КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.19

СПИН-ФОНОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КУПРАТАХ

А. М. Савченко, М. Б. Садовникова, О. Г. Карчев

(*кафедра квантовой статистики и теории поля*)

E-mail: a.m.savchenko@gmail.com

На основе анализа спин-волновой динамики магнитных систем получен параметр ζ спин-фононной связи. Показано, что параметр спин-фононной связи будет тем выше, чем больше относительный электрон-ионный потенциал g_1, меньше обменный радиус корреляции r_c, меньше масса ионов M, составляющих кристаллическую решетку.

Согласно последним исследованиям магнитных сверхпроводящих систем [1, 2] приобретает особое значение анализ их критической температуры на основе обменной спин-волновой динамики. Экспериментально было найдено, что в таких системах спиновые возбуждения при $T > T_N$ высокоэнергетичны, а также скорость спиновых возбуждений оказалась на порядок выше скорости звука в этом веществе [3, 4]. Таким образом, можно допустить, что высокоэнергетичные спиновые флуктуации обменной природы могли бы активно участвовать в механизмах, объясняющих высокие критические температуры. Следовательно, представляет определенный интерес рассмотреть их взаимодействие с фононной системой для анализа возможных способов повышения критической температуры.

Вид гамильтониана, предложенного в нашей работе, предпочтителен для купратов, где вблизи магнитных моментов Cu^{2+} существенна концентрация фононов при температуре порядка критической [5, 6]. Как было показано ранее [7, 8], гамильтониан такой спин-фононной системы может быть представлен в виде

$$H_{\text{s-ph}} = \int d\boldsymbol{x}\left[\frac{m^2}{2\chi} + \frac{1}{2k_c^2}J_0 sA_\nu^2 - \frac{1}{2}J_0 s\Omega^2 - \mu(\boldsymbol{H}, \boldsymbol{m}+\boldsymbol{\Omega}) + \right. \\ + \frac{p_\nu^2}{2M} + \frac{1}{2}\lambda u_{\nu\nu'}^2 + g\frac{p_\nu}{2M}\left[(\boldsymbol{A}_\nu, \boldsymbol{m}) + (\boldsymbol{m}, \boldsymbol{A}_\nu)\right] + \\ \left. + g^2\chi\frac{p_\nu p_{\nu'}}{2M^2}(\boldsymbol{A}_\nu, \boldsymbol{A}_{\nu'}) - g\chi\frac{p_\nu}{M}\mu(\boldsymbol{H}, \boldsymbol{A}_\nu)\right]. \quad (1)$$

В этом выражении $\boldsymbol{\Omega}$ — намагниченность, соответствующая парамагнитной спиновой степени свободы, $\boldsymbol{m}$ — парамагнитный момент, $\boldsymbol{A}_\nu = \frac{\partial \boldsymbol{\Omega}}{\partial x_\nu}$, $\nu = 1, 2, 3$, $\boldsymbol{H}$ — постоянное внешнее магнитное поле, $J_0 = \int d\boldsymbol{x}\, J(\boldsymbol{x})$ — потенциал обменного взаимодействия, $s = \frac{1}{2}$ — спин электрона, χ — эффективная парамагнитная восприимчивость, $k_c = \frac{2\pi}{\langle r_c\rangle}$, $\langle r_c\rangle^2 = \left(\int d\boldsymbol{x}\, x^2 J(\boldsymbol{x}) \Big/ \int d\boldsymbol{x}\, J(\boldsymbol{x})\right)$ — обменный радиус корреляции в системе электронных спинов, $\mu = 2\mu_B$, μ_B — магнетон Бора, $g = \frac{U}{J_0}$, U — электрон-ионный потенциал, p_ν — импульс фонона, λ — модуль упругости, $u_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$.

Для того чтобы рассмотреть спин-волновую динамику, необходимо записать уравнения движения для векторов $\boldsymbol{m}$, $\boldsymbol{A}_\nu$, $\boldsymbol{\Omega}$, $\boldsymbol{p}_\nu$, $\boldsymbol{u}_\nu$, которые в общем случае имеют вид

$$\dot{\boldsymbol{m}} = \{H_{\text{s-ph}}, \boldsymbol{m}\}, \quad \dot{\boldsymbol{A}}_\nu = \{H_{\text{s-ph}}, \boldsymbol{A}_\nu\}, \\ \dot{\boldsymbol{\Omega}} = \{H_{\text{s-ph}}, \boldsymbol{\Omega}\}, \quad \dot{\boldsymbol{p}}_\nu = \{H_{\text{s-ph}}, \boldsymbol{p}_\nu\}, \\ \dot{\boldsymbol{u}}_\nu = \{H_{\text{s-ph}}, \boldsymbol{u}_\nu\}.$$

В статическом случае линеаризованные уравнения движения имеют вид

$$\delta\dot{\boldsymbol{m}} = \frac{1}{2k_c^2}J_0 s\delta\boldsymbol{A}_\nu + J_0 s\delta\boldsymbol{\Omega} + [\mu\boldsymbol{H}, \delta\boldsymbol{m}], \quad (2)$$

$$\delta\dot{\boldsymbol{A}}_\nu = \frac{1}{\chi}(\nabla_\nu\delta\boldsymbol{m} - [\boldsymbol{A}_{\nu 0}, \delta\boldsymbol{m}]) + \chi[\mu\boldsymbol{H}, \delta\boldsymbol{A}_\nu] + \\ + \frac{g}{M}\nabla_\nu(\boldsymbol{p}_{\nu'}, \boldsymbol{A}_{\nu' 0}), \quad (3)$$

$$\delta\dot{\boldsymbol{\Omega}} = \Omega\frac{1}{\chi}\delta\boldsymbol{m} + [\mu\boldsymbol{H}, \delta\boldsymbol{\Omega}] + \frac{g}{M}\boldsymbol{p}_{\nu'}A_{\nu' 0}, \quad (4)$$

$$\ddot{\boldsymbol{p}}_\nu = \frac{\lambda}{M}\Delta\boldsymbol{p}_\nu + \frac{\lambda}{M}\frac{g^2\chi}{M}(\boldsymbol{A}_\nu, \boldsymbol{A}_{\nu'})\Delta\boldsymbol{p}_{\nu'} + \frac{\lambda}{M}gA_{\nu 0}\delta\boldsymbol{m}. \quad (5)$$

Если учесть, что $\chi = \frac{1}{J_0 s}$, $c = \sqrt{\lambda/M}$ — скорость звука, то последнее уравнение для фононной компоненты можно переписать в виде

$$\ddot{p}_\nu + \left[\left\{1 + \left(\frac{g\hbar k_c}{\sqrt{J_0 sM}}\right)^2\right\}^{1/2} ck\right]^2 p_\nu = \frac{\lambda}{M}gA_{\nu 0}\delta m.$$

Таким образом, мы получаем параметр спин-фононной связи ζ

$$\zeta = \frac{g\hbar k_c}{\sqrt{J_0 s M}}.$$

Проанализируем последнюю формулу. Из нее следует, что параметр спин-фононной связи будет тем больше, чем больше относительный электрон-ионный потенциал g, меньше обменный радиус корреляции r_c, меньше масса ионов M, составляющих кристаллическую решетку. Высоким потенциалом g обладают элементы с низким потенциалом ионизации и большой валентностью, в частности редкоземельные элементы. Малый r_c возможен, когда обменное взаимодействие между электронами проводимости является достаточно сильным, а следовательно, атомы, поставляющие электроны для зоны проводимости, участвуют в образовании ковалентной связи.

Отметим, что малый r_c может быть достигнут, если для синтезирования выбираются элементы, участвующие в образовании ковалентной связи и имеющие малый атомный радиус. Интересно отметить, что атомный радиус кислорода — один из наименьших во всей периодической системе элементов; кроме того, кислород участвует в образовании ковалентной связи (типа Cu–O), т. е. в формировании обменного взаимодействия между электронами проводимости. Данный факт может помочь в понимании, почему новые высокотемпературные сверхпроводящие соединения оказываются столь чувствительными к содержанию в них кислорода.

Литература

1. *Hyungie Woo, Pengcheng Dai, Hayden S.M.* // arXiv: cond-mat/0608280. v1. 11 Aug. 2006.
2. *Hayden S.M., Mook H.A., Pengcheng Dai* // Nature. 2004. **429**. P. 531.
3. *Shirane G., Endoh Y., Burgenear R.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. **59**. P. 1613.
4. *Endoh Y., Yamada K., Gable D.* et al. // Phys. Rev. B. 1988. **39**. P. 7443.
5. *Bonn D.A.* // Nature Physics. 2006. **2**. P. 159.
6. *Orenstein J., Millis A.J.* // Science. 2000. **288**. P. 468.
7. *Savchenko M.A., Stefanovich A.V.* Fluctuational superconductivity of magnetic systems. Berlin, 1990.
8. *Sadovnikov B.I., Savchenko A.M.* // Physica A. 1999. **271**. P. 411.

Поступила в редакцию
26.03.2008