Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 9, стр. 424 – 427 *5 мая 1983 г.*

О МЕХАНИЗМЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В КВАЗИОДНОМЕРНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

А.А.Абрикосов

На основании экспериментальных данных о поведении критической температуры в зависимости от концентрации дефектов в решетке высказывается идея о триплетном спаривании.

Недавно была открыта сверхпроводимость целого ряда квазиодномерных соединений под давлением, например, $TMTSF_2 - PF_6$, $TMTSF_2 - ClO_4$ (см. [1]) . В некоторых из них было исследовано поведение под действием дефектов, вводимых путем интенсивного рентгеновского облучения. Оказалось, что дефекты сильно подавляют сверхпроводимость, и при атомной концентрации дефектов порядка 10^{-4} сверхпроводимость полностью разрушается

В [1] была высказана идея, что при облучении возникают неспаренные электронные спины, играющие роль магнитных примесей. Правда, там же отмечалось, что даже если полагать, что все возникающие дефекты имеют такой характер, то их действие все же оказывается слишком сильным (в обычном трехмерном сверхпроводнике критическая концентрация магнитных примесей порядка 1 %). Конечно, можно допустить, что константа обменного электрон-примесного взаимодействия в данных веществах в 10 раз больше, но для этого не видно никаких причин.

Возможным выходом из несоответствия является предположение, что в изученных веществах образуются не синглетные, а триплетные куперовские пары. Дело в том, что на триплетную сверхпроводимость обычные немагнитные дефекты действуют столь же разрушительно, как магнитные примеси на синглетную. Впервые это было показано Ларкиным для трехмерного случая [2].

Для количественного описания мы сделаем ряд предположений. Прежде всего мы будем, считать, что спаривание имеет место в основном на одной нити. Как известно, чисто одномерная сверхпроводимость разрушается флуктуациями фазы параметра порядка. Мы сделаем предположение, что вероятность перескока с нити на нить достаточно велика, чтобы эффективно подавить флуктуации, и в то же время настолько мала, чтобы сохранить одномерное поведение термодинамических величин, не связанных непосредственно с перескоками (если речь идет о поведении в магнитном поле, то это предположение очевидно неверно, ибо перескоки существенны). Возможность этого продемонстрирована в [3].

Второе предположение заключается в допустимости введения самосогласованного поля, наподобие теории БКШ. Как известно (см. [4]) в одномерном случае имеются не один, а два сингулярных логарифма. В результате возникает не „лестничная", а „паркетная" ситуация, при которой применение самосогласованного поля не оправдано. Лестничная ситуация может быть восстановлена благодаря введению примесей, которые уничтожают электрон-дырочный логарифм, связанный с образованием волны зарядовой плотности ([5, 6]). Конечно, примеси влияют и на электрон-электронный логарифм, т.е. на сверхпроводимость, и именно это является предметом нашего рассмотрения. Однако первый из логарифмов уничтожается даже рассеянием вперед, в то время, как на второй действует лишь рассеяние назад. Если считать, что случайный потенциал примесей является плавным, а это вполне может объясняться слабой экранировкой в квазиодномерном металле, то амплитуда рассеяния вперед будет много больше, чем амплитуда рассеяния назад. Ввиду этого мы можем рассматривать лишь электрон-электронный логарифм (хотя эффективная константа взаимодействия может быть несколько перенормирована), и это оправдывает применение самосогласованного поля.

Учитывая потенциальное и обменное взаимодействие (без релятивистских эффектов) имеем гамильтониан взаимодействия электронов

$$H_{ee} = \frac{1}{2} \int \psi^+_\alpha(x)\, \psi_{\alpha_1}(x)\, U_{\alpha\alpha_1\beta\beta_1}(x-x')\, \psi^+_\beta(x')\, \psi_{\beta_1}(x')\, dx\, dx', \tag{1}$$

где

$$U_{\alpha\alpha_1\beta\beta_1}(x-x') = U_1(x-x')\,\delta_{\alpha\alpha_1}\,\delta_{\beta\beta_1} + U_2(x-x')\,\mathrm{s}_{\alpha\alpha_1}\cdot \mathrm{s}_{\beta\beta_1}. \tag{2}$$

Здесь α, β – спиновые индексы $(+, -)$, s – матрицы Паули. Учитывая, что существенны лишь электроны в окрестности импульсов p_0 и $-p_0$, мы вводим, как и в [7], псевдоспинорные индексы 1, 2 и соответствующие матрицы Паули $\vec{\sigma}$. Считая взаимодействие слабым, мы сохраним лишь ту часть гамильтониана, которая существенна для спаривания, т.е. содержащую комбинации $\psi_{1+}\psi_{2+}$, $\psi_{1-}\psi_{2-}$, $\psi_{1-}\psi_{2+}$, $\psi_{1+}\psi_{2-}$ и соответствующие из ψ^+.

Введем затем самосогласованное спаривание

$$\Delta_0 = 2^{-1/2}\,[\langle \psi_{1+}\psi_{2-}\rangle - \langle \psi_{1-}\psi_{2+}\rangle], \tag{3}$$

$$\Delta_{11} = \langle \psi_{1+}\psi_{2+}\rangle, \tag{4а}$$

$$\Delta_{1-1} = \langle \psi_{1-}\psi_{2-}\rangle, \tag{4б}$$

$$\Delta_{10} = 2^{-1/2} [< \psi_{1+} \psi_{2-} > + < \psi_{1-} \psi_{2+} >] . \tag{4в}$$

Здесь (3) определяет синглетное, а (4) – триплетное спаривание. Усреднение производится как по термодинамике, так и по случайному потенциалу, что соответствует дальнему порядку.

Эффективный гамильтониан приобретает вид

$$H_{ee} = 2^{-1/2} g_0 \Delta_0 (\psi^+_{2-} \psi^+_{1+} - \psi^+_{2+} \psi^+_{1-}) + g_1 [\Delta_{11} \psi^+_{2+} \psi^+_{1+} +$$

$$+ \Delta_{1-1} \psi^+_{2-} \psi^+_{1-} + 2^{-1/2} \Delta_{10} (\psi^+_{2-} \psi^+_{1+} + \psi^+_{2+} \psi^+_{1-})] + \text{c. c.}, \tag{5}$$

где

$$g_0 = U_1(0) + U_1(2p_0) - 3U_2(0) - 3U_2(2p_0), \tag{6}$$

$$g_1 = U_1(0) - U_1(2p_0) + U_2(0) - U_2(2p_0), \tag{7}$$

где $U_i(k)$ – Фурье-компоненты функций в (2). Кроме того, мы учтем взаимодействие с немагнитными примесями в виде гауссовских случайных потенциалов η и ζ, наподобие [7].

Далее мы будем интересоваться лишь триплетным спариванием. Для определения критической температуры находим любую из Δ_1 в 1-м порядке по H_{ee} и получаем уравнение

$$g_1^{-1} = -T \sum_\omega \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 < [G_{11}(xx_1\omega) G_{22}(xx_1 - \omega) - G_{12}(xx_1\omega) G_{21}(xx_1 - \omega)] >, \tag{8}$$

где G – термодинамические функции в потенциале примесей. Выражая их через G^R и G^A и подставляя формулы (4.16) из [7], получаем их выражения через компоненты S-матрицы, которые надо усреднить по потенциалу примесей. Последнее производится так же, как в [7].

Результат зависит лишь от τ_2 – времени рассеяния назад. Он не может быть записан в аналитической форме для произвольных ω. Так как $|\omega|_{min} = \pi T$, то при $T\tau_2 \gg 1$ и $|\omega|\tau_2 \gg 1$. Если же $T\tau_2 \ll 1$, то в сумме (8) существенны как $|\omega|\tau_2 \gg 1$, так и $|\omega|\tau_2 \sim$ ~ 1. Предельные выражения для среднего в (8) при $|\omega|\tau_2 \gg 1$ и $|\omega|\tau_2 \ll 1$ имеют вид (интегралы по $x_1 > x$ и $x_1 < x$ равны):

$$\int_{-\infty}^{x} < \ldots > dx_1 \approx \frac{\tau_2}{v} \frac{2}{\beta} \Big/ \left(1 + \frac{4}{\beta}\right), \quad \beta = 4|\omega|\tau_2 \gg 1, \tag{9а}$$

$$\int_{-\infty}^{x} < \ldots > dx_1 \approx \frac{\tau_2}{v} 4\zeta(3)\beta, \quad \beta \ll 1. \tag{9б}$$

Первое выражение правильно с точностью членов порядка β^{-3} включительно.

В пределе чистого металла $T\tau_2 \to \infty$ находим из (8) при $g_1 < 0$ (Λ – верхний предел ω – порядка ϵ_F или ω_D):

$$T_{c1}^{(0)} = \frac{2\gamma\Lambda}{\pi} \exp\left(-\frac{2\pi v}{|g_1|}\right). \tag{10}$$

При наличии примесей находим

$$\ln\frac{T_{c1}^{(0)}}{T_{c1}} = 4\pi\tau_2 T_{c1} \sum_{\omega > 0} \left[\frac{2}{\beta} - v^2 \int_0^{\infty} < \ldots > dt \right], \tag{11}$$

где $t = (x - x_1)/v\tau_2$. В сумме (11) существенны $\beta \sim 4$. Если учесть, что пересечение асимптотик (9а) и (9б) происходит при $\beta = 0,101$, то можно без большой ошибки ограничиться асимптотикой (9а) при произвольных $T\tau_2$. В результате получаем

$$\ln \frac{T_{c1}^{(0)}}{T_{c1}} = \psi\left(\frac{1}{2} + \rho\right) - \psi(1/2), \tag{12}$$

где $\psi(z) = (d/dz) \ln \Gamma(z)$, $\rho = (2\pi\tau_2 T_{c1})^{-1}$.

Критическая концентрация, при которой $T_{c1} = 0$ определяется соотношением

$$\tau_{2c}^{-1} = \pi T_{c1}^{(0)} / 2\gamma. \tag{13}$$

Вблизи нее T_{c1} удовлетворяет соотношению

$$T_{c1} = (\sqrt{6}/\pi)\, \tau_{2c}^{-3/2} (\tau_2 - \tau_{2c})^{1/2}, \tag{14}$$

что качественно соответствует экспериментальным результатам [1] (заметим, что в [1] представлена зависимость T_{c1} от продольной проводимости; однако последняя тоже определяется лишь рассеянием назад, т.е. пропорциональна времени τ_2). В пользу триплетной сверхпроводимости говорит и тот факт, что при более низком давлении, когда сверхпроводимость не образуется, вместо нее возникает волна спиновой, а не зарядовой плотности. Это может быть связано с большим значением функции $U_2(x)$ (2), что существенно в обоих случаях.

Литература

1. *Jérome D., Schulz H.J.* Adv. in Phys., 1982, 31, 299.
2. *Ларкин А.И.* Письма в ЖЭТФ, 1963, 2, 205.
3. *Ефетов К.Б., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1974, 66, 2290.
4. *Бычков Ю.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е.* ЖЭТФ, 1966, 50, 738.
5. *Abrahams E., Gor'kov L.P., Kharadze G.A.* J. Low Temp. Phys., 1978, 32, 673.
6. *Abrikosov A.A., Dorotheyev E.A.* J. Low Temp. Phys., 1982, 46, 53.
7. *Abrikosov A.A., Ryzhkin I.A.* Adv. in Phys., 1978, 27, 147.

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

Поступила в редакцию
10 марта 1983 г.