

О ВОЗМОЖНЫХ АНАЛОГИЯХ МЕЖДУ СВЕРХПРОВОДНИКАМИ–ПЕРОВСКИТАМИ И СВЕРХПРОВОДНИКАМИ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ

А.М.Цвелюк

Показано, что взаимодействие электронов с ангармоническими фононами в высокотемпературных сверхпроводниках описывается гамильтонианом кондо-решетки.

Вычисления фононных спектров соединений $Y-Ba-Cu-O$ и $La-Cu-O$ из первых принципов указывают на наличие в них орторомбической фазы нестабильной фононной моды, связанной со скользящими движениями ионов в плоскости xy и обладающей экстремально малой дисперсией¹. Все эти расчеты получили хорошее экспериментальное подтверждение для La_2CuO_4 ². В пользу существования фононной моды со слабой дисперсией свидетельствует наблюдающееся в $Y-Ba-Cu-O$ вплоть до $T = 4,2K$ структурная неупорядоченность³. Исследования, проведенные методом дифракции нейтронов, указывают на наличие в указанных соединениях сильного ангармонизма⁴. Опираясь на указанные вычисления и экспериментальные данные, авторы работ^{1, 5, 6} считают, что часть ионов кислорода находится в указанных соединениях в двухямных потенциалах, слабо перекрывающихся друг с другом. Судя по большой величине ангармонизма, слабо расщепленный нижний фононный уровень в этой яме находится не далеко от ее центрального горба, на расстоянии быть может в сотни градусов. Авторы работ^{5, 6} полагают, что высокое значение T_c в сверхпроводниках–перовскитах обусловлено сильной электрон-фононной связью, которая, в свою очередь, возникает из-за сильной деформационной восприимчивости двухямных осцилляторов.

Я совершенно согласен с этой точкой зрения, но хотел бы уточнить ряд деталей и указать на далеко идущие аналогии. Авторы работ^{5, 6} не учитывали влияния электронов на туннелирование иона из ямы в яму. Без такого влияния туннелирование это будет чрезвычайно мало из-за большой массы иона кислорода, и сильного отклика не получится. Но так как амплитуда барьера, по-видимому, невысока, то электроны проводимости могут существенно "помочь" туннелированию, снизив высоту барьера. Это обстоятельство совершенно меняет всю физическую картину эффекта.

Я буду описывать высокотемпературный сверхпроводник моделью, предложенной в работе⁷ для описания электрон-фононного взаимодействия в сильно ангармоническом кристалле, но добавлю к ней член описывающий туннелирование иона из ямы в яму с участием электронов проводимости. В таком виде эта модель использовалась для описания взаимодействия электронов с двухуровневыми системами в металлических стеклах⁸. Гамильтониан модели имеет вид:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_e + \mathcal{H}_{ph} + \mathcal{H}_{ph-e} \quad (1a)$$

$$\mathcal{H}_{ph} = \Omega \sum_n S_n^x \quad (1b)$$

$$\mathcal{H}_e = \sum_{k, \sigma} \epsilon_k c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} \quad (1в)$$

$$\mathcal{H}_{ph-e} = \sum_{n, \sigma, k_1, k_2} V^\alpha(k_1 - k_2) S_n^\alpha c_{k_1\sigma}^+ c_{k_2\sigma}, \quad (1г)$$

где S_n^α ($\alpha = x, y, z$) – матрицы спина 1/2 на n -узле; они действуют в пространстве состояний иона, соответствующих его нахождению в той или другой яме двухямного потенциала.

Из требования инвариантности гамильтониана (1) относительно обращения времени следует $V^y = 0$. Присутствие двух некоммутирующих членов V^x и V^z в гамильтониане взаимодействия делает рассеяние нетривиальным. Как показано, в работе ⁹ одноионная задача сводится к двухканальной модели Кондо, в которой электроны псевдоспина 1/2 несут дополнительный индекс, соответствующий обычному спину, который сохраняется при рассеянии. Таким образом, модель (1) является моделью кондо-решетки, хотя и с анизотропным взаимодействием. Известно, что плотные кондо-системы часто бывают сверхпроводниками (например, обзор ¹⁰), причем температура сверхпроводящего перехода в них всего лишь в несколько раз меньше температуры Кондо. Я думаю, что сверхпроводники—перовскиты (СВП) отличаются от тяжелофермионных (СТФ) высокой температурой Кондо. Высокое значение электросопротивления в нормальной фазе СВП может объясняться сильным кондовским рассеянием, а отсутствие минимума в его температурной зависимости — высоким значением температуры Кондо.

Представление о низкоэнергетическом поведении модели (1) можно составить по ее одноионному варианту. В этом случае модель сильно упрощается ^{8, 9}, эффективно сводясь к одномерной. Нужно разложить фермионные операторы по определенным образом выбранному базису, состоящему из линейных комбинаций сферических гармоник. Тогда окажется, что только два вектора из этого базиса взаимодействуют с ионом (это соответствует электронному псевдоспину 1/2). Гамильтониан (1) примет следующий вид

$$\mathcal{H} = \Omega S^x + \sum_{k, \sigma, a} k c_{k\sigma a}^* c_{k\sigma a} + \sum_{k, p, \sigma} v_0^\alpha S^\alpha c_{ka\sigma}^* \sigma_{ab}^\alpha c_{pb\sigma}. \quad (2)$$

Модель (2) является интегрируемой при $v_0^x = v_0^y$ и $\Omega = 0$. В нашем случае $v_0^y = 0$, однако ренормгрупповой анализ показывает ⁸, что уже при $(1/\pi) \ln \Lambda/T \sim 1/v_0^z$ (Λ — высокоэнергетическая обрезка) появившаяся вследствие ренормировки константа v_0^y сравнивается с v^x . Вследствие перенормировки уменьшается и эффективное расщепление $\Omega(T)$:

$$\Omega(T) = \Omega \exp\left(-\frac{(v_0^x)^2}{4\pi v_0^z} \left(\frac{\Lambda}{T}\right)^{2v_0^z/\pi}\right). \quad (3)$$

(Как уже говорилось выше, прямое туннелирование из ямы в яму вряд ли может дать Ω большее долей градуса; формула (3) показывает, что даже если есть какое-то затравочное Ω , обусловленное какими-то неучтенными мною неэлектронными механизмами, то при $T \rightarrow 0$ оно подавляется).

Восприимчивость иона при $T \rightarrow 0$ растет:

$$\chi = \frac{1}{\pi^2 T_K} \ln(T_K/T) \quad (4)$$

(эта формула следует из точного решения модели (2) и приводится без вывода). Этот рост обуславливает усиление электрон-фононного взаимодействия, а следовательно, и усиление электрон-электронного взаимодействия. Температура Кондо T_K выражается через константы связи следующим образом:

$$T_K = \Lambda v_0^x (v_0^x / v_0^z)^{\pi/2v_0^z}, \quad (5)$$

v_0^x, v_0^z — безразмерные константы, т. е. взаимодействия помноженные на плотность состояний на поверхности Ферми. Поскольку $v_0^z \sim d$ (d — расстояние между ямами), а в СВП по оценкам работы ⁵ $d \sim 0,2 - 0,3 \text{ \AA}$, то v_0^z может быть ~ 1 . Более детальные оценки констант невозможны без подробных вычислений электрон-фононного взаимодействия.

Общая картина установления сверхпроводимости по-видимому, такая: при $T \lesssim T_K$ вблизи ферми-поверхности образуется полярная зона шириной $\sim T_K$. Возбуждения в этой зоне взаимодействуют друг с другом через поляризацию ионных центров, причем, так как взаимодействие локальное, оно не сильно зависит от чистоты и степени упорядоченности образца. Эффективная электронная константа связи, по-видимому, как и в СТФ $\lambda \sim 1$. Высокое T_c достигается за счет большой T_K .

Автор благодарен Г.М.Элиашбергу, А.И.Ларкину, В.Г.Воловику и А.С.Иоселевичу за ряд полезных замечаний.

Литература

1. *Cohen R.E., Rickett W.E., Boyer L.L., Krakauer H.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 817; in: High Temperature Superconductors. Ed. by M.B.Brodsky et al. MRS Symposia Proc. №99 (Material Research Society, Pittsburg, PA, 1988).
2. *Boni B.* Bull. Am. Phys. Soc., 1988, **33**, 537.
3. *Tanaka M., Terauchi M., Tsuda K., Ono A.* Jap. J. Appl. Phys., pt. 2., 1987, **26**, L1237.
4. *Jorgensen J.D. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 1024.
5. *Plakida N.M., Aksenov V.L., Drechsler S.L.* Europhys. Lett., 1987, **4**, 1309.
6. *Hardy J.R., Floken J.W.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 2191.
7. *Vujicic G.M., Aksenov V.L., Plakida N.M., Stamenovic S.* Phys. Lett., A, 1979, **73**, 439; J. Phys., C, 1981, **14**, 2377.
8. *Vladar K., Zawadowski A.* Phys. Rev. B, 1983, **28**, 1564.
9. *Mara ma tsu A., Guinea F.* Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 2337.
10. *Stewart G.R.* Rev. Mod. Phys., 1984, **56**, 755.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
29 сентября 1988 г.