

К Р А Т К И Е   С О О Б Щ Е Н И Я  
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

## Резонансное усиление электрон-фононного взаимодействия

А. М. Савченко<sup>a</sup>, М. Б. Садовникова<sup>b</sup>

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра квантовой статистики и теории поля. 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.  
E-mail: <sup>a</sup>savchenko@phys.msu.ru, <sup>b</sup>sadovnikov@phys.msu.ru*

Рассматривается сверхпроводящее состояние вблизи линии фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую для перовскитов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ . Получены выражения для эффективных параметров электрон-спин-фононного взаимодействия. Показано, что критическая температура фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую  $T_c$  определяется резонансным усилением электрон-фононного взаимодействия спиновыми флуктуациями обменной природы.

PACS: 74.70.N.

*Ключевые слова:* фазовый переход, критическая температура, электрон-фононное взаимодействие.

Статья поступила 16.01.2008, подписана в печать 04.02.2008.

Как было показано ранее [1–3], для определения критической температуры фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую  $T_c$  для перовскитов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  необходимо учитывать не только длинноволновые термодинамические флуктуации сверхпроводящего и магнитного параметров порядка, но и коротковолновые (быстрые) спиновые флуктуации, которые резонансным образом взаимодействуют с фононами.

Линейная спин-фононная связь приводит к резонансному взаимодействию продольных спиновых флуктуаций с фононами, вследствие чего в системе возникают связанные колебания — квазифононы и квазимагноны [4].

Так как при сильном обменном взаимодействии корреляционная длина может составлять десятки ангстрем и даже меньше, то очевидно, что спин-фононный резонанс попадает в область значений волнового вектора  $k \cong k_F$ , где  $k_F$  — фермиевский волновой вектор, что ведет к резкому возрастанию эффективного параметра спин-фононной связи, увеличению частоты спиновой (эффективной квазифононной) моды и в результате к резкому увеличению константы спин-фононного взаимодействия.

Величина критической температуры фазового перехода из парамагнитной фазы в сверхпроводящую оказывается равной [5]

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} (\omega_D^2 \omega_S)^{1/3} \exp\left(-\frac{1}{\lambda - \mu^*}\right), \quad (1)$$

где  $\omega_D$  — средняя энергия Дебая,  $\omega_S$  — спиновая энергия,  $\gamma = e^C$ ,  $C = 0.577$  — постоянная Эйлера,  $\lambda$  — константа электрон-фононного взаимодействия,  $\mu^*$  — эффективный параметр кулоновского отталкивания электронов. При этом ниже точки фазового перехода продольная спиновая мода  $\omega_{sk||} = J_0 S \sqrt{\left(\frac{k}{k_c}\right)^2 - 1}$  (здесь  $J_0$  — потенциал обменного взаимодействия,  $k_c$  — корреляционный волновой вектор) имеет вид  $\omega_{sk||} = \sqrt{\frac{J_0 S}{\chi} \left[ \left(\frac{k}{k_c}\right)^2 - \tau \right]}$ ,

где  $\chi$  — парамагнитная восприимчивость,  $\chi = \frac{1}{J_0 S |\tau|}$ ,

$\tau = \frac{T_c}{T} - 1$ . Выше точки фазового перехода в парамагнитной фазе знак  $\tau$  меняется на противоположный.

Учет триплетного спаривания носителей в формуле (1) для критической температуры приводит к температурам, близким к комнатным с  $\exp\left(-\frac{1}{\lambda - \mu^* + \lambda^{trp}}\right)$ .

Формулу (1) можно представить в следующем виде:

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} \langle \omega_D \rangle \sqrt{1 + \zeta} \exp\left(-\frac{1}{\langle \lambda_{e-s}^{\text{eff}} \rangle + \langle \lambda_{e-s-ph}^{\text{eff}} \rangle - \mu^*}\right). \quad (2)$$

Выражения для эффективных параметров  $\lambda_{e-s}^{\text{eff}}(q)$ ,  $\lambda_{e-ph}^{\text{eff}}(q)$ ,  $\lambda_{e-s-ph}^{\text{eff}}(q)$  в  $q$ -представлении можно представить в следующем виде [5]:

$$\lambda_{e-s}^{\text{eff}}(q) = \nu(\varepsilon_F) \frac{p_F^2}{3\mu_e} \zeta_{ie}^2 (u_{es}(q) + v_{es}(q)), \quad (3)$$

$$\lambda_{e-ph}^{\text{eff}}(q) = \nu(\varepsilon_F) \frac{2g_{ph}^2}{\lambda} + \nu(\varepsilon_F) \frac{g_{ph}^2}{\lambda} (u_{e-ph}(q) + v_{e-ph}(q)), \quad (4)$$

$$\lambda_{e-s-ph}^{\text{eff}}(q) = \nu(\varepsilon_F) z_i^2 \zeta_{ie}^2 \frac{p_F^2}{9\mu_e} (u_{e-s-ph}(q) + v_{e-s-ph}(q)). \quad (5)$$

Здесь  $z_i = \frac{\zeta_i}{\sqrt{1+\zeta}}$ ,  $\zeta_i = \frac{g_1 \hbar k_c}{J_0 s M}$ ,  $g_1 = \frac{U}{J_0}$ ,  $U$  — электрон-ионный потенциал,  $J_0$  — потенциал обменного взаимодействия между электронами,  $s$  — спин электрона,  $M$  — приведенная масса иона в элементарной ячейке,  $u$  и  $v$  — функции унитарного преобразования Боголюбова,  $p_F$  — импульс Ферми,  $\nu(\varepsilon_F)$  — плотность электронных состояний на поверхности Ферми,  $g_{ph}$  — параметр электрон-фононного взаимодействия,  $\lambda$  — модуль упругости,  $\zeta_{ie}$  — параметр спин-электронного взаимодействия, равный  $\zeta_{ie} = \frac{g_2 \hbar k_c B_0}{\sqrt{J_0 s \mu_e}}$ ,  $g_2 = \frac{V_e^{\text{eff}}}{J_0}$ ,  $V_e^{\text{eff}}$  — эффективный кулоновский потенциал,  $B_0 < 1$  — амплитуда низкоэнергетической спиновой плотности (вообще говоря, мала в силу невысокой плотности носителей тока в высокотемпературных сверхпроводниках —  $10^{21} \div 10^{22}$  см<sup>-3</sup>),  $\zeta_{ie} < 10$ .

При  $\frac{z_i^2}{1-z_i^2} < 1$ ,  $\nu(\varepsilon_F) \frac{4\rho_F^2}{9\mu} = 1$  из формулы (2) следует, что критическая температура может достигать значений порядка комнатной.

При больших значениях параметра  $\zeta_{ie}$  необходимо перенормировать основное состояние электронной системы. При этом перенормируется плотность электронных состояний на поверхности Ферми

$$\nu(\varepsilon_F) \rightarrow \frac{\nu_0(\varepsilon_F)}{\left(1 + \frac{8z_i^2\zeta_{ie}^2}{9(1-z_i^2)}\right)},$$

и шкала частот, по которым проводится интегрирование, также перенормируется следующим образом:

$$\omega \rightarrow \omega \sqrt{1 + \frac{8}{9}\zeta_{ie}^2 \frac{z_i^2}{1-z_i^2}}.$$

Дополнительный вклад в кулоновское отталкивание электронов, которое возникает вследствие спин-электронного взаимодействия, равен [4]

$$\Delta\mu = \nu(\varepsilon_F) \frac{\rho_F^2}{3\mu_e} \zeta_{ie}^2.$$

Для достижения более высоких значений параметров высокотемпературных сверхпроводников необходимо выбирать антиферромагнитную исходную матрицу с кристаллографической кубической симметрией или близкой к ней (желательно — магнитной) элементарной ячейки, а затем легировать ее элементами Al, Ca, Ti, V, Nb, увеличивающими плотность носителей электрического тока и подавляющими антиферромагнитный дальний порядок [6–10]. Повышение критической температуры  $T_c$  для высокотемпературных сверхпроводящих систем сводится

к синтезу кристаллов, содержащих определенное число плоскостей.

Таким образом, для синтеза новых классов высокотемпературных сверхпроводящих соединений необходимо, чтобы исходная антиферромагнитная матрица имела кубическую симметрию, максимальную температуру Нееля, минимальный локализованный спин ( $s = \frac{1}{2}$ ) магнитных ионов в слоях, участвующих в образовании ковалентных связей. Кроме того, антиферромагнитная матрица должна легироваться элементами, позволяющими при подавлении антиферромагнитного дальнего порядка получить максимально возможную плотность носителей электрического заряда.

### Список литературы

1. Савченко М.А., Стефанович А.В. Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М., 1986.
2. Sadovnikov B.I., Savchenko A.M. // Physica A. 1999. **271**. P. 411.
3. Sadovnikova M.B., Savchenko A.M., Scarpetta G. // Phys. Lett. A. 2000. **274**. P. 236.
4. Ильичев В.И., Савченко М.А., Стефанович А.В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. М., 1992.
5. Savchenko M.A., Stefanovich A.V. Fluctuational Superconductivity of Magnetic Systems. Springer-Verlag, 1990.
6. Вихорев А.В., Савченко М.А., Стефанович А.В. // Докл. РАН. 1994. **338**, № 3. С. 340.
7. Kun Z., Hongkuen W. // J. of Rare Earths. 2006. **24**. P. 81.
8. Chahara K. // Appl. Phys. Lett. 1993. **62**. P. 780.
9. Holden T. // Phys. Rev. B. 2004. **69**. P. 064505.
10. Hayden S.M., Mook H.A., Dal P. // Nature. 2004. **429**. P. 531.

### Resonance enhancement of electron–phonon interaction

A. M. Savchenko<sup>a</sup>, M. B. Sadovnikova<sup>b</sup>

Department of Quantum Statistics and Field Theory, Faculty of Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: <sup>a</sup>savchenko@phys.msu.ru, <sup>b</sup>sadovnikova@phys.msu.ru.

Superconducting state near the phase equilibrium curve from paramagnetic phase to superconducting phase for perovskites  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  e  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$  is considered. Expressions for the effective parameters of electron–spin–phonon interaction are obtained. It is shown that the critical temperature of the phase transition from paramagnetic phase to superconducting phase  $T_c$  is determined by the enhancement of the electron–phonon interaction by spin fluctuations of the exchange type

PACS: 74.70.H.

Keywords: phase transition, critical temperature, electron–phonon interaction.

Received 16 January 2008.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2009)

### Сведения об авторах

1. Савченко Александр Максимович — к. ф.-м. н., доцент, ст. преподаватель; тел.: 939-12-90, e-mail: savchenko@phys.msu.ru.
2. Садовникова Марианна Борисовна — к. ф.-м. н., мл. научн. сотр.; тел.: 939-12-90, e-mail: sadovnikova@phys.msu.ru.