Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 1, стр. 21 - 23 10 января 1991 г.

О ФОНОННОМ МЕХАНИЗМЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ

А.О.Анохин, В.Ю.Ирхин, М.И.Кацнельсон

Институт физики металлов УрО АН СССР
620219, Свердловск

Поступила в редакцию 16 ноября 1990 г.

Рассчитана перенормировка T_c для электрон-фононного (ЭФ) механизма спаривания при формально точном учете межэлектронного взаимодействия в нормальной фазе. Показано, что ЭФ механизм сильно подавлен в состоянии маргинальной ферми-жидкости, а вблизи перехода Мотта - Хаббарда вообще не приводит к сверхпроводимости.

Вопрос о характере электронного спектра в ВТСП, как и вопрос о природе сверхпроводимости, является предметом ожесточенных дискуссий. Обсуждаются две, вообще говоря, разные проблемы: применимость картины ферми-жидкости (или даже зонной теории) в нормальной фазе и собственно механизм спаривания (магнитный, фононный и т.п.). Поскольку небольшой изотопический эффект (особенно заметный в $\mathrm{La}_{2-x}\mathrm{Sr}_x\mathrm{CuO}_4$) определенно наблюдается в ВТСП [1], ЭФ механизм заведомо вносит вклад в T_c, хотя, возможно, и не основной. В то же время совокупность экспериментальных данных по свойствам нормальной фазы ВТСП указывает на сильную межэлектронную корреляцию, вплоть до нарушения картины ферми-жидкости, причем имеются принципиально различные описания этого состояния (например, [2,3]). Поэтому представляет интерес рассмотрение ЭФ механизма для различных моделей сильно коррелированных систем (СКС).

В пренебрежении электрон-электронным (ЭЭ) вкладом в аномальную часть функции Грина имеем выражение для вклада ЭФ взаимодействия в матричную собственно-энергетическую часть (рассматривается синглетное спаривание):

$$\hat{\Sigma}_{ph}(\vec{k}, ip_n) = T \sum_{\vec{q}, i\omega_m} V_{\vec{k}\vec{q}}(i\omega_m)\hat{\tau}_3 \hat{G}(\vec{q}, ip_n - i\omega_m)\hat{\tau}_3, \tag{1}$$

где $\hat{G} = [\hat{g}^{-1} - \hat{\Sigma}_{ph}]^{-1}$ электронная функция Грина, $\hat{g}$ - функция Грина в нормальной фазе с точным учетом ЭЭ взаимодействия,

$$V_{\vec{k}\vec{q}}(i\omega_n) = 2\int_0^\infty d\Omega \sum_j |M_{\vec{k}\vec{q}j}|^2 B_{\vec{k}-\vec{q},j}(\Omega)\frac{\Omega}{\omega_n^2 + \Omega^2} \tag{2}$$

эффективный потенциал взаимодействия, $M_{\vec{k}\vec{q}j}$ - матричный элемент ЭФ взаимодействия, $B_{\vec{q}j}(\Omega)$ - спектральная плотность фононов, j - индекс ветви, $\hat{\tau}$ - матрицы Паули, $\omega_m = 2\pi m T$, $p_n = (2n+1)\pi T$ - мацубаровские частоты.

Ищем решение уравнения (1) в виде

$$\hat{\Sigma}_{ph}(\vec{k}, ip_n) = iP_{\vec{k}}(ip_n)[1 - Z_{\vec{k}}(ip_n)]\hat{\tau}_0 + \chi_{\vec{k}}(ip_n)\hat{\tau}_3 + \phi_{\vec{k}}(ip_n)\hat{\tau}_1, \tag{3}$$

$$iP_{\vec{k}}(ip_n) = ip_n - \frac{1}{2}[\Sigma_e(\vec{k}, ip_n) - \Sigma_e(-\vec{k}, -ip_n)],$$

Σ_e - собственно-энергетическая часть в нормальной фазе, обусловленная ЭЭ взаимодействием. Подставляя (3) в (1), получаем уравнения Элиашберга в виде

$$\chi_{\vec{k}}(ip_n) = -T \sum_{\vec{q}, ip_m} V_{\vec{k}\vec{q}}(ip_n - ip_m)\epsilon_{\vec{q}}(ip_m)\Psi_{\vec{q}}(ip_m),$$

$$\phi_{\vec{k}}(ip_n) = T \sum_{\vec{q}, ip_m} V_{\vec{k}\vec{q}}(ip_n - ip_m)\phi_{\vec{q}}(ip_m)\Psi_{\vec{q}}(ip_m), \tag{4}$$

$$\Psi_{\vec{q}}^{-1}(ip_m) \equiv P_{\vec{q}}^2(ip_m)Z_{\vec{q}}^2(ip_m) + \epsilon_{\vec{q}}^2(ip_m) + \phi_{\vec{q}}^2(ip_m),$$

где $\epsilon_{\vec{q}}(ip_n) = \epsilon_{\vec{q}} + \frac{1}{2}[\Sigma_e(\vec{k}, ip_n) + \Sigma_e(-\vec{k}, -ip_n)] + \chi_{\vec{q}}(ip_n)$, $\epsilon_{\vec{q}}$ - зонная энергия. В приближении слабой ЭФ связи можно положить [4]

$$V_{\vec{k}\vec{q}}(ip_n - ip_m) = [\lambda/N_0(E_F)]\theta(\omega_D - |p_n|)\theta(\omega_D - |p_m|), \tag{5}$$

где λ - безразмерная константа ЭФ связи, $N_0(E)$ - затравочная плотность состояний, ω_D - дебаевская частота. Тогда имеем $Z_{\vec{k}}(ip_n) = 1$, $\chi_{\vec{k}}(ip_n) = 0$. Пренебрежем, кроме того, $\vec{k}$-зависимостью $\Sigma_e(\vec{k}, ip_n)$, что приемлемо для наиболее важных моделей СКС. Тогда получаем из (4) уравнение для критической температуры T_c

$$1 = \frac{\lambda T_c}{N_0(E_F)} \sum_{|p_n|<\omega_D} \frac{ip_n}{iP(ip_n)} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon \frac{N(\epsilon)}{\epsilon^2 + p_n^2}, \tag{6}$$

где $N(\epsilon) = (-1/\pi)\Sigma \mathrm{Im} g_{11}(\vec{k}, \epsilon)$ - плотность состояний в нормальной фазе СКС с учетом ЭЭ перенормировок. Если характерные электронные энергии больше ω_D (адиабатическое приближение, уже использованное при выводе (1)), а $N(E_F)$ конечна, то имеем из (6)

$$T_c = 1,13\omega_D e^{-1/\Lambda}, \quad \Lambda = \lambda a N(E_F)/N_0(E_F), \quad a = \left(1 - \frac{\partial \Sigma_e(E)}{\partial E}|_{E=E_F}\right)^{-1}. \tag{7}$$

Если справедлива теория ферми жидкости, то $N(E_F) = N_0(E_F)/a$ и $\Lambda = \lambda$ даже при $a \to 0$ (случай "тяжелых фермионов"). Таким образом, перенормировка ЭФ взаимодействия отсутствует, по крайней мере если $a < \omega_D/E_F$ (условие адиабатичности).

В теории маргинальной ферми-жидкости [2] $N(E_F) \simeq N_0(E_F)$, $P(\epsilon) \sim \epsilon \ln|\epsilon/\omega_c|$ ($|\epsilon| < \omega_c$, $\omega_c \sim E_F$ - характерная энергия зарядовых флуктуаций), и мы имеем из (6)

$$T_c \simeq \omega_D \exp\left(-\left[\exp\left(\frac{N_0(E_F)}{\lambda N(E_F)}\right) - 1\right]\ln\frac{\omega_c}{\omega_D}\right), \tag{8}$$

что дает резкое подавление T_c при малых λ. Напротив, в теории Андерсона [3] эффективная $N(\epsilon)$ расходится при $\epsilon \to 0$ как $\ln^2\epsilon$ из-за "инфракрасной катастрофы", что приводит к возрастанию T_c

$$T_c \sim \omega_D \exp(-\mathrm{const}/\lambda^{1/3}).$$

Такая же ситуация имеет место, если поведение $N(\epsilon) \sim \ln^2\epsilon$ обусловленно особенностями Ван - Хова [5].

При описании перехода металл - изолятор в модели Хаббарда в приближении "Хаббард-III" [6] возникает сильное затухание электронных состояний на E_F и теория ферми-жидкости заведомо не выполняется. Вблизи критического значения хаббардовского отталкивания $U_c = (6\mu_2)^{1/2}$ (μ_n - момент затравочной плотности состояний порядка n) имеем разложение [7]

$$E - \Sigma_e(E) \simeq \alpha(U) + \beta(U)E, \quad \alpha(U) \cong (4M/(U^2 - U_c^2))^{1/2}, \tag{9}$$

$$\beta(U) = -\alpha^4(U)/6M, \quad M = \mu_4 - \mu_2^2.$$

При $U \gtrsim U_c$ (изоляторная фаза) α действительно, $N(E_F) = 0$ и сверхпроводимость невозможна. При $U \lesssim U_c$, $N(E_F) \sim 1/|\alpha| \sim (U_c - U)^{1/2}$, причем, в противоположность ситуации для ферми-жидкости, $a \simeq \beta^{-1} < 0$, и уравнение (6) также не имеет решений. Если же спаривание все же имеет место (например, за счет ЭЭ взаимодействия), то ЭФ вклад будет препятствовать ему. Однако, соответствующая константа взаимодействия

$$\Lambda \sim \lambda(|\alpha|\beta)^{-1} \sim -(U_c - U)^{5/2} \tag{10}$$

будет мала вблизи перехода металл - изолятор. Изменение знака $\partial \mathrm{Re}\Sigma(E)/\partial E$ вследствие большого затухания аналогично явлению аномальной дисперсии в оптике.

Таким образом, вопрос о роли ЭФ механизма в возникновении сверхпроводимости СКС решается в зависимости от принятой картины нормальной фазы. Не изменяясь для ферми-жидкости, он подавляется в теории [2] и усиливается (как и любой другой механизм) в подходе [3]. В приближении "Хаббард-III" ЭФ взаимодействие приводит к эффективному межэлектронному отталкиванию.

Литература

1. *Müller K.A.* Z. Phys. B, 1990, 80, 193.
2. *Varma C.M. et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 1996.
3. *Anderson P.W., Ren Y.* Proc. Int. Conf. Rhysics Highly Correlated Electron Systems (Los Alamos, Dec., 1989) in press.
4. *Allen P.B., Mitrovic B.* In Solid State Physics, 37, Acad. Press: New York, 1982.
5. *Дзялошинский И.Е.* ЖЭТФ, 1987, 93, 1487.
6. *Hubbard J.* Proc. Roy. Soc. A, 1964, 281, 401.
7. *Anokhin A.O., Irkhin V.Yu., Katsnelson M.I.* J. Phys.: Cond. Mat., in press.