

- [1] *Slodowy P. A., Giriat W.* Phys. St. Sol. (b), 1971, vol. 48, N 2, p. 463—466.
 [2] *Whitsett C. R., Broerman J. G., Summers C. J.* Semicond. Semimetals., 1981, vol. 16, p. 53—118.
 [3] *Kalb A., Leut V.* Phys. St. Sol. (a), 1971, vol. 5, N 3, p. K199—K201.
 [4] *Nelson D. A., Summers C. J., Whitsett C. R. J.* Electron. Mater., 1977, vol. 6, N 5, p. 507—529.
 [5] *Богданов В. И., Векилов Ю. Х., Кадышев А. Е., Левин А. Д.* ФТТ, 1970, т. 12, № 10, с. 3001—3006.
 [6] *Демиденко А. Ф.* Изв. АН СССР, Неорган. мат., 1969, т. 5, № 2, с. 252—255.
 [7] *Zdanova V. V., Lukina V. I., Novikova S. I.* Phys. St. Sol., 1966, vol. 13, N 1, p. K19—K22.
 [8] *Новикова С. И.* Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974. 292 с.
 [9] *Гавалешко Н. П., Паранчич С. Ю., Паранчич Л. Д., Антощук В. Г.* ОМП, 1985, № 1, с. 10—11.

Хмельницкий технологический институт
 бытового обслуживания
 Хмельницкий

Поступило в Редакцию
 15 мая 1987 г.
 В окончательной редакции
 2 декабря 1987 г.

УДК 539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

О РОЛИ ФОНОННОГО МЕХАНИЗМА В СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ЛАНТАНОВЫХ КЕРАМИК

А. Н. Козлов, Л. А. Максимов, В. В. Пушкареев

Природа высокотемпературной сверхпроводимости как лантановых, так и иттриевых соединений пока что не установлена. Распространена точка зрения, хотя и не общепринятая, что наблюдаемые высокие T_c не могут быть обеспечены традиционным электрон-фононным механизмом. В пользу фононного механизма свидетельствует, однако, изотопический эффект, наблюдавшийся в [1] в $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$. Эффект, правда, выражен слабо ($\alpha=0.16$), но он, несомненно, указывает на вклад фононов в спаривание. Слабость изотопического эффекта может быть связана с тем, что главную роль в притяжении между электронами играет какой-либо нефононный механизм, а фононы создают только часть потенциала притяжения. Наиболее сильно электроны взаимодействуют с низкочастотными оптическими фононами. Имеются экспериментальные указания на существование мягкой оптической моды в фононном спектре лантановых структур. Мягкой моде соответствует структурный переход («тилтинг») [2] в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$, при котором соседние кислородные октаэдры поворачивают навстречу друг другу.

В настоящей работе оценивается «фононная» T_c для лантановых соединений. Предполагается, что электроны проводимости взаимодействуют с низкочастотными оптическими колебаниями атомов кислорода. Рассматривается следующая модель.

1) Электроны проводимости принадлежат медно-кислородному каркасу и образуют квазидвумерную слоистую систему. Состояния в каждом слое описываются волновой функцией

$$\left. \begin{aligned} \psi_p(\mathbf{r}) &= (La)^{-1} \varphi(z) \exp(i(p_x x + p_y y)), \\ \varphi(z) &= (2\pi)^{-1/4} d^{-1/2} \exp(-z^2/4d^2). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

L^3 — число ячеек; $a=b=3.78 \text{ \AA}$, $c=13.25 \text{ \AA}$ — размеры ячейки; $d \ll c/2$. На ячейку приходится два слоя.

2) Кислородные октаэдры совершают поворотные колебания около своих центров, занятых атомами меди. Существенна связь электронов со смещениями верхней и нижней вершин октаэдра

$$\left. \begin{aligned} u_{\mathbf{R}}^{x,y} &= (L^3 M \omega)^{-1/2} \sum_{\mathbf{q}} c_{\mathbf{q}}^{x,y} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{R}), \\ \mathbf{R} &= (n_x a, n_y a, \pm h), \quad c_{\mathbf{q}} = 2^{-1/2} (b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^*), \quad n_x, n_y = 0, \pm 1, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

M — масса атома кислорода, ω — мягкая частота без дисперсии, $h = 2.43 \text{ \AA}$. Квазиимпульс \mathbf{q} в отличие от \mathbf{p} трехмерен. Смещения четырех других вершин октаэдра, лежащих в базовой плоскости, поперечны к импульсу \mathbf{p} и с электронами не взаимодействуют. Межатомные расстояния взяты из [3].

Электрон-фононный гамильтониан для рассматриваемой модели имеет вид

$$\left. \begin{aligned} H_{e-ph} &= -i (L/M\omega)^{1/2} \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'\mathbf{q}\mathbf{z}} a_{\mathbf{p}\sigma}^{\dagger} a_{\mathbf{p}'\sigma} (q_x c_{\mathbf{q}}^x + q_y c_{\mathbf{q}}^y) \times \\ &\times \sum_{z_0=\pm h} \int dz \varphi^2(z) V_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}(z-z_0) \exp(iq_x z_0), \\ V_{\mathbf{p}}(z) &= (La)^{-2} \int dxdy V(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{p}\mathbf{r}), \quad \mathbf{q} = (\mathbf{p} - \mathbf{p}', q_x), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$V(\mathbf{r})$ — потенциал кислородного иона с учетом экранирования электронами проводимости.

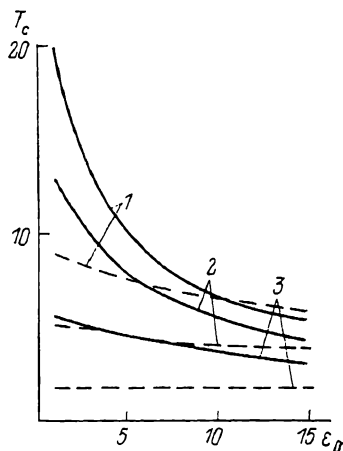
Для связи с мягкой модой T_c определяется параметром Ω [4], который входит в уравнение Элиашберга следующим образом

$$\lambda_n = \pi T_c \sum_m \frac{\Omega^2}{(\varepsilon_n - \varepsilon_m)^2 + \omega^2} \frac{\Delta_m}{|\varepsilon_m + i\gamma_m|}. \quad (4)$$

Из этого уравнения следует, что T_c максимальна при $\omega = 0$ и $T_c = 0.18\Omega$. Для верхней оценки T_c мы будем использовать это предельное соотношение. С учетом (1)–(3) получаем

$$\left. \begin{aligned} \Omega^2 &= (L/M) N(0) \int \frac{d\mathbf{p}\mathbf{p}'}{2\pi} V_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}(\mathbf{p}-\mathbf{p}') \times \\ &\times \sum_{\mathbf{q}\mathbf{z}} \left| \sum_{z_0=\pm h} \int dz \varphi^2(z) V_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}(z-z_0) \exp(iq_x z_0) \right|^2, \\ N(0) &= (m/2\pi) (La)^2, \quad |\mathbf{p}| = |\mathbf{p}'| = p_F. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Матричный элемент $V_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}$, $(z-h)$ — Фурье-компонента электрон-ионного взаимодействия, определяемая двумерным импульсом



Зависимость T_c от ε_0 .

Сплошная линия — $m/m_0=1$, штриховая — $m/m_0=10$; 1 — $\lambda=1$, 2 — $\lambda=0.5$, 3 — $\lambda=0$.

$\mathbf{p} - \mathbf{p}'$; h — расстояние от вершины октаэдра до проводящей плоскости; z — координата электрона в квазидвумерной системе. В приближении хаотических фаз квазидвумерное экранирование приводит к следующему выражению для диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon(q) = \varepsilon_0 + \frac{2me^2}{q} \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{(qa)^2} \int_{qa}^{\infty} e^{-x^2} dx. \quad (6)$$

Соответственно

$$V_{\mathbf{p}-\mathbf{p}'}(z-z_0) = \frac{2\pi z e^2}{|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| (La)^2} \frac{\exp(-|\mathbf{p}-\mathbf{p}'| |h|)}{\varepsilon(|\mathbf{p}-\mathbf{p}'|)}. \quad (7)$$

Здесь e — заряд электрона, z — кратность заряда кислородного иона. При расчетах положим $z=2$, имея в виду оценить T_c сверху.

Подставляя (6) и (7) в (5), находим T_c численным интегрированием. При этом p_F берем из холловских измерений [5], $p_F a = 1.73$. На рисунке представлены соответствующие результаты для T_c как функций от ϵ_0 с электронными массами $m/m_0 = 1$ и 10 и тремя значениями ширины слоя $\lambda = d/h = 0, 1/2, 1$.

Сделанные оценки показывают, что максимальные значения T_c , которые можно получить, варьируя основные параметры модели при заданной геометрии решетки, существенно меньше наблюдаемых на опыте. Главным образом это связано с большими межатомными расстояниями (a и h много больше атомной единицы длины).

Авторы благодарны Ю. Кагану и В. А. Соменкову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Batlogg B., Kourouklis G., Weber W., Cava R. J., Jayaraman A., White A. E., Short K. T., Rupp L. W., Rietman E. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 8, p. 912—914.
- [2] Paul D. M., Balakrishnan G., Bernhoeft N. R., David W. I. F., Harrison W. T. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 19, p. 1976—1978.
- [3] Jorgensen J. D., Schluttler H. B., Hinks D. G., Capone D. W., Zhang K., Brodsky M. B., Scalapino D. J. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 10, p. 1024—1027.
- [4] Козлов А. Н., Дубовский Л. Б. ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 6, с. 2224—2234.
- [5] Suzuki M., Murakami T. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. L524—L525.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
2 декабря 1987 г.

УДК 535.375.5+539.2

Физика твердого тела, том 30, в. 4, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 4, 1988

ЛОКАЛЬНАЯ АНИЗОТРОПИЯ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ: ^{119}Sn В CeSn_3 И CeIn_3

Н. Н. Делягин, В. И. Нестеров

В кристаллах с кубической пространственной симметрией фактор Дебая—Валлера и вероятность эффекта Мёссбауэра изотропны. Это исключает возможности существования в таких кристаллах локальной анизотропии колебаний атомов в тех случаях, когда точечная симметрия какого-либо из узлов решетки ниже кубической. Для такого узла можно ожидать асимметричного распределения электронной плотности и, как следствие, зависимости силовых констант от направления относительно локальных осей симметрии. Анизотропию колебаний такого типа в кубических кристаллах нельзя наблюдать традиционными методами. Для ее обнаружения необходима взаимосвязь динамики атомов с каким-либо другим свойством, которое зависит от направления относительно локальных осей, но не чувствительно к пространственному усреднению, связанному с кубической симметрией кристалла в целом. Таким свойством является сверхтонкое электрическое квадрупольное взаимодействие при условии, что для наблюдения квадрупольного взаимодействия используется эффект Мёссбауэра.

В данной работе сообщается о первом наблюдении локальной анизотропии колебаний атомов в кубических кристаллах методом мёссбауэровской спектроскопии. Локальная несферичность электронной плот-