такое возможно, если сверхпроводимость подавлена не только в нодальной точке, но и около нее (вследствие структурного разупорядочения). В этом случае на данных участках поверхности Ферми конечная плотность состояний будет иметь место даже при 0 K, что будет способствовать также и существованию линейного по температуре вклада в теплоемкость металлического типа ($\sim \gamma(0)T$).

DOI: 10.7868/S0370274X17180060

1. Введение. Как известно, в металле при $T \to 0$ K электронная теплоемкость уменьшается линейно: $C_{\rm el} = \gamma T$, где $\gamma \sim N(0) = \rm const$ (здесь γ – параметр Зоммерфельда, а $N(0)$ – плотность состояний вблизи уровня Ферми). В сверхпроводниках низкотемпературные возбуждения регулируются величиной и симметрией сверхпроводящей щели $\Delta_{\rm SC}$. Если щель имеет узлы на поверхности Ферми, то теплоемкость должна уменьшаться по степенному закону, который определяется природой узлов. В купратных ВТСП, являющихся d-сверхпроводниками с линиями узлов в (3D) чистом пределе, конечная крутизна V-образной щели вблизи узлов приводит к линейной зависимости низкоэнергетической плотности состояний $N(\varepsilon) \sim |\varepsilon - \varepsilon_{\rm F}|$ и теплоемкость в отсутствие магнитного поля H при $T \to 0$ K пропорциональна $\sim \alpha T^2$ [1].

Известно [1–3], что теплоемкость ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$, при $T < 10$ K и $H = 0$ хорошо описывается уравнением:

$$C(T) = \gamma(0)T + \alpha T^2 + \beta T^3 + \delta T^5 + A_2/T^2. \qquad (1)$$

Здесь, кроме упомянутого выше квадратичного члена, присутствуют линейный член $\gamma(0)T$, фононные члены (дебаевский $\sim T^3$ и учитывающий ангармонизм фононных колебаний $\sim T^5$), а также фиксируется “хвост” от аномалии Шоттки, максимум которой находится в области сверхнизких температур ($\leqslant 1$ K). Следует отметить, что линейный член $\gamma(0)T$ (где $\gamma(0) = \gamma(H = 0)$), который уместен для металлов (поскольку предполагает не изменяющуюся с температурой плотность состояний), но не для сверхпроводников, тем не менее, присутствует для многих купратных ВТСП. При этом нет единого мнения о его природе [1].

Недавно было показано [4], что член металлического типа $\gamma(0)$ умеренно возрастает при уменьшении содержания кислорода в поликристаллических $YBa_2Cu_3O_y$, а при увеличении степени структурной неоднородности становится аномально большим (рис. 1). В ряде работ [1, 5] высказано мнение, что структурный беспорядок может генерировать конечную плотность состояний около d-волновых узлов, но тогда именно около d-волновых узлов плотность состояний будет вести себя как в металле, порождая линейный член $\gamma(0)T$.

[1)]e-mail: mamsurova@chph.ras.ru, litrakh@gmail.com

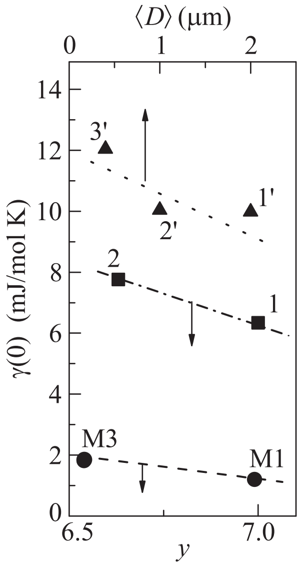

Рис. 1. Зависимость коэффициента линейного вклада в теплоемкость $\gamma(0)$ от содержания кислорода y и от среднего размера кристаллитов $\langle D\rangle$ для разных серий образцов $YBa_2Cu_3O_y$: монокристаллов (M1, M3); равновесных поликристаллов (1, 2); структурно-разупорядоченных поликристаллов ($1'$, $2'$, $3'$). Стрелки указывают на оси абсцисс

С целью получения дополнительной информации о природе параметра $\gamma(0)$ в настоящей работе исследуется низкотемпературная теплоемкость в сильном магнитном поле, что позволит прояснить вопрос о существовании низколежащих квазичастичных состояний вблизи d-волновых узлов в условиях усиленного структурного разупорядочения, когда его можно рассматривать как распаривающий фактор.

2. Детали эксперимента. Мелкокристаллические образцы (№№ $1'$, $2'$ и $3'$) синтезировали в неравновесных условиях: из активированной смеси исходных компонентов при пониженных температурах отжигов T_{ann} и в высокоскоростном режиме по методике [6]. Они характеризовались почти одинаковым содержанием кислорода, близким к оптимальному, но отличались степенью структурного разупорядочения (задаваемого температурой синтеза T_{ann}) и, соответственно, средними размерами кристаллитов $\langle D\rangle$. Для сравнения использовали химически чистые поликристаллические равновесные образцы № 1 и № 2, приготовленные традиционным твердофазным методом и отличающиеся содержанием кислорода (табл. 1).

Нейтронно-дифракционные исследования [7] установили, что все образцы являются однофазными и что уменьшение среднего размера кристаллитов сопровождается линейным увеличением доли дефектных элементарных ячеек, которые характеризовались следующими особенностями: (i) взаимозамещением катионов Y^{3+} и Ba^{2+}; (ii) увеличением фактора заполнения кислородных позиций O5 (в идеале – пустых) в базисных (цепочечных) плоскостях при постоянстве заполнения цепочечных позиций O4; (iii) изменением параметров элементарных ячеек; (iv) уменьшением размеров областей структурной однородности до значений ~ 10 Å при $\langle D\rangle \approx 0.4$ мкм. Такая система становится структурированной на наномасштабе, соизмеримым с длиной когерентности ξ. Последнее условие достигалось в образце № $3'$, для которого доля дефектных элементарных ячеек была максимальной, но при этом не превышала 5–6 %.

Несмотря на структурный беспорядок, мелкокристаллические образцы демонстрируют линейную температурную зависимость глубины проникновения магнитного поля $\lambda^{-2}(T)$ при $T < 40$ K [8], что свидетельствует о том, что они являются d-сверхпроводниками. Информацию о величинах $\langle D\rangle$ получали по данным сканирующей электронной микроскопии. Кислородный индекс y определяли методом йодометрического титрования. Теплоемкость измеряли релаксационным методом на установке PPMS (Quantum Design).

3. Результаты и обсуждение. Известно, что в достаточно сильном магнитном поле квадратичный узловой член $\sim \alpha T^2$ оказывается полностью подавленным и замещается другим линейным по температуре узловым членом $\sim A_V\sqrt{H}T$ [1–3]. Присутствие такого члена было предсказано Г.Е. 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 около d-волновых узлов, где он сравним с шириной исчезающей сверхпроводящей щели. В результате оказываются доступными дополнительные квазичастичные состояния, вносящие вклад в теплоемкость, и в присутствии магнитного поля теплоемкость ВТСП $YBa_2Cu_3O_y$ обычно имеет вид [2, 3]

$$C(H,T) = (\gamma(0) + A_V\sqrt{H})T + \beta T^3 + \delta T^5 + C_{\text{Sch}}, \quad (2)$$

где последний член описывает аномалию Шоттки, максимум которой в магнитном поле сдвигается в область бóльших температур.

Коэффициент при узловом члене теплоемкости (A_V) позволяет получить данные о нодальном наклоне квазичастичной щели (v_Δ) [1]:

$$A_V = \frac{4k_{\text{B}}^2}{3\hbar}\left(\frac{\pi}{\Phi_0}\right)^{1/2}\frac{bV_{\text{mol}}}{d}\frac{a}{v_\Delta}. \quad (3)$$

В (3) 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.

На рис. 2 представлены, для примера, результаты измерения теплоемкости в координатах C/T и

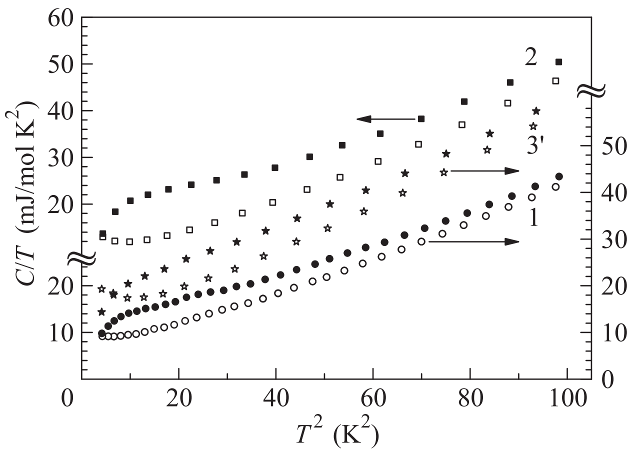

Рис. 2. Зависимость теплоемкости C/T от T^2 для образцов $YBa_2Cu_3O_y$ в магнитном поле $H = 8$ Т (заполненные значки), а также при $H = 0$ (пустые значки). Цифры – номера образцов

T^2, полученные при $H = 0$ и $H = 8$ Т для трех исследуемых образцов. Вклад Воловика ($A_V\sqrt{H}$) проявляется в виде сдвига кривых для $H \neq 0$ (относительно кривых для $H = 0$) и отсечения по оси ординат C/T большей, чем при $H = 0$, величины $\gamma(H) = (\gamma(0) + A_V\sqrt{H})$.

Из рис. 2 также следует, что эффект Воловика существенно маскируется аномалиями Шоттки. Их присутствие проявляется на всех кривых: в виде загиба "вверх" при $H = 0$ и в виде "горба" при $H \neq 0$.

Природу шоттковских центров обычно связывают с существованием неких парамагнитных центров с нескомпенсированными спиновыми моментами $s = 1/2$ [2, 3, 5]. В отсутствие внешнего магнитного поля нижние энергетические уровни формируются внутренними полями и взаимодействиями. Внешнее магнитное поле дополнительно снимает вырождения по спину. В работе [12] было показано, что суммарная теплоемкость в такой системе, как $YBa_2Cu_3O_y$, кроме перечисленных выше вкладов, определяется еще и вкладами от возбуждений локального типа в Cu-O цепочках. Экспериментальные данные, полученные в [13], позволили сделать вывод, что парамагнитные центры в виде ионов меди с оборванной связью создаются в цепочках Cu1-O4 в местах их разрывов, если число ионов меди во фрагментах цепочек будет нечетным. Мы полагаем, что отсутствие вкладов Шоттки в других купратных ВТСП, например в LaSrCuO системе, является следствием отсутствия в их структуре медь-кислородных цепочек. В системе $YBa_2Cu_3O_y$ отсутствие шоттковских центров возможно лишь при $y = 7$ с полным заселением цепочек в базисных плоскостях.

Когда аномалии Шоттки малы или вовсе отсутствуют, информацию об узловых вкладах можно получить из разности $[C(H) - C(0)]/T$. В этом случае решеточные члены, а также члены с $\gamma(0)$ сокращаются и остается лишь разность $(A_V\sqrt{H} - \alpha T)$, которая является линейной функцией от T, и позволяет определить параметры A_V и α. Однако в системе $YBa_2Cu_3O_y$ аномалии Шоттки слишком велики. Поэтому прежде, чем выполнить аналогичное построение и получить в чистом виде вклады от узловых членов теплоемкости, необходимо выделить шоттковские аномалии, как при $H \neq 0$, так и при $H = 0$. Рис. 3 (на примере образца №2) демон-

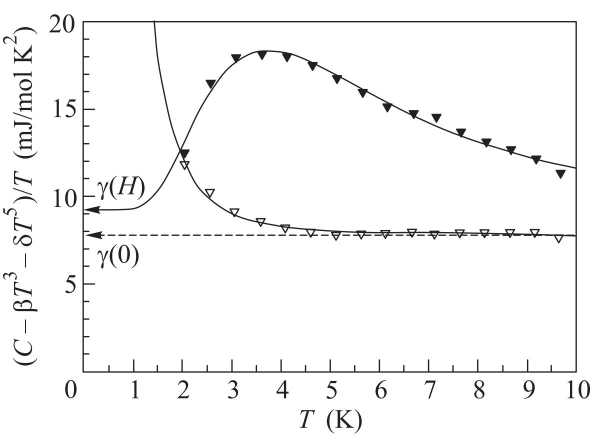

Рис. 3. Зависимость электронного вклада в теплоемкость от температуры для образца №2. Заполненные значки – $H = 8$ Т, пустые значки – $H = 0$. Сплошные кривые – расчет по формулам (4) и (5), (6)

стрирует используемый нами способ решения данной проблемы, который на первом этапе заключается в вычитании решеточной теплоемкости из экспериментальных данных. Результатом вычитания являются электронные вклады в теплоемкость:

$$C_{\mathrm{el}}(0)/T = \gamma(0) + \alpha T + A_2/T^3, \tag{4}$$

$$C_{\mathrm{el}}(H)/T = \gamma(0) + A_V\sqrt{H} + C_{\mathrm{Sch}}, \tag{5}$$

где

$$C_{\mathrm{Sch}} = nR\left(\frac{\Delta}{k_{\mathrm{B}}T}\right)^2 \frac{\exp[\Delta/k_{\mathrm{B}}T]}{(1+\exp[\Delta/k_{\mathrm{B}}T])^2},$$

$$\Delta = 2gS\mu_{\mathrm{B}}H_{\mathrm{eff}}, \qquad (6)$$

$$H_{\mathrm{eff}} = \sqrt{H^2_{\mathrm{applied}} + H^2_{\mathrm{internal}}},$$

R – константа Ридберга, n – количество шоттковских центров в расчете на элементарную ячейку, Δ – величина расщепления нижних уровней [2, 3, 5].

Рис. 3 демонстрирует, что такое построение приводит к естественному разделению различных вкладов. Независимые от температуры коэффициенты линейных членов теплоемкости $\gamma(H)$ и $\gamma(0)$ оказываются “подставками”, на которых расположены зависящие от T аномалии Шоттки. При этом разность $(\gamma(H) - \gamma(0))$ дает величину $A_V\sqrt{H}$.

На рис. 4 приведена зависимость $[C(H) - C(0) - \Delta C_{\mathrm{Sch}}]/T$ от T, как в случае $\alpha = 0$, так и $\alpha \neq 0$.

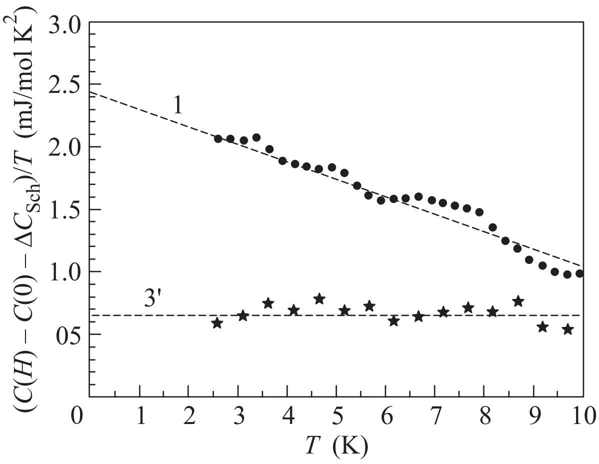

Рис. 4. Температурные зависимости $[C(H) - C(0) - \Delta C_{\mathrm{Sch}}]/T = A_V\sqrt{H} - \alpha T$ для образцов № 1 ($\alpha \neq 0$) и № 3′ ($\alpha = 0$)

В первом случае коэффициент $\gamma(0)$, а также решеточные параметры соответствуют значениям, определенным в [4] для исследуемых образцов подгонкой выражения (1) к экспериментальным данным $C(T)$ при $H = 0$. Там же отмечалось, что параметр α невозможно определить методом подгонки, так как квадратичный член $\sim \alpha T^2$ очень мал, по сравнению с членами $\sim T^3$ и $\sim T^5$ при $T > 2$ K. Однако, если допустить существование $\alpha \neq 0$, то даже очень малое его значение (~ 0.01) заметно меняет и решеточные параметры (в сторону увеличения), и коэффициент $\gamma(0)$ (в сторону уменьшения). Изменение решеточных параметров, в свою очередь, меняет параметры n и Δ_{Sch} для аномалий Шоттки. Таким образом, присутствие аномалий Шоттки делает невозможным однозначное определение двух узловых вкладов в теплоемкость одновременно.

Вместе с тем, информацию об этих вкладах можно получить, опираясь на известные физические соображения и имеющиеся литературные экспериментальные данные. На рис. 5 представлены определенные нами параметры Воловика A_V в исследуемых образцах, в сравнении с величинами A_c, полученными ранее для ряда монокристаллов $\mathrm{YBa_2Cu_3O}_y$ с $y = 7.0$ [3], 6.95 [2] и 6.56 [5].

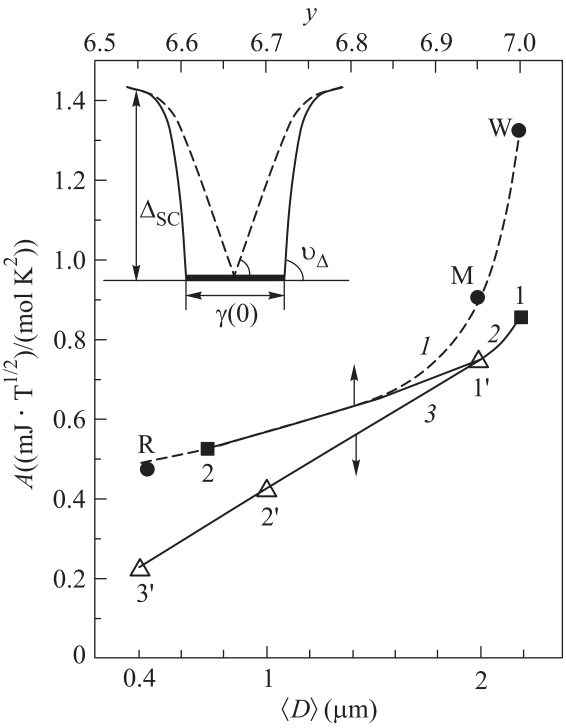

Рис. 5. Зависимость предкорневых коэффициентов Воловика A от содержания кислорода y и от среднего размера кристаллитов $\langle D\rangle$ для разных серий образцов: $A = A_c$ (кривая *1*) и $A = A_V$ (кривые *2* и *3*). На вставке – схематическое изображение нодальной щели, если сверхпроводимость будет полностью подавлена вблизи нодальной точки

Известно [1, 2], что параметр Воловика является анизотропной величиной и отличен от нуля только в поле, направленном вдоль кристаллографической оси c. В поликристаллах поле направлено вдоль этой оси не для всех кристаллитов. Усреднение по направлениям оси c в различных кристаллитах дает значение $\langle\sqrt{|\cos\Theta|}\rangle = 2/3$, и для поликристалла предкорневой коэффициент превращается в $2/3(A_c) = A_V$, т.е. в одном и том же магнитном поле значения для коэффициента Воловика в поликристаллическом образце будут меньше, чем в монокристалле. В литературе представлено сравнение значений A_V и A_c для поли- и монокристаллов $\mathrm{La}_{2-x}\mathrm{Sr}_x\mathrm{CuO}_4$ в широком диапазоне значений x [10] (для этого соединения, как уже отмечалось, аномалии Шоттки отсутствуют). Из данных, полученных в этой работе следует, что соотношение $A_V = (2/3)A_c$ хорошо выполняется только для передопированных составов. Именно для них параметры Воловика резко увеличиваются с ростом x. В области оптимального допирования параметры A_V и A_c приближаются друг к другу: $A_V \approx 0.8A_c$. При дальнейшем уменьшении допирования обе кривые $A(x)$ сливаются и выходят на константу. Причина такого поведения $A(x)$ описана в работе [10] и связана с изменением соотношения параметров γ_n (плотность нормальных состояний) и H_{c2} (второе критическое поле) при изменении допирования.

Рис. 5 кривая *1* показывает, что для монокристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_y$ параметр Воловика ведет себя подобным образом: рост в передопированной области сменяется выходом почти на константу в недодопированном диапазоне. Исходя из сказанного выше, и используя соотношение $A_V = (2/3)A_c$ и значение A_c для образца W [3], а также соотношение $A_V = 0.8A_c$ и значение A_c для образца M [2], получаем соответствующие величины A_V для образцов №1 ($y = 7.0$) и №1$'$ ($y = 6.95$) (см. рис. 5 и табл. 1). Рассчитанные значения α, соответствующие полученным значениям A_V, также представлены в табл. 1.

Трем другим образцам удовлетворяет только значение $\alpha = 0$. Так, на рис. 5 видно, что для образца №2 ($y = 6.63$) величина A_V при $\alpha = 0$ уже оказалась вблизи линии *1*, но параметры A_V, полученные для поликристаллических образцов, не могут превышать пунктирную линию *1*, соответствующую монокристаллам. Именно по этой причине значения $\alpha \neq 0$, повышающие величину A_V, не могут быть использованы для данного образца. Заметим, что для аналогичного недодопированного монокристаллического образца R ($y = 6.56$) также используется значение $\alpha = 0$ [5].

Для структурно неоднородных оптимально допированных образцов №2$'$ и №3$'$ мы положили $\alpha = 0$, учитывая, как отмечено в обзоре [1], что параметр α имеет физический смысл только в чистом пределе, т.е. строго для V-образного узла. При переходе в грязный предел значение α размывается и перестает существовать.

Таким образом, из рис. 5 следует, что для всех серий образцов (кривые *1–3*) предкорневой параметр Воловика ведет себя аналогично. Однако, если для равновесных моно- и поликристаллов (кривые *1* и *2*) причиной уменьшения данного параметра является снижение содержания кислорода (y), которое сопровождается уменьшением T_c, то для структурно-неоднородных образцов (кривая *3*) обе величины – y и T_c – являются практически неизменными (см. табл. 1). Единственным меняющимся фактором для этой серии образцов, является количество дефектных элементарных ячеек, которое линейно увеличивается при переходе от образца №1$'$ к образцу №3$'$ [7]. Это свидетельствует о том, что причиной уменьшения параметра Воловика для данной серии образцов является увеличение степени структурного разупорядочения.

Важно отметить, что уменьшение A_V соответствует увеличению угла υ_Δ– крутизны щели на поверхности Ферми (см. (3)). Такое поведение υ_Δ, казалось бы, должно приводить к увеличению щели, но если речь идет о сверхпроводящей щели, то величина T_c должна расти вместе с щелью. Однако для образцов W, M и R, а также №1 и №2 с уменьшением допирования (y) значение T_c падает, а для образцов №№1$'$, 2$'$ и 3$'$ – остается практически постоянной. Тогда возникает вопрос, какой щели соответствуют рассматриваемые параметры A_V и υ_Δ. Ответ на него мы можем дать в рамках двух разных сценариев.

Первый сценарий соответствует тесной взаимосвязи сверхпроводящей щели и псевдощели, в котором величина T_c определяется, как [12, 13]:

$$T_c = \beta \upsilon_\Delta \gamma_n(0), \tag{7}$$

где $\gamma_n(0)$ – экстраполированное к нулевой температуре значение коэффициента электронной теплоемкости нормального состояния, а β – константа.

Из формулы (7) следует, что постоянство температуры T_c при увеличении υ_Δ обеспечивает уменьшение в той же степени величины $\gamma_n(0)$. Для исследуемых структурно-неоднородных образцов, несмотря на $y \approx \mathrm{const}$, соотношение $\gamma_n(1') > \gamma_n(2') > \gamma_n(3')$, действительно, имеет место [4, 8], и может быть вызвано увеличением псевдощели. Аналогичный эффект наблюдается и для монокристаллов, у которых уменьшение γ_n вызвано увеличением пвевдощели и сопровождается увеличением υ_Δ.

Существует и другой сценарий объяснения уменьшения параметра Воловика и, соответственно, увеличения наклона нодальной щели υ_Δ без увеличения T_c. Этот сценарий предусматривает отход от V-образной формы d-волнового узла, которая может иметь место только в чистом пределе. Как следует из рис. 5, изменение параметров A_V и υ_Δ происходит не только при изменении y, но и при уменьшении средних размеров кристаллитов и, соответственно, при увеличении степени структурной неоднородности (кривая *1*). Во Введении уже отмечалось, что структурный беспорядок может генерировать

Таблица 1. Характеристики исследуемых образцов

Образец №	y	$\langle D\rangle$, мкм	T_c, K	$\gamma(0)$, мДж/моль·K^2	n	$\Delta_{\rm Sch}(0)$, K	$\Delta_{\rm Sch}(H)$, K	α, мДж/моль·K^3	A_V, мДж·Тл$^{1/2}$/моль·K^2
1	7.0	~ 100	92.3	6.00	0.0041	1.49	12.64	0.14	0.86
2	6.63	~ 100	54	7.76	0.0108	1.32	12.23	0	0.52
$1'$	6.95	2	91.65	10.72	0.0065	2.65	14.80	0.04	0.75
$2'$	6.92	1	91.36	10.04	0.0066	2.32	14.57	0	0.43
$3'$	6.92	0.4	91.05	12.10	0.0082	1.93	15.18	0	0.23

конечную плотность состояний вблизи d-волновых узлов [1, 5]. Мы полагаем, что это приведет к смещению "ветвей" d-волнового узла в обе стороны от нодальной точки, но только в нижней части спектра. Таким образом происходит увеличение угла v_Δ в непосредственной близости от поверхности Ферми. Остальная часть спектра может остаться без изменений, что будет способствовать неизменности величины T_c. Вместе с тем, если сверхпроводимость будет полностью подавлена не только в нодальной точке, но и около нее, то вблизи узлов будет иметь место конечная плотность состояний даже при 0 K, т.е. возникнет "плоское дно" (см. вставку к рис. 5).

Наличие "плоского дна" обеспечит металлическое поведение над небольшой частью поверхности Ферми, что, в свою очередь, приведет к появлению линейного члена в теплоемкости $\gamma(0)T$, который будет тем больше, чем больше структурный беспорядок, что и проявляется экспериментально [4].

Являются ли рассмотренные выше два сценария альтернативными или дополняющими друг друга, предстоит выяснить в дальнейших исследованиях. Однако уже ясно, что оба сценария связаны между собой тем, что в их основе лежит структурная неоднородность, которая проявляется как через усиление псевдощели (первый сценарий), так и через существования "плоского дна" d-волнового узла (второй сценарий).

Необходимо отметить, что в литературе обсуждаются и другие механизмы влияния беспорядка на электронные свойства ВТСП, связанные, в частности, с нематической критичностью в купратах [14]. Однако они не объясняют существование заметных значений для $\gamma(0)$, наблюдающихся в системе LaSrCuO, в которой цепочки Cu1-O4 отсутствуют. Вместе с тем величины $\gamma(0)$ для оптимально допированных (x=0.15) и недопированных (x=0.069) монокристаллов $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ [15] даже превышают $\gamma(0)$ для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ и $YBa_2Cu_3O_{6.53}$ [2, 5].

4. Заключение. Таким образом, исследование низкотемпературной теплоемкости в магнитном поле $H = 8$ Т серии оптимально допированных структурно-разупорядоченных образцов $YBa_2Cu_3O_y$ позволило не только получить информацию о плотности состояний вблизи d-волновых узлов и о поведении ключевого параметра ВТСП – крутизне нодальной щели, но и о тех особенностях, которые вносит структурная неоднородность. Оказалось, что именно наличие структурной неоднородности приводит к линейному члену $\gamma(0)T$ металлического типа в теплоемкости $C(T)$, не свойственному сверхпроводникам. Не менее важным является представление о возможности существования d-волнового узла с "плоским дном" для соединений ВТСП, которым структурное разупорядочение в том или ином виде свойственно от природы.

Авторы признательны В.М. Пудалову, В.В. Валькову и К.С. Пигальскому за полезные обсуждения и М.И. Иким за помощь в работе.

1. N. E. Hussey, Advances in Physics **51**, 1685 (2002).
2. K. A. Moller, D. L. Sisson, J. S. Urbach, M. R. Beasley, A. Kapitulnik, D. J. Baar, R. Liang, and W. N. Hardy, Phys. Rev. B **55**, 3954 (1997).
3. Y. Wang, B. Revaz, A. Erb, and A. Junod, Phys. Rev. B **63**, 094508 (2001).
4. Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, С. Ю. Гаврилкин, А. А. Вишнев, Л. И. Трахтенберг, Письма в ЖЭТФ **105**, 223 (2017).
5. S. C. Riggs, O. Vafek, J. B. Kemper, J. B. Betts, A. Migliori, F. F. Balakirev, W. N. Hardy, R. Liang, D. A. Bonn, and G. S. Boebinger, Nature Phys. **7**, 332 (2011).
6. А. А. Вишнев, Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, Хим. физика **21**, 86 (2002).
7. А. М. Балагуров, Л. Г. Мамсурова, И. А. Бобриков, То Тхань Лоан, В. Ю. Помякушин, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, А. А. Вишнев, ЖЭТФ **141**, 1144 (2012).
8. Л. Г. Мамсурова, К. С. Пигальский, Н. Г. Трусевич, А. А. Вишнев, М. А. Рогова, С. Ю. Гаврилкин, А. Ю. Цветков, Письма в ЖЭТФ **102**, 752 (2015).
9. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **58**, 457 (1993).

10. К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, А. Н. Лавров, Л. П. Козеева, М. Ю. Каменева, В. В. Вальков, Д. М. Дзебисашвили, А. Д. Федосеев, Письма в ЖЭТФ **92**, 369 (2010).
11. Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, К. С. Пигальский, А. А. Вишнев, И. В. Мамсуров, Изв. РАН. Серия Физическая **80**, 558 (2016).
12. H.-H. Wen, L. Shan, X.-G. Wen, Y. Wang, H. Gao, Z.-Y. Liu, F. Zhou, J. Xiong, and W. Ti, Phys. Rev. B **72**, 134507 (2005).
13. T. Matsuzaki, N. Momono, M. Oda, and M. Ido, J. Phys. Soc. Jap. **73**, 2232 (2004).
14. J.-R. Wang, G.-Z. Liu, and C.-J. Zhang, New J. Phys. **18**, 073023 (2016).
15. H.-H. Wen, Z.-Y. Liu, F. Zhou, J. Xiong, and W. Ti, Phys. Rev. B **70**, 214505 (2004).