

РАСЩЕПЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ИЗ-ЗА МАЛОЙ ОРТОРОМБИЧНОСТИ

Г.Е.Воловик

Расщепление сверхпроводящего перехода, наблюдаемое в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ^{1, 2}, похоже на расщепление сверткеучего перехода в $^3\text{He-A}$ под действием магнитного поля, причем роль магнитного поля здесь играет слабое орторомбическое искажение тетрагональной кристаллической симметрии. Это сходство указывает на возможность d -спаривания в этом высокотемпературном сверхпроводнике.

В экспериментах по измерению теплоемкости в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ^{1, 2} наблюдалась тонкая структура сверхпроводящего перехода: переход расщепляется на два перехода, отстоящие друг от друга на малую величину порядка 3 – 4 К, причем скачки теплоемкости сравнимы по величине. Если отвлечься от возможности существования двух различных кристаллических модификаций с близкими температурами сверхпроводящего перехода, то напрашивается аналогия с расщеплением сверткеучего перехода в $^3\text{He-A}$ под действием сколь угодно малого магнитного поля³: температурный интервал между переходами мал, будучи пропорциональным величине магнитного поля, в то время как скачки в теплоемкости сравнимы между собой и не зависят от поля.

Расщепление перехода в $^3\text{He-A}$ имеет чисто симметричное происхождение; магнитное поле, искажая структуру $^3\text{He-A}$, настолько сильно понижает симметрию этой фазы, что жидкость не может перейти в $^3\text{He-A}$ непосредственно из нормального состояния $^3\text{He-N}$, поэтому переход происходит в два приема с последовательным понижением симметрии $^3\text{He-N} \rightarrow ^3\text{He-A}_1 \rightarrow ^3\text{He-A}$, причем оба перехода – второго рода. На возможность подобного, обусловленного симметрией расщепления сверхпроводящего перехода в высокотемпературных сверхпроводниках, было указано в⁴. Поскольку расщепление обнаружено экспериментально, мы рассмотрим эту возможность более подробно.

В высокотемпературных сверхпроводниках в качестве слабого возмущения, понижающего симметрию и индуцирующего расщепление перехода, может выступить орторомбическое возмущение тетрагональной кристаллической решетки. Действительно, поскольку сверхпроводимость осуществляется в основном в плоскостях CuO_2 , то имеющая отношение к сверхпроводимости электронная система находится в почти тетрагональном окружении: орторомбическое возмущение как за счет далеких цепочек CuO , так и за счет отклонения от квадратной формы у решетки CuO_2 ($\frac{b-a}{a} \sim 0,02$, см., например,⁵) можно считать малым. Поэтому в нулевом приближении по орторомбичности классы сверхпроводимости определяются тетрагональной группой D_4 (классификацию сверхпроводящих состояний в кристаллах с группой D_4 см., например, в^{6, 7}) и для некоторых из этих классов орторомбическое возмущение с необходимостью расщепляет сверхпроводящий переход.

Для наглядности ограничимся синглетными классами сверхпроводимости, а также опустим все сверхпроводящие состояния, в которых нарушена трансляционная симметрия решетки, то есть будем считать, что при сверхпроводящем переходе не происходит, например, удвоения периода (результаты работы легко распространить и на этот случай). Синглетные классы сверхпроводимости из группы D_4 , для которых переход обязательно расщепляется орторомбическим возмущением, возникают из двумерного представления группы D_4 с базисными функциями вида $k_z k_y$ и $k_z k_x$ ⁴, что соответствует d -спариванию. Сверхпроводимость в этом представлении описывается двухкомпонентным параметром порядка $\vec{\eta} = (\eta_x, \eta_y)$, представляющим собой комплексные коэффициенты при базисных функциях в разложении синглетной скалярной функции $\psi(\mathbf{k}) = \eta_x k_y k_z + \eta_y k_x k_z$. Функционал Гинзбурга – Лан-

дау, симметричный относительно группы D_4 , имеет вид ⁶, где $\tau = 1 - (T/T_c)$:

$$F = -\alpha \tau \vec{\eta} \cdot \vec{\eta}^* + \frac{1}{2} \beta_1 (\vec{\eta} \cdot \vec{\eta}^*)^2 + \frac{1}{2} \beta_2 |\vec{\eta}^2|^2 + \frac{1}{2} \beta_3 (|\eta_x|^4 + |\eta_y|^4). \quad (1)$$

В зависимости от знака параметров β_2 и β_3 минимум энергии осуществляется на следующих классах сверхпроводимости (см. таблицу), где C_{2x} , C_{2y} , $C_{2(x+y)}$, C_{2z} — группы поворотов на π вокруг осей соответственно x , y , $x+y$, z .

Параметры β	Параметр порядка ¹⁾ $\vec{\eta} = (\eta_x, \eta_y)$	Класс сверхпроводимости ¹⁾	Симметрия состояния с учетом орторомбического возмущения ²⁾
$\beta_3 < \min(0, -2\beta_2)$	$\sim (1, 0)$	$D_2(C_{2x}) \times R$	$D_2(C_{2x}) \times R$
— " — " —	$\sim (0, 1)$	$D_2(C_{2y}) \times R$	$D_2(C_{2y}) \times R$
$\beta_2 > \max(0, -\frac{1}{2}\beta_3)$	$\sim (1, i)$	$D_4(E)$	$D_2(E)$
$\beta_3 > 0 > \beta$	$\sim (1, 1)$	$D_2(C_{2(x+y)}) \times R$	$C_{2z}(E) \times R$

- 1) Параметр порядка и классы сверхпроводящих состояний из двумерного представления Γ_5 группы D_4 , осуществляющие минимум функционала Гинзбурга — Ландау (1) при указанных параметрах β .
- 2) В четвертой колонке дана симметрия состояний с учетом орторомбического возмущения. У последних двух состояний симметрия настолько понижена, что переход в эти состояния из нормального металла возможен только путем двух последовательных фазовых переходов второго рода, разделенных температурным интервалом, который пропорционален величине орторомбического искажения тетрагональной кристаллической решетки в $YBa_2Cu_3O_7$.

При включении слабого орторомбического возмущения

$$\tilde{F} = \tilde{\alpha} (|\eta_x|^2 - |\eta_y|^2), \quad (2)$$

возникает узкий температурный интервал $|\tau| \sim |\tilde{\alpha}|/\alpha$ вблизи T_c , где \tilde{F} сравнимо с F . В этом интервале сверхпроводящие классы определяются орторомбической группой D_2 , а именно одномерными представлениями $k_z k_y$ и $k_z k_x$ этой группы, на которые расщепляется двумерное представление Γ_5 группы D_4 . При $\tau_{c1} = -|\tilde{\alpha}|/\alpha$ металл из нормального состояния переходит в одно из этих представлений: при $\tilde{\alpha} > 0$ возникает представление $k_z k_x$, соответствующее классу сверхпроводимости $D_2(C_{2y}) \times R$, а при $\tilde{\alpha} < 0$ — представление $k_z k_y$, соответствующее классу $D_2(C_{2x}) \times R$. Эти группы симметрии могут не состыковываться с группами симметрии, имеющими место вдали от T_c , при $|\tilde{\alpha}|/\alpha \ll \tau \ll 1$, где орторомбическое возмущение мало и классы сверхпроводимости определяются функционалом (1). Чтобы выяснить вопрос состыковки, нужно найти истинную, а не приближенную симметрию состояний вдали от T_c , т. е. с учетом орторомбического возмущения. Для этого из элементов симметрии в третьей колонке таблицы нужно вычеркнуть те элементы, которые не содержатся в группе D_2 . Понижение симметрии сверхпроводящего состояния вдали от T_c за счет орторомбического возмущения представлено в четвертой колонке таблицы.

Как видно из таблицы, симметрия первых двух состояний не меняется, причем она соответствует тем классам сверхпроводимости, которые могут возникать непосредственно при переходе из нормального состояния. Поэтому, если $\beta_3 < \min(0, -2\beta_2)$, то имеется непрерывный кроссовер от сверхпроводимости из группы D_4 вдали от T_c к сверхпроводимости из группы D_2 вблизи T_c без фазового перехода. Остальные два класса $D_2(E)$ и $C_{2z}(E) \times R$ явля-

ются подгруппами групп $D_2(C_{2x}) \times R$ и $D_2(C_{2y}) \times R$, осуществляющихся вблизи T_c , поэтому эти состояния с низкой симметрией могут возникнуть только путем дополнительно-го фазового перехода второго рода при $\tau_{c2} \sim |\tilde{\alpha}|/\alpha$.

При $\beta_2 < 0$, $\beta_3 > 0$ осуществляется два последовательных сверхпроводящих перехода: нормальный металл $\rightarrow D_2(C_{2x}) \times R \rightarrow C_{2z}(E) \times R$ при $\tilde{\alpha} < 0$, либо нормальный металл $\rightarrow D_2(C_{2y}) \times R \rightarrow C_{2z}(E) \times R$ при $\tilde{\alpha} > 0$. Температура второго перехода τ_{c2} и вид параметра порядка в каждой из двух сверхпроводящих фаз $D_2(C_{2x}) \times R$ и $C_{2z}(E) \times R$ (для определенности мы выбрали $\tilde{\alpha} < 0$) следующие

$$\vec{\eta} = \begin{cases} \left(\left(\frac{\alpha(\tau - \tau_{c1})}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} \right)^{1/2}, 0 \right) & \text{при } \tau_{c1} < \tau < \tau_{c2} = \frac{|\tilde{\alpha}|}{\alpha} \frac{2\beta_1 + 2\beta_2 + \beta_3}{\beta_3} \\ \left(\left(\frac{\alpha(\tau + \tau_{c2})}{2\beta_1 + 2\beta_2 + \beta_3} \right)^{1/2}, \left(\frac{\alpha(\tau - \tau_{c2})}{2\beta_1 + 2\beta_2 + \beta_3} \right)^{1/2} \right) & \text{при } \tau_{c2} < \tau. \end{cases}$$

Отношение скачков теплоемкости при переходах

$$\frac{\Delta C_1}{\Delta C_2} = \frac{2\beta_1 + 2\beta_2 + \beta_3}{\beta_3} \quad (36)$$

не зависит от параметра орторомбичности $\tilde{\alpha}$.

Точно так же два последовательных перехода (нормальный металл $\rightarrow D_2(C_{2x}) \times R \rightarrow D_2(E)$ при $\tilde{\alpha} < 0$) имеют место при $\beta_2 > \max(0, -\frac{1}{2}\beta_3)$ со следующим видом параметра порядка для фаз $D_2(C_{2x}) \times R$ и $D_2(E)$:

$$\vec{\eta} = \begin{cases} \left(\left(\frac{\alpha(\tau - \tau_{c1})}{\beta_1 + \beta_2 + \beta_3} \right)^{1/2}, 0 \right) & \text{при } \tau_{c1} < \tau < \tau_{c2} = \frac{|\tilde{\alpha}|}{\alpha} \frac{2\beta_1 + \beta_3}{2\beta_2 + \beta_3} \\ \left(\left(\frac{\alpha(\tau + \tau_{c2})}{\beta_3 + 2\beta_1} \right)^{1/2}, i \left(\frac{\alpha(\tau - \tau_{c2})}{\beta_3 + 2\beta_1} \right)^{1/2} \right) & \text{при } \tau_{c2} < \tau \end{cases} \quad (4a)$$

$$\frac{\Delta C_1}{\Delta C_2} = \frac{2\beta_1 + \beta_3}{2\beta_2 + \beta_3} \quad (4b)$$

Отметим, что при втором переходе происходит нарушение инверсии времени: параметр порядка становится комплексным, что свидетельствует о появлении орбитального ферромагнетизма.

В заключение, если орторомбичность действительно причастна к расщеплению сверхпроводящего перехода, то во-первых, расщепление $\tau_{c2} - \tau_{c1} \sim |\tilde{\alpha}|/\alpha$ должно уменьшаться с уменьшением орторомбического искажения $b - a$, а во-вторых, расщепляющиеся состояния должны иметь линии нулей на ферми-поверхности.

Примечание при корректуре (21 июня 1988 г.). О расщеплении перехода в $YBa_2Cu_3O_{6,9}$ сообщено также в работе *Butera R.A.*, Phys. Rev. B, 1988, 37, 5909, где утверждается, что переход из нормального состояния является фазовым переходом первого рода, в то время как последующий переход происходит вторым родом.

Это не противоречит изложенной теории: если учесть флуктуации электромагнитного поля согласно работе *Halperin B.I., Lubensky T.C., Ma S.-K.*, Phys. Rev. Lett., 1974, 32, 292, то первый переход должен быть переходом первого рода из-за электромагнитных флуктуаций, а второй переход должен остаться переходом второго рода, поскольку электромагнитное по-

ле уже приобрело массу при первом переходе, в результате чего его флуктуации не изменяют характер второго фазового перехода.

Литература

1. *Inderhees S.E., Salamon M.B., Goldenfeld N. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 1178.
2. *Ishikawa M., Nakazawa Y., Takabatake T. et al.* Technical Reports of ISSP (Japan), A №1907, University of Tokio, Institute of Solid State Physics, February 1988.
3. *Leggett A.J.* Rev. Mod. Phys., 1975, 47, 331; *Wheatley J.C.* Rev. Mod. Phys., 1975, 47, 415.
4. *Volovik G.E.* Physica Scripta, 1988.
5. *Horn P.M., Keane D.T., Held G.A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 2772.
6. *Воловик Г.Е., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1985, 88, 1412.
7. *Sigrist M., Rice T.M.* Z. Phys. B – Condensed Matter, 1987, 68, 9.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 мая 1988 г.