

## АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МЕТАЛЛОКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А. М. Габович, А. С. Шпигель

Недавно открытые высокотемпературные металлооксидные сверхпроводники на основе  $\text{La}-(\text{Ba}, \text{Sr})-\text{Cu}-\text{O}$  ( $T_c \sim 35 \text{ K}$ ) [1, 2] имеют неустойчивую кристаллическую решетку и при температурах  $T_d$ , много больших критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ , претерпевают структурный переход пайерлсовского типа из тетрагональной в орторомбическую фазу [3, 4]. При этом на части поверхности Ферми (ПФ) появляется диэлектрическая щель  $\Sigma$ , обусловленная возникновением связанных электрон-дырочных пар. Последнее обстоятельство существенно влияет на критические параметры сверхпроводящего фазового перехода [5-7] и, в частности, как будет показано ниже, может быть ответственным за аномальную температурную зависимость (положительную кривизну) верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$ , характерную для обсуждаемых систем [8, 9].

Для описания сверхпроводников с частичной диэлектризацией электронного спектра воспользуемся моделью Билбро—Макмиллана [5, 10], в которой синглетная по спину диэлектрическая щель  $\Sigma$  появляется на той части ( $d$ ) ПФ, где выполняются условия конгруэнтности для электронной и дырочной ветвей спектра

$$\epsilon_1(\mathbf{p}) = -\epsilon_2(\mathbf{p} + \mathbf{Q}). \quad (1)$$

Вектор  $\mathbf{Q}$  соединяет вырожденные участки ПФ и для  $\text{La}_{1-x}[\text{Sr}(\text{Ba})]_x\text{CuO}_4$  равен  $(1/2, 1/2, 0)$  либо  $(-1/2, 1/2, 0)$  [11]. На остальной части ( $nd$ ) ПФ спектр квазичастиц  $\epsilon_3(\mathbf{p})$  невырожден. Линеаризованное уравнение для синглетного единого для всей ПФ (за счет сильного перемешивания электронных состояний [5, 10]) сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta(\mathbf{r})$  в магнитном поле  $\mathbf{H}$  имеет вид

$$\left[ 1 - VT \sum_{n=-\infty}^{\infty} K(\mathbf{q}, \omega_n) \right] \Delta(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

где  $V$  — матричный элемент электрон-электронного притяжения,  $K(\mathbf{q}, \omega_n)$  — парный пропагатор,  $\mathbf{q} = -i\nabla - 2e\mathbf{A}/c$ ,  $\mathbf{A}$  — вектор-потенциал поля  $\mathbf{H}$ ,  $\omega_n = (2n+1)\pi T$  — мацубаровская частота ( $\hbar = k_B = 1$ ). Парный пропагатор  $K(\mathbf{q}, \omega_n)$  вычисляется стандартным образом в лестничном приближении по примесному рассеянию, учитывающему многократное рассеяние электронов на одном центре и корреляцию такого рассеяния для кучеровских пар [12]. В пределе сильного примесного перемешивания состояний, когда времена  $\tau_{ij}$  процессов упругого рассеяния на примесях или дефектах, оставляющие частицу в пределах  $i$ -го участка ПФ или перебрасывающие ее с  $i$ -го на  $j$ -й, равны между собой ( $\tau_{ij} \equiv \tau$ ), величина  $K(\mathbf{q}, \omega_n)$  определяется выражением

$$K(\mathbf{q}, \omega_n) = \frac{K_0(\mathbf{q}, \omega_n)}{1 - aK_0(\mathbf{q}, \omega_n)}. \quad (3)$$

Здесь  $a = 1/2\pi\tau [N_{nd}(0) + N_d(0)]$ ,  $N_{nd}(0)$  — плотность электронных состояний на  $d$  ( $nd$ ) участке ПФ. Затравочный парный пропагатор  $K_0(\mathbf{q}, \omega_n)$  выражается через сумму произведений одночастичных функций Грина  $G_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \omega_n)$  нормальной фазы (явный вид которых с учетом примесной

перенормировки квазичастичного спектра приведен в [5]) следующим образом

$$K_0(\mathbf{q}, \omega_n) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \{ 2[G_{11}^{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}, \omega_n) G_{11}^{\downarrow\downarrow}(\mathbf{q}-\mathbf{p}, -\omega_n) + G_{12}^{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}, \omega_n) G_{21}^{\downarrow\downarrow}(\mathbf{q}-\mathbf{p}, -\omega_n)] + G_{33}^{\uparrow\uparrow}(\mathbf{p}, \omega_n) G_{33}^{\downarrow\downarrow}(\mathbf{q}-\mathbf{p}, \omega_n) \}. \quad (4)$$

Поскольку обсуждаемые здесь металлооксидные сверхпроводники являются грязными сверхпроводниками второго рода, то дальнейшие выкладки проделаны в «грязном» пределе, когда  $T_c\tau \ll 1$ . Предполагается, что  $\Sigma\tau \gg 1$ , так что примесное рассеяние не изменяет величину  $\Sigma$ . Кроме того, из приведенных выше неравенств следует  $\Sigma \gg T_c$ , и температурной зависимостью  $\Sigma$  можно пренебречь. Такое допущение полностью оправдано для металлооксидов La—Ba(Sr)—Cu—O, поскольку в них  $T_d \approx \approx 160-200$  К [3, 4]. В результате (4) принимает вид

$$K_0(\mathbf{q}, \omega_n) = \frac{\pi N_d(0)}{\tilde{\Omega}_n + D_d q^2 \tilde{\Omega}_n^{-1} 2^{-2\tau-1}} + \frac{\pi N_{nd}(0)}{|\omega_n| + 1.2\tau + D_{nd} q^2 2}, \quad (5)$$

где  $\tilde{\Omega}_n = \Omega_n(1 + \omega_n^2 \Omega_n^{-2} 2^{-1\tau-1})$ ,  $\Omega_n = (\omega_n^2 + \Sigma^2)^{1/2}$ ,  $D_d$  и  $D_{nd}$  — коэффициенты диффузии электронов на соответствующих участках ПД. После подстановки выражений (3), (5) в (2) и выполнения суммирования по  $n$  получаем

$$\hat{R}(\mathbf{q}, T) \Delta(x) = 0, \quad \hat{R}(\mathbf{q}, T) \equiv \ln\left(\frac{T_c^*}{T}\right) + \psi\left(\frac{1}{2}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_{nd} q^2}{4\pi T} + \frac{1}{4\pi T\tau(\nu+1)}\right) - \frac{D_d q^2}{2\tau\nu\Sigma^2} + \frac{\pi(1-\nu)}{8\tau\Sigma\nu(\nu+1)}, \quad (6)$$

где  $\psi(x)$  — дигамма-функция,  $\nu = N_{nd}(0)/N_d(0)$ , а  $T_c^*$  — критическая температура частично-диэлектризованного сверхпроводника в отсутствие примесного рассеяния [5, 10]. Уравнение для  $H_{c2}(T)$  определяется из условия минимальности собственного значения дифференциального оператора  $\hat{R}(\mathbf{q}, T)$  и имеет вид

$$\hat{R}\left[q = \left(\frac{2cH_{c2}}{c}\right)^{1/2}, T\right] = 0. \quad (7)$$

При  $T \rightarrow T_c$ , где  $T_c$  определяется уравнением (6) при  $q=0$  и зависит от концентрации немагнитных примесей [13], из (6), (7) следует

$$H_{c2} = \frac{4T_c\theta c}{\pi e D_{nd} \left(1 + \frac{2T_c D_d}{\tau\nu\Sigma^2 \pi D_{nd}}\right)} (1 - \theta B_1), \quad (4\pi T_c\tau(\nu+1) \gg 1), \quad (8)$$

$$B_1 = \frac{1}{\left(1 + \frac{2T_c D_d}{\tau\nu\Sigma^2 D_{nd}\tau}\right)^2} \left\{ \frac{1}{2} - \frac{28\zeta(3)}{\pi^4} \left[ 1 + \frac{0.868}{T_c\tau} + \frac{D_d}{2.2\nu\Sigma^2 D_{nd}\tau^2} + \frac{\pi^2 T_c^2 D_d^2}{14\zeta(3)\tau^2 2.2\nu\Sigma^4 D_{nd}^2} \right] \right\}, \quad (9)$$

$$H_{c2} = \frac{c\theta}{2e D_{nd} (\nu+1)\tau [1 + D_d/4D_{nd}\tau^2\nu(\nu+1)\Sigma^2]} (1 + \theta B_2), \quad (4\pi T_c\tau(\nu+1) \ll 1), \quad (10)$$

$$B_2 = [1 + D_d/4D_{nd}\tau^2\nu(\nu+1)\Sigma^2]^{-2} \left\{ 1 + \frac{D_d}{4D_{nd}\nu(\nu+1)\Sigma^2\tau} + \frac{D_d^2}{32D_{nd}^2\nu^2(\nu+1)^2\Sigma^4\tau^2} \right\}, \quad (11)$$

где  $\zeta(x)$  — дзета-функция Римана,  $\theta = 1 - T/T_c$ . Напомним, что оба предельных выражения (8) и (10) получены для случая  $T_c\tau \ll 1$ . Как видно из (8), (9), в слабо диэлектризованном металле ( $\nu \gg 1$ ) характер температурной зависимости  $H_{c2}(T)$  существенно не меняется по сравнению с теорией БКШ [12], хотя имеются малые поправки, уменьшающие по модулю ее отрицательную кривизну. Напротив, при увеличении степени диэлектризации (уменьшении  $\nu$ ) кривая  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$  кардинально изме-

няется так, что в пределе  $(\nu + 1) \ll 1/(4\pi T_c \tau)$  всегда выполняется условие  $d^2 H_{c2}/dT^2|_{T=T_c} > 0$ . Более того, в этом пределе наклон  $|dH_{c2}/dT|_{T=T_c}$  пропорционален не отношению  $T_c/D_{H_{c2}}$ , а значительно большей величине  $1/D_{H_{c2}}\tau$ .

Все указанные свойства ярко проявляются для высокотемпературных сверхпроводящих металлооксидов  $\text{La}_{2-x}[\text{Sr}(\text{Ba})]_x\text{CuO}_4$  [8, 9]. Мы полагаем, что положительная кривизна  $H_{c2}(T)$  в них не связана с керамической макроструктурой, а, как и в случае  $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$  [7], определяется микроскопическими параметрами вещества. Это было доказано в экспериментах на монокристаллах  $\text{La-Sr-Cu-O}$  [14].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] *Bednorz J. G., Müller K. A.* Zeit. Phys., 1986, vol. B64, N 2, p. 189—193.
- [2] *Cava R. J., van Dover R. B., Batlogg B., Rietman E. A.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 408—410.
- [3] *Габович А. М., Медведев В. А., Мoiseев Д. П.* в др. ФНТ, 1987, т. 13, № 8, с. 844—847.
- [4] *Сухаревский Б. Я., Цыбульский Е. О., Ксенофонтов В. Г.* в др. ФНТ, 1987, т. 13, № 8, с. 831—835.
- [5] *Габович А. М., Шпигель А. С.* ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 2, с. 694—706.
- [6] *Machida K. J.* Phys. Soc. Jap., 1984, vol. 53, N 2, p. 712—720.
- [7] *Габович А. М., Мoiseев Д. П.* УФН, 1986, т. 150, № 4, с. 599—623.
- [8] *Uchida S. et al.* Jap. J. Appl. Phys. Lett., 1987, vol. 26, N 3, p. L196—L197.
- [9] *Carone D. W., Hinks D. G., Jorgensen J. D., Zhang K.* Appl. Phys. Lett., 1987, vol. 50, N 9, p. 543—544.
- [10] *Bilbro G., McMillan W. L.* Phys. Rev., 1976, vol. B14, N 5, p. 1887—1892.
- [11] *Mattheiss L. F.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 10, p. 1028—1030.
- [12] *Heland E., Werthamer N. R.* Phys. Rev., 1966, vol. 147, N 1, p. 288—294.
- [13] *Воронько М. П., Габович А. М., Шпигель А. С.* ФТТ, 1987, т. 29, № 10, с. 3186—3188.
- [14] *Batlogg B. et al.* Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 10, p. 5340—5342.

Институт металлофизики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
25 декабря 1987 г.

УДК 621.375.592 : 539.166

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

### МЕХАНИЗМ ДВУХЭЛЕКТРОННОГО ОБМЕНА МЕЖДУ НЕЙТРАЛЬНЫМИ И ИОНИЗОВАННЫМИ ЦЕНТРАМИ ОЛОВА В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$

Ф. С. Насрединов, Л. В. Прокофьева, Ф. П. Кесаманлы,  
А. А. Агзамов, К. Т. Уразбаева, П. П. Серегин

Олово в халькогенидах свинца ведет себя как донорная примесь [1]. Нейтральное ( $\text{Sn}^{2+}$ ) и ионизованное ( $\text{Sn}^{4+}$ ) состояния донорного центра олова были идентифицированы методом мёссбауэровской спектроскопии, причем для частично компенсированного  $\text{PbSe}$  при 295 К наблюдался процесс двухэлектронного обмена между центрами  $\text{Sn}^{2+}$  и  $\text{Sn}^{4+}$  [2]. Однако остается открытым вопрос о кинетических характеристиках, описывающих процесс двухэлектронного обмена, и о самом механизме этого процесса.

Настоящая работа посвящена выяснению этих вопросов на примере изучения состояния примесных атомов олова в твердых растворах  $\text{PbS}_{1-x}\text{Se}_x$ . Твердые растворы получали методом сплавления исходных компонент в вакуумированных кварцевых ампулах с последующим отжигом при 600 °С