

## ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОЕМКОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО МОНОКРИСТАЛЛА $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛОСКОСТИ $a - b$

М.Н.Хлопкин, Г.Х.Панова, Н.А.Черноплеков, А.А.Шиков

Российский научный центр "Курчатовский институт"

123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 октября 1997 г.

Исследована низкотемпературная теплоемкость сверхпроводящего монокристалла  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в магнитных полях до 8 Тл при четырех ориентациях магнитного поля: в плоскости  $a - b$  - вдоль направлений (100) и (110) и под углами  $45^\circ$  и  $90^\circ$  к плоскости  $a - b$  - вдоль направлений (103) и (001). В полевой зависимости теплоемкости обнаружена анизотропия в плоскости  $a - b$ , причем величина теплоемкости минимальна при направлении поля вдоль оси  $a$  и максимальна при направлении под углом  $45^\circ$  к оси  $a$ , что может быть объяснено анизотропией энергетической щели, минимум которой расположен вдоль направления (110). При всех ориентациях магнитного поля теплоемкость смешанного состояния в области низких температур нелинейно зависит от величины магнитного поля.

PACS: 74.25.Bt

В последнее время изучение анизотропных свойств ВТСП в магнитном поле приобретает важное значение в связи с вопросом о симметрии сверхпроводящей щели, в том числе двумерной анизотропии щели в плоскости  $a - b$ . Об анизотропном поведении щели в плоскости  $a - b$  свидетельствуют эксперименты по фотоэмиссионной спектроскопии [1], рамановскому рассеянию [2], квазичастичному туннелированию [3], теплопроводности [4] и магнитосопротивлению [5]. Следует отметить, что эксперименты по прямому наблюдению анизотропии щели, выполненные методами туннельной спектроскопии [3] и фотоэмиссии с угловым разрешением [1], дают противоречивую информацию относительно направления, в котором щель максимальна. Поэтому экспериментальные исследования проявлений анизотропии щели новым, независимым методом вызывают безусловный интерес. Важным, хотя и косвенным, проявлением нетривиальной симметрии сверхпроводящей щели может быть анизотропия теплоемкости сверхпроводника в смешанном состоянии при ориентации магнитного поля в плоскости  $a - b$  кристалла.

Отметим, что исследования тепловых свойств сверхпроводников (теплоемкости и теплопроводности), в отличие от электрических исследований, сохраняют информативность и при температурах, много меньше температуры сверхпроводящего перехода. При исследованиях в магнитных полях тепловые измерения, как правило, менее чувствительны к пиннингу, чем магнитные измерения (так как в процессе измерения внешнее магнитное поле не меняется), что позволяет надеяться на получение более надежных результатов.

Целью настоящей работы было исследование анизотропии сверхпроводящих свойств монокристалла  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ , а именно, полевой зависимости теплоемкости при ориентации поля в плоскости  $a - b$  вдоль оси  $a$  и под углом  $45^\circ$  к оси  $a$ . Выбор этого объекта обусловлен двумя обстоятельствами: 1) величина верхнего критического поля в них не столь высока, что позволяет проводить исследования в

достаточно представительной области  $H_{c2} - T$ -диаграммы и 2) мала величина паразитной магнитной аномалии в теплоемкости.

Исследования выполнялись на одном из массивных монокристаллов  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ , полученным методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом и исследованным в работах [6,7].

По данным рентгеноструктурного анализа, при комнатной температуре образец имел тетрагональную структуру (F4/mmm) с параметрами решетки:  $a = b = 3.773(1)\text{Å}$ ,  $c = 13.233(2)\text{Å}$ . Исследуемый кристалл состоял из нескольких блоков, разориентация которых по осям  $a$  и  $c$  составляла величину порядка  $10^\circ$ .

Температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  и его ширина  $\Delta T_c$  составляли: по магнитной восприимчивости и электросопротивлению  $T_c = 39.2\text{ К}$ ,  $\Delta T_c = 0.5\text{ К}$ , по теплоемкости  $T_c = 38\text{ К}$ ,  $\Delta T_c = 2\text{ К}$ . В температурной зависимости теплоемкости наблюдался четкий скачок, соответствующий сверхпроводящему переходу с амплитудой  $\Delta C/T_c = 9\text{ мДж/моль}\cdot\text{К}^2$ .

Теплоемкость образца в магнитных полях до 8 Тл определялась адиабатическим методом с импульсным вводом тепла [8]. Погрешность измерения составляла величину 2% в интервале температур 1.5–4 К, 1% в интервале 4–10 К и 0.2–0.5% в интервале 10–50 К.

Исследования теплоемкости проведены для четырех направлений магнитного поля: параллельно плоскости  $a - b$  вдоль оси  $a - (100)$  и под углом  $45^\circ$  к оси  $a - (110)$ , а также под углом  $90^\circ$  к плоскости  $a - b$  вдоль оси  $c - (001)$  и под углом  $45^\circ - (103)$ . Суммарная погрешность определения ориентации и установки образца относительно поля, по нашим оценкам, не превышала  $10^\circ$ .

На рис.1 приведены экспериментальные данные по низкотемпературной теплоемкости в координатах  $C/T$  от  $T^2$  в магнитных полях 0 и 4 Тл для всех четырех исследованных направлений магнитного поля. Магнитное поле приводит к увеличению теплоемкости, причем влияние магнитного поля меньше при его ориентации вдоль (100), то есть в плоскости  $a - b$  вдоль оси  $a$ . При трех других ориентациях влияние поля больше, причем масштаб примерно одинаков. Сравнение этих результатов для двух направлений: вдоль оси  $a$  и под углом  $45^\circ$  к оси  $a$ , указывает на сильную анизотропию электронной теплоемкости в плоскости  $a - b$ .

В интервале 2–8 К температурные зависимости теплоемкости хорошо аппроксимируются зависимостью вида  $C = \gamma^*(H)T + \beta T^3 + \alpha T^5$  при всех значениях магнитного поля  $H$ , что позволяет определить коэффициент электронной теплоемкости  $\gamma^*(H)$ . На рис.2 представлена полевая зависимость  $\gamma^*(H)$  для четырех направлений магнитного поля. Как видно из рисунка, для всех четырех ориентаций магнитного поля эта зависимость существенно нелинейна: в области малых полей  $\gamma^*(H)$  быстро растет с увеличением поля, а в больших полях зависимость  $\gamma^*(H)$  меняется слабее с ростом поля. Обратим внимание, что такая зависимость наблюдается для всех четырех направлений магнитного поля. Наблюдаемое влияние магнитного поля на теплоемкость исследуемого образца в области низких температур отличается от теории Абрикосова [9], предсказывающей близкую к линейной зависимость  $\gamma^*$  от  $H$ .

Сравнение результатов показывают, что выделенным направлением является ось  $a$ , где влияние магнитного поля на теплоемкость наименьшее и величина  $\gamma^*(H)$  минимальна. Для остальных направлений магнитного поля величины  $\gamma^*(H)$  близки между собой и намного превышают значения по оси  $a$ .

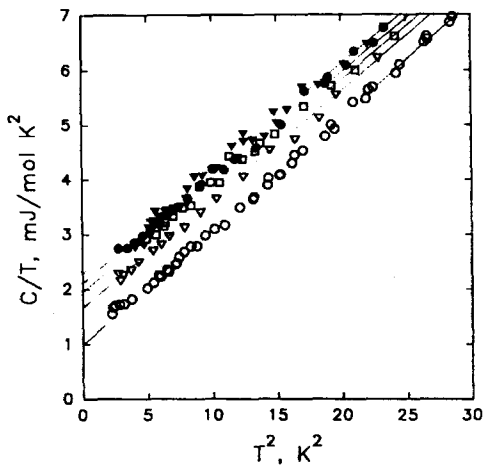


Рис.1. Температурная зависимость теплоемкости  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в области низких температур, в магнитных полях 0 и 4 Тл при четырех ориентациях поля  $H$ :  $\circ - H = 0$ ;  $\nabla - H \parallel (100)$ ;  $\square - H \parallel (110)$ ;  $\bullet - H \parallel (001)$ ;  $\blacktriangledown - H \parallel (103)$

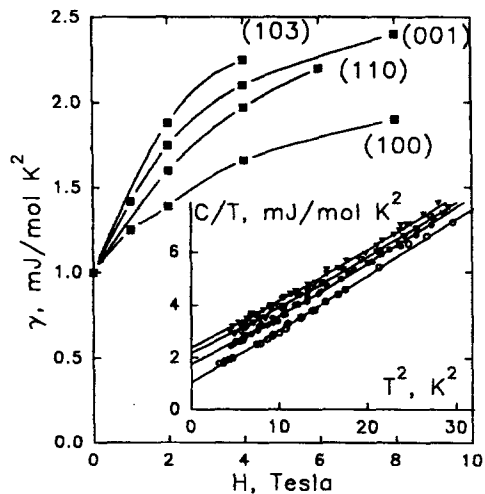


Рис.2. Зависимость коэффициента  $\gamma^*(H)$  от магнитного поля для четырех его ориентаций. Ориентации указаны на рисунке. На вставке: температурная зависимость теплоемкости  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в области низких температур при фиксированной ориентации поля – параллельно оси (100), в различных магнитных полях  $H$ :  $\circ - H = 0$ ;  $\bullet - H = 2$ ;  $\nabla - H = 4$ ;  $\blacktriangledown - H = 6$  Тл

Наблюдаемые нами зависимости коэффициента электронной теплоемкости в смешанном состоянии от магнитного поля при экстраполяции по корневому закону величины  $\gamma^*(H)$  к величине  $\gamma_n$ , соответствующей нормальному состоянию сверхпроводника, дают оценку величины  $H_{c2}(0)$ , которая существенно отличается для двух направлений поля в плоскости  $a - b$ , что указывает также на анизотропию  $H_{c2}$  в плоскости  $a - b$ . В результате, изучение полевой зависимости электронной теплоемкости от угла по отношению к кристаллографическим осям  $a$  и  $c$  в монокристалле дает возможность оценивать анизотропию верхнего критического поля  $H_{c2}$  и энергетической щели как функцию направления в импульсном пространстве и различие значений ее в плоскости  $a - b$ .

Следует отметить, что анизотропия резистивного верхнего критического магнитного поля с симметрией четвертого порядка наблюдалась экспериментально в монокристалле  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  в полях до 6 Тл, причем масштаб анизотропии  $H_{c2}(\parallel 100)/H_{c2}(\parallel 110)$  составлял 10% при температуре 35 К [5]. Наблюдаемая нами анизотропия имеет тот же знак, но масштаб ее существенно больше. Одной из возможных причин различия значений анизотропии в наших исследованиях и в работе [5] может быть различный температурный интервал: в [5] исследования проводились вблизи  $T_c$ , а в нашей работе – при температурах, существенно ниже  $T_c$ .

Согласно работам Воловика [10, 11] и Маки [12], нетривиальная симметрия сверхпроводящей щели проявляется в аномальном поведении как низкотемпературной теплоемкости сверхпроводника в смешанном состоянии, так и верхнего критического поля. Оба эти явления при вращении поля в плоскости  $a - b$  должны обнаруживать симметрию четвертого порядка. В работе [11] показано, что при  $d$ -спаривании

существует два режима влияния магнитного поля на термодинамические свойства сверхпроводника: режим сильного поля ( $x \ll 1$ ) и режим слабого поля ( $x \gg 1$ ), причем параметр кроссовера  $x$  выражается через температуру  $T$ , магнитное поле  $H$ , критическую температуру  $T_c$  и верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$ :

$$x \sim \frac{T}{T_c} \left( \frac{H_{c2}}{H} \right)^{1/2}.$$

Оценка температуры кроссовера  $T_x$ , определяемая соотношением  $x \sim 1$ , для  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  ( $H_{c2} \sim 200$  Тл,  $T_c = 38$  К) во внешнем поле 6 Тл дает величину порядка 7 К. Исследования резистивных критических магнитных полей в [5] выполнены в полях до 6 Тл при температурах выше 30 К, что соответствует режиму слабых полей. Наши же оценки анизотропии выполнены на основании данных, полученных в полях до 8 Тл, но при температурах 2–8 К, что ниже температуры кроссовера  $T_x$ , и они относятся к режиму сильных полей.

Подведем итоги. В сверхпроводящем монокристалле  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  экспериментально исследована теплоемкость в смешанном состоянии при четырех ориентациях поля относительно кристаллографических осей: в плоскости  $a - b$  вдоль оси  $a$  и под углом  $45^\circ$  к оси  $a$ , а также вдоль оси  $c$  и оси (103). При всех ориентациях магнитного поля теплоемкость смешанного состояния в области низких температур нелинейно зависит от величины магнитного поля, что не описывается традиционной теорией влияния магнитного поля на сверхпроводимость. Из измерений теплоемкости в магнитных полях нами была обнаружена анизотропия полевой зависимости  $\gamma^*$  от  $H$  при ориентации магнитного поля в плоскости  $a - b$  вдоль оси  $a$  и под углом  $45^\circ$  к оси  $a$ , а также вдоль оси  $c$  и оси (103) на монокристаллическом образце  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ . Сильная анизотропия в плоскости  $a - b$  проявляется в зависимости  $\gamma^*$  от  $H$ , которая минимальна в направлении оси  $a$  и максимальна под углом  $45^\circ$  к оси  $a$ , причем величина анизотропии существенно больше, чем в обычных сверхпроводниках.

Обратим внимание еще на один важный результат. Эксперименты по прямому наблюдению анизотропии щели, выполненные методами туннельной спектроскопии [3] и фотоэмиссии с угловым разрешением [1], дают противоречивую информацию относительно направления, в котором щель максимальна. Результаты наших исследований анизотропии теплоемкости монокристалла  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  подтвердили результаты, полученные методом фотоэмиссии с угловым разрешением: максимум щели достигается вдоль связи  $\text{Cu}-\text{O}$ , а не под углом  $45^\circ$  к этой связи, что подтверждает предсказания моделей сверхпроводимости ВТСП, учитывающих  $d$ -спаривание.

В дальнейшем мы хотели бы продолжить измерения угловой зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$  в плоскости  $a - b$  в этих и других высокотемпературных сверхпроводниках для выяснения происхождения этой анизотропии.

Авторы выражают благодарность А.М.Балбашову и Д.А.Шулятеву за приготовление образцов  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  и В.Ф.Шамраю и О.Е.Парфенову за определение ориентации образцов.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проекта 96039 Государственной научно-технической программы "Актуальные проблемы физики конденсированных сред", направление "Сверхпроводимость".

1. Z.X.Shen, D.S.Dessau, B.O.Wells et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 1553 (1993).
2. J.C.Jrwin, X.K.Chen, H.J.Trodahl et al., J. Superconductivity **8**, 495 (1995).
3. J.Kane and K.W.Ng, Phys. Rev. **B53**, 53 (1996).
4. H.Aubin, K.Behnia, M.Ribault et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2624 (1997).
5. T.Hanaguri, T.Fukase, Y.Koike et al., Physica **B165-166**, 1449 (1990).
6. A.M.Balbashev, D.A.Shulyatev, G.Kh.Panova et al., Physica **C197**, 303 (1996).
7. М.Н.Хлопкин, Г.Х.Панова, Н.А.Черноплеков, А.А.Шиков, ЖЭТФ **112**, 1386 (1997).
8. М.Н.Хлопкин, Н.А.Черноплеков, П.А.Черемых, *Низкотемпературный калориметр для измерений теплоемкости в магнитных полях до 20Тл*, препринт ИАЭ-3549/10, Москва, 1982.
9. А.А.Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987.
10. G.E.Volovik, Письма в ЖЭТФ **58**, 457 (1993).
11. G.E.Volovik, Письма в ЖЭТФ **65**, 465 (1997).
12. K.Maki and H.Won, J. Phys. I France **6**, 2317 (1996).