

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ НЕФОНОННОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В РЕШЕТКАХ КОНДО

О.Гудак

Предложено описание возможного нефононного механизма сверхпроводимости в материалах типа $\text{CeCu}_2\text{Si}_2, \dots$ на основе комбинации кондо-эффекта и непрямого обменного взаимодействия.

Несколько последних лет внимание физиков привлекают необыкновенные сверхпроводящие системы с тяжелыми фермионами ¹. Существует несколько работ в которых предложена интерпретация свойств этих сверхпроводников ²⁻⁴. Андерсон ² и другие авторы обратили внимание на возможность присутствия нефононного механизма эффективного притяжения электронов в этих системах. Описание микроскопического происхождения нефононного механизма в рассматриваемых здесь системах пока не существует. Цель настоящей работы – частично заполнить этот пробел.

Локлизацию и делокализацию f -электронов, возникновение тяжелых квазичастиц и локального магнитного момента в такой системе как CeCu_2Si_2 удобно описать в рамках решеточной модели Андерсона. Мы будем рассматривать две полосы валентных электронов и f -электроны, у которых для простоты не учитываем орбитальное вырождение:

$$H = \sum_{\mathbf{k}, j, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}j} c_{\mathbf{k}j\sigma}^+ c_{\mathbf{k}j\sigma} + \sum_{\mathbf{k}, j, \sigma, n} V_{\mathbf{k}nj} (c_{\mathbf{k}j\sigma}^+ f_{n\sigma} + \text{h.c.}) + U \sum_n n_{n\uparrow} n_{n\downarrow} + E_f \sum_{n, \sigma} n_{n\sigma}, \quad (1)$$

здесь $\epsilon_{\mathbf{k}j}$ – энергия j -й полосы, $c_{\mathbf{k}j\sigma}^+$ и $c_{\mathbf{k}j\sigma}$ – операторы рождения и аннигиляции валентных электронов, $f_{n\sigma}^+$ и $f_{n\sigma}$ соответствующие операторы для f -электронов на n -м f -атоме, $V_{\mathbf{k}nj}$ – параметры смешивания, U – энергия кулоновского отталкивания f -электронов и E_f – энергия их локального уровня. Каноническое преобразование типа Шриффер – Вольфа ⁵ переводит этот гамильтониан в гамильтониан решетки Кондо. Другими членами нового гамильтониана будем пренебрегать. Здесь и дальше будем предполагать что в (1) величины параметров таковы, что на f -атомах существуют локализованные спины, т.е. отвечают целой валентности f -ионов. Это предположение вероятно справедливо для CeCu_2Si_2 ⁶, валентность в UBe_{13} и UPt_3 скорее нецелочисленна ⁷. Решетка Кондо для синов на f -атомах с учетом двух полос валентных электронов описывается следующим гамильтонианом:

$$H' = \sum_{\mathbf{k}, j, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}j} c_{\mathbf{k}j\sigma}^+ c_{\mathbf{k}j\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{j, n, \alpha, \beta} J_j \mathbf{S}_n (c_{n\alpha}^+ \vec{\sigma}_{\alpha\beta} c_{n\beta}), \quad (2)$$

где $J_j \cong |V_{\mathbf{k}Fj}|^2 \frac{U}{|E_f|(E_f + U)} > 0$, для импульсов из поверхности Ферми, и $V_{\mathbf{k}nj} \equiv e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_n} V_{\mathbf{k}j}$.

Как показано в работе ⁸ (и в ряде других) в случае одной полосы существует критическое значение J_c такое, что для системы с $J > J_c$ при низких температурах основным состоянием является синглетное кондо-состояние. При $J < J_c$ этим состоянием будет антиферромагнитное состояние. Мы будем предполагать здесь, что эти результаты можно распространить на случай нашей решетки Кондо с двумя зонами валентных электронов. Если параметр смешивания $V_{\mathbf{k}F1}$ для первой зоны имеет такую величину, которой отвечает $J_1 > J_c$, а для второй – величину, которой отвечает $J_2 < J_c$, то и для очень низких температур эффективное значение J_1 возрастает, $J_1 \gg J_c$, и у J_2 уменьшается, $J_2 \ll J_c$. На присутствие сильной гибридизации показывают фотоэмиссионные спектры ⁹. Поэтому в нашей модели электроны проводимости второй зоны ответственны за магнитное взаимодействие (непрямой обмен между локализован-

ными спинами на f -атомах), а электроны первой зоны рассеиваются на этих локализованных спинах. Эффективный гамильтониан, описывающий такое поведение системы, получается обычным путем из (2) и имеет следующую форму:

$$H'' = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}1} c_{\mathbf{k}1\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}1\sigma} + \frac{J_1}{2} \sum_{n, \alpha, \beta} \mathbf{S}_n (c_{n1\alpha}^{\dagger} \vec{\sigma}_{\alpha\beta} c_{n1\beta}) + \frac{K}{z} \sum'_{n, n'} \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}, \quad (3)$$

где $K \cong |J_2|^2 \int_{\text{BZ}} f_{\text{RKKY}}(k_F r_{\text{spin-spin}})$. В последнем члене в (3) мы ограничились только взаимодействием ближайших соседей (f -атомы). Как сказано, мы предполагаем что для низких температур первая зона находится в синглетном кондо-состоянии, и что $J_1 \gg J_c$. В этом случае из всех возможных состояний системы, описываемой посредством (3), реализуются те состояния, для которых локализованный спин \mathbf{S}_n полностью экранирован спинами проводящих электронов первой полосы. Для этих состояний мы можем записать $\mathbf{S}_n \equiv -\frac{1}{2} (c_{n1\alpha}^{\dagger} \vec{\sigma}_{\alpha\beta} c_{n1\beta})$ и из (3) мы получаем эффективный гамильтониан парамагнитного типа (индекс 1 первой полосы здесь и далее опущен):

$$\begin{aligned} H''' &= \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\sigma} + \frac{K}{4z} \sum'_{n, n', \alpha, \beta, \gamma, \delta} (c_{n\alpha}^{\dagger} \vec{\sigma}_{\alpha\beta} c_{n\beta}) (c_{n'\gamma}^{\dagger} \vec{\sigma}_{\gamma\delta} c_{n'\delta}) = \\ &= \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}\sigma} + \frac{1}{2\nu} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}, \alpha, \beta, \gamma, \delta} V^{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{q}) c_{\mathbf{k}\alpha}^{\dagger} c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\beta} c_{\mathbf{k}'\gamma}^{\dagger} c_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}\delta}, \end{aligned} \quad (4)$$

где энергия взаимодействия определена следующим образом:

$$\gamma(\mathbf{q}) = \frac{1}{z} \sum'_{n'} \exp(i\mathbf{q}(\mathbf{R}_n - \mathbf{R}_{n'})), \quad V^{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{q}) = \frac{K\rho\gamma(\mathbf{q})}{2} \vec{\sigma}_{\alpha\beta} \vec{\sigma}_{\gamma\delta}, \quad \rho = \nu/N. \quad (5)$$

Кристаллическая симметрия системы содержится здесь в явном виде функции $\gamma(\mathbf{q})$. Взаимодействие фононного происхождения в (5) опущено. В приближении слабой связи и в приближении изотропной среды (в котором $\gamma(\mathbf{q}) \rightarrow \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_{\delta} \exp(i\delta\mathbf{q}) \equiv \gamma_i$) методом Горькова¹⁰ мы получаем, что для антиферромагнитной связи спинов ($K > 0$) реализуется синглетная фаза. Если бы в разложении $\gamma_i(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_0) \approx \gamma_0 + \gamma_1 \hat{\mathbf{p}}_1 \hat{\mathbf{p}}_0 + \dots$ мы имели $\gamma_1 K < 0$, то была бы предпочтительней фаза Андерсон – Бринкманн – Морела триплетного состояния. Высокотемпературные свойства магнитной восприимчивости свидетельствуют в пользу $K > 0$ ¹. В изотропном приближении, используя характерные константы материалов CeCu_2Si_2 , UBe_{13} , UPt_3 , U_6Fe и U_2PtC_2 приведенных в литературе^{1,11}, мы получили $\gamma_0 > 0$ и $\gamma_1 > 0$. Сверхпроводящая щель для синглетной фазы при $T=0$ равна $\Delta_{\text{SING}}(0) \cong 2k_B T_K \exp(-\frac{4}{3K\rho\gamma_0 N_F})$, где T_K – температура Кондо, $\rho = \nu/N$ – объем на один f -атом, N_F – плотность состояний электронов с $\epsilon \approx \epsilon_F$. Предварительные расчеты вне рамок изотропного приближения, когда явно учитываются эффекты кристаллической симметрии, указывают на зависимость сверхпроводящей щели данного типа от кристаллических направлений – в некоторых направлениях сверхпроводящая щель отсутствует. Щель и критическая температура очень чувствительно зависят от величины обменного интеграла и также от беспорядка в размещении атомов.

Литература

1. Stewart G.R. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, 755.
2. Anderson P.W. Phys. Rev., 1984, B30, 1549.
3. Воловик Г.Е., Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1985, 88, 1412.
4. Razaftimandimby H., Fulde P., Keller J. Z. Phys., 1984, B54, 111.
5. Schrieffer J.R., Wolff P.A. Phys. Rev., 1966, 149, 491.

6. Franz W., Griessel A., Steglich F., Wohlleben D. Z. Phys., 1978, B31, 7.
7. Allen J.W., Oh S.J., Cox L.E., Ellis W.P., Wire M.S., Fisk Z., Smith J.L., Pate B.B., Lindau I., Arko A.J. Phys. Rev. Lett. (in publ).
8. Jullien R., Fields J.N., Doniach S. Phys. Rev., 1977, B16, 4889.
9. Parks R.D., den Boer M.L., Raaen S., Smith J.L., Williams G.P. Phys. Rev., 1984, B30, 1580.
10. Горьков Л.П. ЖЭТФ, 1958, 34, 753.
11. Valls O., Tešanović Z. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 1497.

Институт экспериментальной физики
Словацкой Академии наук, Кошице, ЧССР

Поступила в редакцию
1 июля 1985 г
