

## К АНАЛИЗУ НЕКОТОРЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин

Экспериментальные данные для новых сверхпроводников анализируются для оценки ширины флуктуационной области вблизи  $T_c$  и параметров электронной зоны. Данные не противоречат наличию делокализованных электронов и указывают на узость флуктуационной области.

Теоретическое понимание новых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) пока далеко от завершенности. Мы провели анализ экспериментальных данных с целью попытаться ответить на два вопроса; 1) насколько существенны флуктуации при сверхпроводящем переходе; 2) в какой мере нормальные и сверхпроводящие характеристики ВТСП укладываются в рамки ферми-жидкостного описания. Во всех оценках ниже использованы наиболее характерные значения, хотя разброс экспериментальных данных довольно велик.

1. Окрестность температуры перехода. Плотность свободной энергии Гинзбурга – Ландау<sup>1</sup> в анизотропном случае

$$F = \alpha t |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 + \sum_i (4M_i)^{-1} |(-i\hbar \nabla_i - \frac{2e}{c} A_i) \psi|^2, \quad (1)$$

где  $t = T - T_c$ . Флуктуационная поправка к теплоемкости выше  $T_c$ <sup>1, 2</sup> в трехмерном режиме пропорциональна  $t^{-1/2}$ , а флуктуации малы при

$$\frac{|t|}{T_c} \gg Gi_{3D} = \frac{T_c M_1 M_2 M_3 b^2}{4\pi^2 \alpha}. \quad (2)$$

Если анизотропия велика (скажем,  $M_3 \gg M_1, M_2$ ), то поправка была бы пропорциональна  $t^{-1}$ . Слоистость структуры означает, что по мере удаления от  $T_c$  разложение по градиентам вдоль оси  $c$  оказывается недостаточным. Оценить температуру  $T^*$  смены режима можно из условия равенства флуктуационных добавок к теплоемкости  $4M_3 \alpha |t^*| = (2z/c_0)^2 (z - \text{число слоев в элементарной ячейке, а } c_0 - \text{длина ячейки вдоль оси } c)$ . В традиционной теории БКШ малость числа Гинзбурга (2) следует из малости  $T_c \ll E_F$ .

Параметры  $\alpha$ ,  $b$  и  $M_i$  определяют термодинамическое критическое поле  $H_{cm}$  и глубины проникновения. Последние в ВТСП известны плохо, поэтому ниже использованы измерения скачка теплоемкости  $\Delta C_p$ :

$$-\left. \frac{\partial H_{ст}}{\partial T} \right|_{T=T_c} = (4\pi \Delta C_p / T_c)^{1/2} \quad (3)$$

и верхних критических полей. В анизотропном случае

$$H_{c2}^{\parallel} = \sqrt{2} \kappa_{ab} H_{cm}; \quad H_{c2}^{\perp} / H_{c2}^{\parallel} = (M_c / M_{ab})^{1/2} \quad (4)$$

( $\parallel$  и  $\perp$  означает ориентацию магнитного поля относительно оси  $c$ ). Глубины проникновения связаны с критическим полем

$$\delta_{ab}^{-2} = \frac{2\sqrt{2}eH_{cm}}{c\hbar\kappa_{ab}}; \quad \delta_c = \delta_{ab} (M_c / M_{ab})^{1/2}. \quad (5)$$

Параметры когерентности  $\xi_{ab} = \delta_{ab} / \kappa_{ab}$ ,  $\xi_c = \xi_{ab} (M_{ab} / M_c)^{1/2}$  в чистом пределе дают размеры пары в плоскости  $ab$  и вдоль оси  $c$ .

Характерные значения  $\Delta C_p$  составляют  $\Delta C_p / T_c \approx 14$  мДж/моль  $\text{Cu} \cdot \text{K}^2$  как для лантано-вых, так и для иттриевых керамик<sup>3</sup>, поэтому из (3) получаем  $-\partial H_{cm} / \partial T \approx 2,2 \cdot 10^2$  Гц/К

для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  и  $-\partial H_{cm}/\partial T \approx 1,7 \cdot 10^2$  Гс/К для  $\text{La}_{0,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ . Ширина резистивного перехода обычно составляет  $0,5 \div 2$  К и увеличивается с полем, что указывает на несовершенство образцов. Поэтому зависимости  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$  обнаруживают большой разброс. В <sup>4</sup> из анализа  $H_{c2}(T)$  в самой области перехода утверждается, что критическая область  $t \sim 0,1 T_c$ . Мы считаем более правильным определять параметры в (1) из поведения величин вне размытости перехода. Кривые  $H_{c2}^{\parallel}(T)$  вблизи  $T_c$  обнаруживают заметную положительную кривизну, поэтому наклон  $\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T$  определяется неоднозначно. В <sup>5</sup> для монокристалла  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  получено  $-\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T \approx 0,37^{(a)} \div 0,9^{(b)}$  Т/К и  $-\partial H_{c2}^{\perp}/\partial T \approx 3$  Т/К. Для керамики  $\text{La}_{0,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  <sup>(c)</sup>,  $\partial H_{c2}/\partial T \approx -2,5$  Т/К <sup>6</sup>. Для монокристаллического  $\text{LaSrCuO}$  <sup>(d)</sup> наклон измерялся только одной группой <sup>7</sup>:  $-\partial H_{c2}^{\parallel}/\partial T \approx 0,3$  Т/К,  $-\partial H_{c2}^{\perp}/\partial T \approx 4$  Т/К. На основании этого можно составить следующую таблицу:

	$\kappa_{ab}$	$M_c/M_{ab}$	$ t^* /T_c$	$\delta_{ab}(0)$ (Å)	$\xi_c(0)$ (Å)	$\xi_{ab}(0)$ (Å)	$\xi_c(0)$ (Å)	$G_{3D}$
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ <sup>(a)</sup>	12	65	0,4	700	5600	36	4,5	$0,4 \cdot 10^{-5}$
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ <sup>(b)</sup>	28	11	1	1100	3500	23	6,7	$1 \cdot 10^{-5}$
$\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ <sup>(c)</sup>	100	-	-	4000	-	22	-	$2 \cdot 10^{-5}$
$\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ <sup>(d)</sup>	12	180	0,4	1400	$2 \cdot 10^4$	60	4,6	$0,6 \cdot 10^{-5}$

Здесь  $\delta(0)$  связано с  $\delta(T)$  вблизи  $T_c$  интерполяционной формулой  $\delta(T) = \delta(0)[1 - (T/T_c)^4]^{1/2}$ , а  $\xi(0)$  определено как

$$\xi(T) = 0,84 \xi(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}, \quad \xi(0) = \xi_0 \quad (6)$$

в чистом пределе (для  $\text{YBaCuO}$ , см. ниже) и

$$\xi(T) = 0,91 \xi(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1/2}, \quad \xi^2(0) = \xi_0 l \quad (7)$$

в грязном пределе (для  $\text{LaSrCuO}$ ). Таким образом, флуктуационная область в ВТСП должна быть довольно узка, хотя и шире чем в обычных сверхпроводниках. Слоистость структуры сказывается достаточно далеко от  $T_c$ . Независимые определения глубины проникновения дают <sup>8,9</sup>  $\delta \sim (1,5 \div 3) \cdot 10^3$  Å.

2. Свойства "чистого"  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  пока плохо воспроизводимы. При малом легировании в нем наблюдается конкуренция магнетизма и сверхпроводимости <sup>10</sup>. В <sup>11</sup> это приписывается легированию малым числом дырок в хаббардовской зоне. Однако резкое изменение как величины сопротивления, так и характера его температурного поведения не противоречит тому, что при легировании стронцием система переходит в состояние с делокализованными электронами. Аналогично, в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  критическая температура  $T_c \approx 90$  К не зависит от  $x$  в области  $6,7 < x < 7$ , а парамагнитная восприимчивость постоянна. Примем это как указание на существование делокализованной зоны и попытаемся оценить ее параметры.

В купратах лантана (одна дырка на атом Cu) ожидаемая концентрация носителей была бы  $n \approx 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Эффект Холла для  $\text{La}_{3,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  дает <sup>12</sup>  $n \approx 0,7 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, т. е.  $\sim 0,7$  дырки на атом Cu. Хотя оценки по эффекту Холла в слабых полях неточны (в них входит усредненный поперечник рассеяния), мы принимаем ниже  $n = 7 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup> для  $\text{LaSrCuO}$ . В  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ , видимо, присутствуют и электроны, и дырки. Для монокристаллов <sup>13</sup>  $n \approx (7 \div 9) \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, что отвечает  $1,2 \div 1,5$  носителя каждого знака на элементарную ячейку. Ниже для  $\text{YBaCuO}$  примем  $n = 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Из-за сильной анизотропии сопротивлений и  $H_{c2}$  поверхность Ферми предполагаем цилиндрической. Отсюда  $p_F/\hbar \approx 5,4 \cdot 10^7$  см<sup>-1</sup> ( $z = 2$ ) и  $p_F/\hbar \approx 5 \cdot 10^7$  см<sup>-1</sup> ( $z = 3$ ) соответственно для  $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

Зонную массу  $m_{ab}$  можно оценить по плазменной частоте  $\omega_p^2 = 4\pi n e^2 / m_{ab}$ . Если для LaSrCuO  $\omega_p = 1,7 \text{ эВ}^{14}$ , то  $m_{ab} / m_0 = 3,3$ . В YBaCuO  $\omega_p = 2,3 \text{ эВ}^{15}$ , и  $m_{ab} / m_0 \approx 2,6$ . Отметим, что вычисленная с помощью этих зонных масс без учета ферми-жидкостных перенорировок паулиевская восприимчивость (соответственно  $0,66 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3 / \text{моль Cu}$  и  $0,52 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3 / \text{моль Cu}$ ) примерно в  $2 \div 2,5$  раза меньше наблюдаемой<sup>3</sup>. Для энергии Ферми  $E_F = p_F^2 / 2m_{ab}$  получаем соответственно 0,33 эВ и 0,36 эВ. Отношение  $k_B T_c / E_F$  для LaSrCuO и YBaCuO равно соответственно  $0,8 \cdot 10^{-2}$  и  $2 \cdot 10^{-2}$ . Длина свободного пробега оценивалась по сопротивлению  $\rho(T_c)$ . Для LaSrCuO имеем  $l \approx 32(\rho_0 / \rho) \text{ \AA}$ , а для YBaCuO  $l \approx 21(\rho_0 / \rho) \text{ \AA}$ , где  $\rho_0 = 100 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ . Сравнивая  $l(T_c)$  с  $\xi_{ab}(0)$  из таблицы, видим, что даже лучшие образцы LaSrCuO (с сопротивлением  $\rho(T_c) \approx 300 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ ) являются эффективно "грязными". Монокристаллы YBaCuO с  $\rho(T_c) \approx 60 \text{ мкОм} \cdot \text{см}^{16}$  можно считать чистыми.

В общем, свойства ВТСП в нормальном состоянии не противоречат наличию достаточно широкой зоны. Пробег  $l(T_c)$  сравним с  $\xi_0$ , и существующие отличия в  $T_c$  для разных конкретных образцов не противостоят предположению о нетривиальном характере спаривания. "Размеры пары" не слишком превышают межатомные расстояния: так, для YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> величина  $\hbar / p_F \xi_0 \approx 0,9 \cdot 10^{-1}$ . Вопрос, обязаны ли пары куперовскому механизму или сильным электронным корреляциям<sup>11</sup>, остается открытым.

Авторы благодарны В.П.Минееву и Г.М.Элиашбергу за полезные замечания.

#### Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. ч. 2. М.: Наука, 1978.
2. Леванюк А.П. ЖЭТФ, 1959, 36, 810.
3. Junod A., Bezinge A., Cattani D. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, Suppl. 26 +3, 1119.
4. Ён В., Чар К., Кент А.Д. et al. Preprint
5. Iye Y., Tamegai T., Takei H. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, L1057.
6. Junod A., Bezinge A., Cattani D. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, Suppl. 26 - 3, 1021.
7. Hidaka Y., Enomoto Y., Suzuki M. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, L377; 26, Suppl. 26 - 3, 1133.
8. Aepli G., Cava R.J., Ansaldo E.J. et al. Phys. Rev., 1987, B35, 7129; Harshman D., Aepli G., Ansaldo E.J. et al. Phys. Rev., 1987, B36, 2386.
9. Винников Л.Я., Григорьева И.В. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 89.
10. Vaknin D., Sinha S., Moncton D. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2802.
11. Anderson P.W. Science, 1987, 235, 1196.
12. Suzuki M., Moriaki K., Murakami T. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, Suppl. 26 - 3, 1103.
13. Tozer S.W., Kleinsasser A.W., Penney T. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1768.
14. Tajima S., Uchida S., Tanaka S. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, L432.
15. Bozovic I., Kirtillov D., Kapitulnik A. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2219; Wang X., Naba T., Ikezawa M. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, L1391.
16. Бурагов Л.И., Винников Л.Я., Емельченко Г.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 50; Макаренко И.Н., Никифоров Д.В., Быков А.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 52.