

МЕЖЗОННОЕ СПАРИВАНИЕ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ СИСТЕМ С ТЯЖЕЛЫМИ ФЕРМИОНАМИ

О.В.Долгов, Е.П.Фетисов¹⁾, Д.И.Хомский

Сверхпроводимость систем с тяжелыми фермионами объясняется в рамках модели синглетного межзонного спаривания вида $\langle a_{f\uparrow}^+ a_{d\downarrow}^+ - a_{f\downarrow}^+ a_{d\uparrow}^+ \rangle$. Показано, что эта модель качественно разумно описывает основные экспериментальные свойства этих систем.

В последнее время большой интерес вызывают сверхпроводники с тяжелыми фермионами (см. ^{1,2}) — соединения редкоземельных металлов и актинидов, в которых при низких температурах на поверхности Ферми имеются электроны с гигантскими эффективными массами $m_f \sim 10^2 \div 10^3 m_0$. Природа как самих тяжелых фермионов, так и сверхпроводимости в них до сих пор до конца не выяснена. Высказывались предположения, что спаривание в них является анизотропным и, возможно, триплетным, аналогично ³He. В то же время есть аргументы и в пользу более обычной синглетной сверхпроводимости, особенно применительно к первому из сверхпроводников этого класса CeCu_2Si_2 ^{2,3}.

Чаще всего при обсуждении сверхпроводимости этих систем рассматривается спаривание тяжелых "f"-электронов. Однако имеются веские соображения, что, помимо тяжелых, в этих системах имеются и легкие "d"-электроны с $m_d \cong m_0$; прямые экспериментальные доказательства этого получены при изучении эффекта Де Гааза — Ван Альфена ⁴. Возникает естественный вопрос, какова относительная роль этих двух компонент в сверхпроводимости. Из экспериментальных данных, в частности, по скачку теплоемкости $\Delta C/\gamma T_c$ и значению $\frac{\partial H_{c2}}{\partial T}$, ясно, что тяжелая компонента участвует в спаривании ^{1,2}. В то же время значение лондоновской глубины проникновения, обычно даваемое выражением $\lambda_L^2 = mc^2/4\pi n_s e^2$, оказывается здесь того же порядка, что и в обычных сверхпроводниках ², что можно связать с экранировкой поля легкими носителями. Имеются также указания, что, возможно, часть электронов (тяжелых в UPt_3 и легких в CeCu_2Si_2) остается нормальной вплоть до температур $T \ll T_c$ ³ — это следует из поведения теплоемкости $C_s(T)$ и теплопроводности $K_s(T)$ при $T < T_c$.

¹⁾ Московский инженерно-физический институт.

Ниже мы рассматриваем одну из возможностей, позволяющих качественно объяснить основные наблюдаемые закономерности сверхпроводимости в соединениях с тяжелыми фермионами. А именно, мы предполагаем, что в этих системах, которые мы феноменологически рассматриваем как двухкомпонентные, возможно *синглетное спаривание электронов из разных зон* типа $\langle a_{f\uparrow}^+ a_{d\downarrow}^+ - a_{f\downarrow}^+ a_{d\uparrow}^+ \rangle$. Подобная возможность рассматривалась довольно давно в работах ^{5,6}; применительно к системам с тяжелыми фермионами она обсуждалась в ^{8,9}. (Последняя работа стала известна авторам после получения нами основных результатов).

Прежде всего следует отметить, что тенденция к такому межзонному синглетному спариванию имеется уже в простейшей модели андерсоновской или кондовской решетки, широко используемой сейчас для анализа свойств систем с тяжелыми фермионами. Действительно, в этих моделях естественно возникает кондовское взаимодействие

$$H_{int} = \frac{J}{4} a_{fs}^+ \vec{\sigma} a_{fs} a_{d\sigma}^+ \vec{\sigma} a_{d\sigma} - \frac{J}{4} n_d n_f, \quad (1)$$

приводящее, в частности, к возможности образования синглетной пары f -и d -электронов. И хотя реально ситуация сложнее, тем не менее, кажется полезным в качестве первого шага проанализировать возможные следствия такого межзонного спаривания в простейшем приближении, аналогичном приближению БКШ.

Соответственно, будем для простоты считать, что поверхности Ферми для f - и d -зон с законами дисперсии $\epsilon_f(\mathbf{p}) = p^2/2m_f - \mu_f$, $\epsilon_d(\mathbf{p}) = p^2/2m_d - \mu_d$ совпадают, и предположим, что связь слабая (т.е., $T_c \ll W_{f,d}$, где $W_f \cong p_F^2/2m_f$ и $W_d \cong p_F^2/2m_d$ — ширины зон, являющиеся в рассматриваемой модели естественными параметрами обрезания). В этом случае легко получить выражение для критической температуры T_c (ср. ⁹):

$$T_c \cong \sqrt{W_f W_d} e^{-\frac{1}{N_d(0)J}}, \quad (2)$$

где $N_d(0) \sim 1/W_d$ — плотность состояний в широкой d -зоне.

В данном случае, однако, нет оснований ожидать, что $T_c \ll W_f$; в частности, в модели типа кондо-решетки, где $W_f \sim T_K$, скорее должно выполняться условие $T_c \sim T_K$. Если рассмотреть обратный предельный случай $T_c \gtrsim W_f$, то в спаривании могут участвовать все электроны узкой f -зоны, а не только связанные условием $(\mathbf{k}, -\mathbf{k})$. Можно убедиться, что действительно в этом случае для T_c получается выражение

$$T_c \cong W_d e^{-\frac{1}{N_d(0)J}} \cong T_K, \quad (3)$$

что соответствует качественным соображениям.

В рамках данной модели легко рассмотреть также различные физические свойства. Оказывается, что термодинамические характеристики (большой скачок теплоемкости ΔC , термодинамическое критическое поле H_c , корреляционная длина) определяются, в основном, массой тяжелой компоненты пары $m_f \gg m_d$, в чем легко убедиться исходя из функционала Гинзбурга — Ландау (ср. ⁷); например, корреляционная длина при $T \rightarrow T_c$

$\xi_0(T) = \sqrt{\frac{7 \xi(3)}{2}} \frac{p_F}{\pi m_f} \sqrt{\frac{T_c}{T_c - T}}$. Большой скачок теплоемкости равен $\Delta C = (2/7 \xi(3)) \times$
 $\times p_F (m_f + m_d) T_c$, однако сама теплоемкость также определяется тяжелой массой, и в результате отношение $\Delta C/\gamma T_c$ точно совпадает с величиной 1,43, как и в теории БКШ. В то же время анализ электродинамического отклика показывает, что при низких температурах он определяется легкой массой m_d . Качественно в этом проще всего убедиться, исходя из обычной связи $\mathbf{j} = -\sum_i \frac{ne}{m_i} \langle \mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \rangle \cong$
 $\cong -\frac{ne^2}{m_d c} \mathbf{A}$, где мы воспользовались жесткостью волновой функции. Таким образом, экранирование поля осуществляется "легкой" компонентой пары, и $\lambda_L^2(0) = m_d c^2 / 4\pi n e^2$.

До сих пор мы рассматривали случай простейшего взаимодействия (1). Проведенный нами общий анализ неприводимых вершин взаимодействия в разных каналах (внутризонном и межзонном, синглетном и триплетном) с учетом кулоновского и электрон-фоонного взаимодействия показывает, что перенормированное таким образом эффективное взаимодействие оказывается притяжением в синглетном межзонном канале, и кулоновское взаимодействие не меняет этот результат.

Можно также показать, что критическая температура сверхпроводящего перехода для межзонного синглетного спаривания больше температуры соответствующего триплетного спаривания в тяжелой компоненте.

Подводя итоги, суммируем в заключение некоторые привлекательные черты рассмотренной модели.

1. Она естественно объясняет наличие сверхпроводимости в системах с тяжелыми фермионами, например, CeCu_2Si_2 и отсутствие ее в изоморфном соединении без f -электронов LaCu_2Si_2 .

2. Здесь не приходится привлекать каких-либо специальных механизмов, приводящих к спариванию; основным механизмом, ответственным за сверхпроводимость, оказывается то же самое антиферромагнитное f - d -взаимодействие, которое всегда используется и для объяснения нормальных свойств этих систем.

3. Сверхпроводимость носит обычный синглетный характер, что согласуется с выводами экспериментов³, по крайней мере относительно CeCu_2Si_2 .

4. В соответствии с экспериментом, интерпретируются термодинамические и электромагнитные свойства.

5. В рамках этой модели можно, правда пока в значительной мере спекулятивно, попытаться объяснить и неэкспоненциальные зависимости различных величин ниже T_c ¹⁻³: если происходит межзонное спаривание, то оно будет наиболее эффективно там, где есть пересечение (или нестинг) поверхностей Ферми f - и d -компонент. В этом случае, как и при образовании волн зарядовой плотности в системах типа NbSe_2 , при неполном нестинге щель образуется не на всей, а только на части ферми-поверхности, что и может проявиться в неэкспоненциальном поведении различных величин ниже T_c . Выше уже упоминалось о предварительном экспериментальном указании³ на сохранение части электронов в нормальном состоянии вплоть до $T \ll T_c$; этот факт мог бы найти естественное объяснение в предложенной картине.

Литература

1. Stewart G.R. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, 758.
2. Алексеевский Н.Е., Хомский Д.И. УФН, 1985, 147, 767.
3. Steglich F., Ahlheim H., Franse J.J.M., Grewe N., Rainer D., Rauchschwalbe U. J. Magn. Magn. 8c Mater., 1985, 52, 54.
4. Johanson W.R., Crabtree G.W., Edelstein A.S., McMasters O.D., Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 504; J. Magn. & Magn. Mater., 1983, 31 - 34, 377.
5. Chow W.S. Phys. Rev., 1968, 172, 467.
6. Фалько И.И. УФЖ, 1970, 15, 1732.
7. Идлис Б.Г., Конаев Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1982, 55, 218.
8. Fedro A.J., Sinha S.K. In: "Valence Instabilities" ed. by P.Wachter, H.Boppart. North Holland, Amst., 1982, p. 371.
9. Schuh B. Phys. Stat. Sol. (b), 1985, 131, 243.