Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 2, стр. 89 – 92 *25 июля 1986 г.*

ОБРАТИМЫЙ ХАРАКТЕР ОРБИТАЛЬНОГО МЕХАНИЗМА ПОДАВЛЕНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

А.Г.Лебедь

Показано, что в $Q1D$ сверхпроводниках второго рода орбитальный эффект не способен обеспечить конечное H_{c2} при $T = 0$. В области сильных полей ($H > H^*_{c2}$) ожидается рост критической температуры с увеличением магнитного поля.

В настоящее время интенсивно исследуются свойства органических сверхпроводников – низкоразмерных соединений с химическими формулами $(\mathrm{TM\ TSF})_2\mathrm{X}$ и $(\mathrm{BEDT-TTF})\mathrm{X}$

(см. ссылки в обзорах [1, 2]). Наряду с задачей повышения критической температуры, интерес к ним вызван также и возможным триплетным характером спаривания куперовских электронов [3, 4]. "Трехмерность" физических свойств этих соединений такова, что позволяет пренебречь специфическими низкоразмерными флуктуациями и использовать в окрестности T_c уравнения Гинзбурга – Ландау для анизотропных сверхпроводников [1, 2, 5]. В этой ситуации величины критических полей при $T = 0$ обычно оценивают по значению производной dH_{c2}/dT в точке $T = T_c$: $H^0_{c2} \sim (dH_{c2}/dT)T_c$ (см., например, [2]).

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы обратить внимание на существенную роль эффектов закручивания орбит электронов магнитным полем. Их учет в $Q1D$ случае приводит к сохранению сверхпроводимости в области полей $H > H^0_{c2}$ и изменению знака производной dH_{c2}/dT при $H \gg H^0_{c2}$. Это явление не ограничено парамагнитным пределом, который, как отмечено в [6], для $Q1D$ проводников отсутствует. Таким образом, в рассматриваемом случае имеет смысл говорить лишь о "псевдокритическом поле" H^*_{c2}, в окрестности которого происходит существенное падение критической температуры.

Рассмотрим $Q1D$ металл с электронным спектром вида:

$$\epsilon_{1,2} = \pm\, v_F(p_a \mp k_F) + t_\perp(p_b, p_c), \tag{1}$$

который отвечает двум слабо гофрированным участкам ферми-поверхности. (Здесь $t_\perp(p_b, p_c)$ – интеграл перекрытия волновых функций электронов между цепочками).

В присутствие магнитного поля, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, на электроны действует сила Лоренца:

$$d\mathbf{p}/dt = (e/c)[\mathbf{v}, \mathbf{H}],$$

которая, с учетом (1) ($\mathbf{v} \approx \mathbf{v}_F \parallel \mathbf{a}$), направлена вдоль оси $\mathbf{c}^*$ и ограничивает их движение в этом направлении:

$$x_c = \frac{c}{ev_F H}\, t_\perp(p_b, ev_F H c^* t/c). \tag{2}$$

Из (2) непосредственно видно, что в области сильных полей ($H \gtrsim H_0 = t_\perp/\mu_B$) амплитуда движения, $ct_\perp/ev_F H$, становится сравнимой с величиной постоянной решетки c^*, т. е. электронный спектр эффективно "двумеризуется". В этом пределе орбитальный эффект полностью исчезает, поскольку магнитное поле направлено вдоль электронных слоев, и даже с учетом флуктуаций, здесь, вероятно, все еще возможна двумерная сверхпроводимость [7]. Для дальнейшего важно то, что сама тенденция к "двумеризации" спектра (2) подавляет орбитальный эффект уже в полях $H \ll H_0$, где двумерные флуктуации [7] несущественны.

Количественно явление было рассмотрено на примере спектра

$$\tilde{t}_\perp(p_b, p_c) = 2t_b\cos(p_b b) + 2t_c\cos(p_c c^*),$$

который хорошо описывает свойства соединений $(TMTSF)_2X$ [1]. В этом случае уравнения для функции Грина на правом (левом) участке ферми-поверхности в магнитном поле имеют вид [8, 1]:

$$\left\{ i\omega_n \mp iv_F \frac{d}{dx} + \mu_B H\sigma + \tilde{t}_\perp(p_b, p_c - eHx/c) \right\} G^{\pm\pm}(\omega_n; x, x') = \delta(x - x'). \tag{3}$$

После подстановки их решений в условие самосогласования для триплетного (синглетного) параметра порядка:

$$\hat{\Delta}_{t,s}(x) = \Delta(x) \begin{cases} (\hat{\sigma}_z + \hat{E})/2 \\ \hat{\sigma}_y \end{cases} \tag{4}$$

получается следующее интегральное уравнение, определяющее границу устойчивости нормальной фазы:

$$\frac{\Delta(x)}{g} = \int\limits_{|x-y|>d} \frac{2\pi T dy}{v_F \operatorname{sh}\left[\frac{2\pi T|x-y|}{v_F}\right]} J_0\left(2\lambda \sin\frac{x-y}{x_H}\sin\frac{x+y}{x_H}\right)\cos[2\mu_B H(1-\sigma)(x-y)]\Delta(y). \qquad (5)$$

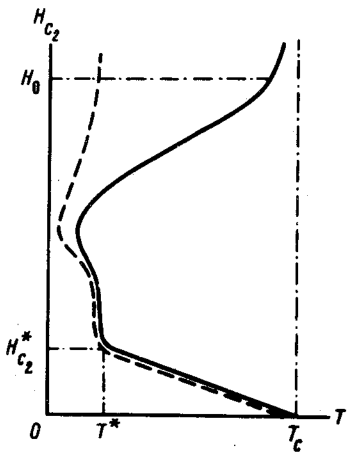
(Здесь σ — спин куперовской пары, g — эффективная константа связи, d — масштаб обрезания на нижнем пределе, $\lambda = 4t_c c/ev_F Hc^*$, $x_H = \lambda v_F/t_c$).

Математически эффекты закручивания электронных орбит (2) проявляются в периодичности функции Бесселя $J_0(\ldots)$ в (5) по переменным x и y. Тогда выбор периодического решения $\Delta_0\left(y + \frac{\pi x_H}{2}\right) = \Delta_0(y)$ в случае триплетного спаривания (или решения вида $\cos(2\mu_B Hy)\Delta_0(y)$ соответственно в синглетном случае) приводит к логарифмической расходимости в (5) при $T \to 0$. Это свидетельствует о неустойчивости металлического состояния в произвольном магнитном поле. Можно показать, что отмеченная неустойчивость обязана периодичности закона движения в магнитном поле (2), когда отлична от нуля вероятность того, что электроны, спаривающиеся с суммарными импульсами $p_1 + p_2 = \frac{eHc^*}{c} n$ (n — целое число) имеют равные энергии.

Анализ уравнения (5) дает для критической температуры в магнитном поле следующие асимптотики:

$$T_c(H) = \begin{cases} \dfrac{t_c}{\pi^2\lambda}\ln\dfrac{\alpha H^*_{c2}}{\sqrt{\lambda}(H - H^*_{c2})}, & \dfrac{1}{\lambda} \ll \dfrac{H - H^*_{c2}}{H^*_{c2}} \ll \dfrac{1}{\sqrt{\lambda}}, \qquad (6) \\ t_c \exp[-\beta\sqrt{\lambda}\ln(H/H^*_{c2})], & H^*_{c2} \ll H \ll H_0 \qquad (6') \end{cases}$$

причем, как легко убедиться, в области (6′) $dT_c/dH > 0$. (Здесь численные коэффициенты $\alpha > 0$ и $\beta > 0$, зависят от спина пары).



Общий вид кривой $H_{c2}(T)$ показан на рисунке, где случаям триплетной и синглетной сверхпроводимости отвечают соответственно сплошная и пунктирная линии. В окрестности H^*_{c2}, как это видно из (6), для обоих случаев предсказывается существование участка с резкой зависимостью $H_{c2}(T)$ ($T \approx T^* = t_c/\pi^2\lambda$). Качественное различие между триплетным и синглетным спариванием проявляется в сильных полях, $H \gg H^*_{c2}$, когда при $H \lesssim H_0$ соответствующие температуры перехода отличаются по порядку величины: $T_t \sim T_c$, $T_s \sim T_c^2/t_c$. Эта особенность может быть использована для идентификации триплетной сверхпроводимости.

В заключение отметим, что выше был рассмотрен только случай чистых сверхпроводников, каковыми, по-видимому, и являются соли $(TMTSF)_2X$ [5]. В этих соединениях измерения

$H_{c2}(T)$ удобно проводить в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$, когда все характерные масштабы полей и температур имеют разумные величины:

$$\begin{cases} T_s \sim T^* \gtrsim 0{,}1\ \text{К} \\ T_t \sim T_c \approx 1\ \text{К} \end{cases} \qquad \begin{cases} H^*_{c2} \approx 10 - 20\ \text{кЭ} \\ H_0 \approx 100 - 200\ \text{кЭ} \end{cases}.$$

Существующие уже наблюдения резкой зависимости $H_{c2}(T)$ в $(TMTSF)_2AsF_6$ при $H \gtrsim H^*_{c2}$ [9] свидетельствуют, как нам представляется, в пользу результата (6). В области сильных полей, однако, насколько нам известно, эксперименты еще не проводились. Физически ясно, что все полученные результаты, за исключением отсутствия парамагнитного предела [6], должны быть также качественно применимы и к слоистым сверхпроводникам в параллельном слоям магнитном поле. Что касается влияния эффектов закручивания электронных орбит на магнитные свойства сверхпроводников с малыми замкнутыми поверхностями Ферми, то этот вопрос сейчас исследуется.

Автор выражает глубокую благодарность Л.П.Горькову за полезные советы и замечания.

Литература

1. *Горьков Л.П.* УФН, 1984, **144**, 381.
2. *Буздин А.И., Булаевский Л.Н.* УФН, 1984, **144**, 415.
3. *Ефетов К.Б., Ларкин А.И.* ЖЭТФ, 1975, **68**, 155.
4. *Abrikosov A.A.* J. Low Temp. Phys., 1983, **53**, 359.
5. *Gor'kov L.P., Jerome D.* J. de Phys., Lett., 1985, **46**, 643.
6. *Буздин А.И., Тугушев В.В.* ЖЭТФ, 1983, **85**, 735.
7. *Ефетов К.Б.* ЖЭТФ, 1979, **76**, 1781.
8. *Gor'kov L.P., Lebed' A.G.* J. de Phys. Lett., 1984, **45**, 433.
9. *Jerome D.* Molec. Cryst. – Liq. Cryst., 1982, **79**, 155.

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

Поступила в редакцию
2 июня 1986 г.