

УДК 537.312.8 + 543.253

К ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ВТСП-СИСТЕМ

А.В. Ведяев, А.М. Савченко, А.В. Стефанович

(кафедра магнетизма)

Рассмотрена экспериментальная оценка параметра резонансного взаимодействия спиновых флуктуаций с продольными фононами в сверхпроводящих медных оксидах. Оценка производится с помощью измерения модуля всестороннего сжатия λ . Полученный результат дает возможность утверждать, что критическая температура ВТСП-систем может быть повышена до комнатной.

В последних работах авторов [1,2] была обоснована принципиальная возможность синтеза новых высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП-систем) с критической температурой T_c порядка комнатной. Однако к настоящему времени синтез провести не удалось. В связи с этим следует упомянуть об ограничениях, которые возникают при синтезе ВТСП-систем. Ограничения касаются прежде всего обменной корреляционной длины r_c [1,2], входящей в выражение для параметра спин-фононного взаимодействия в ВТСП-фазе ζ [1,2]:

$$\zeta = \frac{g\hbar k_c}{\sqrt{J_0 s M_i}}, \quad (1)$$

где $g = U_{i-e}/J_0$, U_{i-e} – электрон-ионный потенциал, J_0 – потенциал обменного взаимодействия в системе носителей электрического тока в ВТСП-фазе, $k_c = 2\pi/r_c$ – обратная обменная корреляционная длина, M – приведенная масса ионов, входящих в элементарную ячейку, $s = 1/2$ – спин электрона. Сравнение расчетных данных с экспериментальными [3] показывает, что обменная корреляционная длина r_c в системах типа $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$, где $\delta = 0,98$, ограничена периодом антиферромагнитной элементарной ячейки $l_s = 2\pi/k_s$, где k_s – модуль вектора антиферромагнитной структуры в диэлектрической (антиферромагнитной (АФ)) фазе, и составляет $r_c \approx 10$ Å. Вторым важнейшим параметром, определяющим эффект резонансного усиления электрон-фононного взаимодействия (λ_{e-ph} [1–3]), является потенциал межэлектронного обменного взаимодействия J_0 .

К сожалению, на сегодняшний день не существует модели, позволяющей надежно рассчитывать J_0 из первых принципов ввиду чрезвычайной сложности ВТСП-соединений. Экспериментальные оценки величины J_0 , сделанные на основе измерения магнитной корреляционной длины в системе низкоэнергетических спиновых флуктуаций [4] нейтронографическими методами, также не могут считаться убедительными, поскольку не удается синтезировать монокристаллы достаточной для этих измерений величины ($V = 1$ см³). Поэтому в данной работе мы предлагаем достаточно простой способ оценки параметра обменного взаимодействия посредством измерения модуля всестороннего сжатия

λ как в ВТСП-фазе, так и в несверхпроводящей (АФ) фазе. Для этого необходимо определить зависимость J_0 от величины λ .

Рассмотрим эффективный магнитоупругий гамильтониан в ВТСП-фазе [1–3]:

$$\mathcal{H}_{m-n}^{\text{eff}} = \int dx \left\{ \frac{1}{2k_c^2} J_0 s (A_{iv})^2 - \frac{1}{2} J_0 s \left(1 - \frac{k_s^2}{k_c^2} \delta_{2i} \right) \Omega_i + \frac{1}{2} (\lambda_0 u_{ii}^2 + 2\lambda_0 u_{im}^2) \right\}, \quad (2)$$

где $A_{iv} = \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_v}$, Ω_i – медленно меняющаяся во времени (квазиравновесная) намагниченность как парамагнитной ($i=1$), так и антиферромагнитной ($i=2$) фазы образца [1–3]; λ_0 , λ_0 – модули всестороннего сжатия и сдвига в АФ-фазе, u_{im} – компоненты тензора упругих деформаций.

Полный модуль всестороннего сжатия в ВТСП-фазе определяется из условия

$$\lambda = \frac{\delta^2 \mathcal{H}_{m-n}^{\text{eff}}}{\delta u_{ii}^2}. \quad (3)$$

Теперь, для того чтобы определить λ , используя выражение (3), необходимо разложить (2) по диагональным компонентам тензора деформаций u_{ii} . Фактически нам нужно будет разложить компоненты тензора градиента намагниченности $A_{iv}(x)$. Действительно,

$$A_{iv}(x) = A_{iv}(x_0) + \frac{\partial^2 \Omega_i}{\partial x_{v0} \partial x_{v0}} u_{vv} + A_{iv}(x_0) u_{vv}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2) а затем вычисляя вариационную производную (3), мы получим модуль всестороннего сжатия в сверхпроводящей фазе:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{1}{k_c^2} J_0 s (A_{iv})^2, \quad (5)$$

откуда

$$J_0 s = \lim_{\substack{x_0 \rightarrow r_c \\ k_c \rightarrow k_s + 0}} \frac{\lambda - \lambda_0}{(A_{iv})^2 / k_c^2}. \quad (6)$$

Окончательное выражение для параметра обменного взаимодействия может быть получено с учетом выражений для $\Omega_1(x)$, $\Omega_2(x)$, описывающих изменение в пространстве медленных (низкоэнергетичес-

ких) спиновых флуктуаций:

$$\begin{aligned}\Omega_1 &= \Omega_{10}^{(1)} \cos(k_c x) + \Omega_{10}^{(2)} \sin(k_c x), \\ \Omega_2 &= \Omega_{20}^{(1)} \cos(\tilde{k}_c x) + \Omega_{20}^{(2)} \sin(\tilde{k}_c x),\end{aligned}\quad (7)$$

где $\tilde{k}_c = \sqrt{1 - k_s^2/k_c^2}$.

Тогда

$$J_0 s = \frac{\lambda - \lambda_0}{(\Omega_{10}^{(2)})^2}. \quad (8)$$

Следовательно, из формулы (8) мы можем оценить величину параметра обменного взаимодействия в электронной системе при переходе из антиферромагнитной фазы в сверхпроводящую, т.е. в случае, когда антиферромагнитный дальний порядок будет полностью подавлен. Величина $|\Omega_{10}^{(2)}| \cong 1/v_0$, где v_0 – минимальный объем, приходящийся на один узел магнитной элементарной ячейки [1]. Значение модуля всестороннего сжатия, взятое из экспериментальных данных [5], равно $\lambda = 1,21 \cdot 10^{12}$ эрг/см³.

Гораздо более сложно определить модуль всестороннего сжатия в АФ-фазе (λ_0). В настоящее время таких экспериментальных данных нет, и поэтому для оценки λ_0 мы воспользуемся классической моделью “желе” [6]. В соответствии с этой моделью выражение для модуля всестороннего сжатия может быть записано в виде

$$\lambda_0 = \frac{3e^2}{40\pi r_0^4}, \quad (9)$$

где r_0 – средний ионный радиус в ковалентно связанной системе Си–О, ответственной за возникновение антиферромагнитного дальнего порядка. Если взять r_0 из работы [4]: $r_0 = 0,84$ Å, то $\lambda_0 = 1,12 \cdot 10^{12}$ эрг/см³. Следовательно, принимая во внимание, что $v_0 \leq 10^{-23}$ см³, получаем для параметра межэлектронного обменного взаимодействия следующую оценку: $J_0 s \cong 10^{-13}$ эрг.

Таким образом, мы можем теперь оценить величину параметра спин-фононного взаимодействия

ζ , определяющего обменное усиление эффективно-го электрон-фононного взаимодействия в ВТСП-фазе. Используя таблицы, приведенные в работе [4], получим $\zeta = 2$. В соответствии с результатами работы [2] это стартовое значение ζ оказывается достаточным, чтобы при увеличении его на несколько единиц увеличить T_c до температуры порядка комнатной [2]. Ключевым условием для такого увеличения является уменьшение обменной корреляционной длины r_c . Сделать это можно, уменьшая объем магнитной элементарной ячейки. Имеет смысл синтезировать соединения с кубической или тетрагональной (орторомбической) симметрией, содержащие минимальное число магнитных плоскостей. Температура Нееля T_N в АФ-фазе должна быть по возможности наибольшей, что обеспечивает после легирования с целью подавить антиферромагнитный дальний порядок максимальную плотность носителей электрического тока и минимально возможную обменную корреляционную длину в электронной системе.

Литература

1. Ведяев А.В., Савченко А.М., Стефанович А.В., Николаев М.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. №4. С. 69 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N4).
2. Савченко М.А., Стефанович А.В. // ДАН. 1993. 328, №3. С. 348.
3. Савченко М.А., Стефанович А.В. // Обзоры по высокотемпературной сверхпроводимости. 1991. Вып.6. С. 3.
4. Ильичев В.И., Савченко М.А., Стефанович А.В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.
5. Гусаков В.Е. // Вестн. АН Белоруссии. Сер. физ.-мат. наук. 1992. №5-6. С. 83
6. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. М., 1967. С. 491.

Поступила в редакцию
20.09.96