Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 2, стр. 102 – 104 *25 января 1986 г.*

ТЕОРИЯ МАГНИТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛАХ

С.А.Бразовский, В.М.Яковенко

Предложена теория осцилляционного поведения в сильных магнитных полях волн спиновой плотности в органических сверхпроводниках $(TMTSF)_2X$.

В последние годы большой интерес вызывает исследование органических проводников с химической формулой $(TMTSF)_2X$ (см. обзоры [1, 2]), в которых конкурируют сверхпроводимость и волна спиновой плотности (ВСП). Помимо "обычной" ВСП, соизмеримой с кристаллической структурой, в сильных магнитных полях после разрушения сверхпроводимости образуется "необычная" ВСП. При этом наблюдаются осцилляции сопротивления и, по-видимому, температуры фазового перехода. Недавно мы предложили теорию [3], согласно которой существование сверхпроводимости в этих соединениях связано с формированием определенной кристаллической сверхструктуры (КС), приводящей к неэквивалентности соседних проводящих цепочек. В настоящей работе мы покажем, что наличие этой структуры позволяет также описать поведение в сильных магнитных полях.

Рассмотрим слой цепочек, расположенных на расстоянии b. Пусть имеется кристаллическое поле, осциллирующее вдоль оси b с периодом $2b$ (именно такова структура $(TMTSF)_2ClO_4$ в сверхпроводящей R-фазе). Если величина интеграла перескока между цепочками t гораздо меньше, чем разность потенциалов соседних цепочек κ , то импульс Ферми электронов будет зависеть от номера цепочки n: $k_F^{(n)} = k_F + (-1)^n \kappa/2\hbar v_F$, где v_F – скорость Ферми. Биения между разными $k_F^{(n)}$ создают в системе большой период $l = 2\pi\hbar v_F/\kappa$ вдоль цепочек. Пусть магнитное поле H направлено перпендикулярно к слою. Можно ожидать, что когда поток магнитного поля через естественную ячейку $l \times b$ будет соизмерим с квантом потока ϕ_0 , возникнут особенности в поведении системы. В настоящей работе будет показано, что в магнитных полях, удовлетворяющих условию

$$H b l = 2\phi_0 /M, \quad M = 2m + 1 , \tag{1}$$

где M – нечетное число, повышается температура образования ВСП.

Положим $\hbar = v_F = \pi/k_F = 1$. Введем $\psi_{n,\alpha}(x)$ – операторы уничтожения электронов с импульсами вблизи αk_F, $\alpha = \pm$ в точке x на n-той цепочке. Для простоты мы опустили спиновые индексы, так как наша теория в равной мере описывает волны спиновой и зарядовой плотности. В присутствии магнитного поля и КС удобно произвести калибровочное преобразование:

$$\psi_{n,\alpha}(x) = \tilde{\psi}_{n,\alpha}(x) \exp[\alpha i k_F^{(n)} x + inb\frac{e}{c}Hx]. \tag{2}$$

После этого гамильтониан системы будет иметь вид

$$\hat{H} = \sum_{n;\,\alpha=\pm 1} \hat{H}_0(\tilde{\psi}^+_{n,\alpha};\, \tilde{\psi}_{n,\alpha}) + \sum_{\alpha=\pm 1,\, p=\pm 1} \int dx\,[t_{n,p,\alpha}(x)\, \tilde{\psi}^+_{n+p,\alpha}(x)\, \tilde{\psi}_{n,\alpha}(x) + \text{э.с.}]; \tag{3}$$

$$t_{n,p,\alpha}(x) = t\exp[-ipqx + i\alpha(-1)^n \kappa x], \quad q = \frac{e}{c}bH. \tag{4}$$

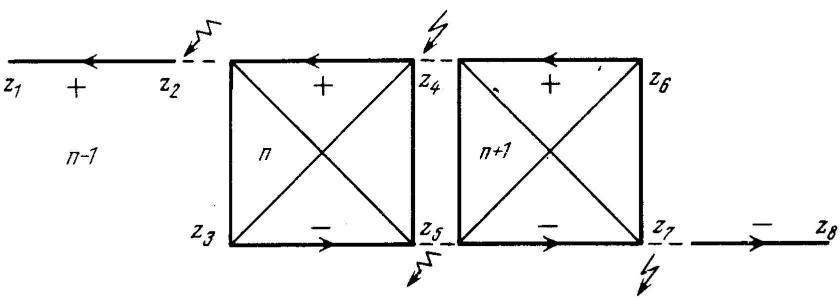
Здесь $\hat{H}_0$ – гамильтониан одномерных взаимодействующих электронов [4]. Обратим внимание, что влияние магнитного поля и КС проявляется только в осциллирующем характере интегралов перескока (4). Взаимодействия в $\hat{H}_0$ предполагаются такими, что отсутствуют щели в спиновом и зарядовом каналах. В этом случае согласно результатам решения одномерных моделей [4] корреляционная функция двух электронов, вычисленная с помощью $\hat{H}_0$, имеет вид (с точностью до логарифмических зависимостей)

$$K_0(z_1, z_2, z_3, z_4) = \langle \tilde{\psi}_{n,+}(z_1)\, \tilde{\psi}_{n,-}(z_2)\, \tilde{\psi}^{+}_{n,+}(z_3)\, \tilde{\psi}^{+}_{n,-}(z_4) \rangle_0 =$$

$$= \frac{\text{const}}{s(z_1 - z_3)\, s^{*}(z_2 - z_4)\, |s(z_1 - z_3)\, s(z_2 - z_4)|^{\eta_F - 1}} \left| \frac{s(z_1 - z_4)\, s(z_2 - z_3)}{s(z_1 - z_2)\, s(z_3 - z_4)} \right|^{\nu}; \quad (5)$$

$$s(z) = \operatorname{sh}(\pi T z) / \pi T, \quad z = x + i\tau,$$

где T – температура, τ – мацубаровское время. Индексы ν и η_F можно считать феноменологическими константами. В случае слабого взаимодействия типа g_2 $\nu = - g_2/2\pi$, $\eta_F = 1 + (g_2/2\pi)^2$ (см. [4]). Исходя из экспериментальных данных, мы будем рассматривать случай $\nu > 0$, соответствующий сверхпроводящему упорядочению в отсутствие магнитного поля [3].



Рассмотрим ВСП, характеризуемую аномальной функцией Грина $O_p(z_1 - z_2) = \langle \tilde{\psi}_{n,+}(z_1) \times \tilde{\psi}^{+}_{n+p,-}(z_2) \rangle$, $p = \pm 1$, которая описывает спаривание частиц на соседних цепочках. Температура перехода T_c определяется расходимостью соответствующей корреляционной функции. Мы будем вычислять последнюю, рассматривая амплитуду перескока t в гамильтониане (3) как возмущение и используя лестничное приближение по t [3]. Типичная диаграмма ряда изображена на рисунке. На этом рисунке квадраты с диагоналями изображают корреляционные функции (5) электронов на цепочках n, $n+1$, каждая линия обозначает множитель из (5), зависящий от соответствующей разности координат; одиночные линии на концах диаграммы соответствуют одночастичным функциям Грина; пунктирные линии обозначают интеграл перескока t; волнистые и ломанные линии обозначают, в соответствии с формулой (4), входящие и выходящие импульсы $q - \kappa$ и $q + \kappa$. Наибольший вклад вносят те области значений переменных интегрирования, где большие импульсы $\sim \kappa, q \gg T$ проходят по минимальному числу линий диаграммы, в то время как интегралы по петлям сходятся на малых импульсах. В координатном представлении такое поведение означает, что за счет быстрой сходимости интегралов от произведения осциллирующей и убывающей функций точки диаграммы, между которыми проходят импульсы $\sim q, \kappa$, могут быть эффективно стянуты в одну точку. Дальнейшее интегрирование не содержит осциллирующих функций и обрезается на расстояниях $\sim T^{-1}$. В случае $\nu > 0$ происходит стягивание следующих пар точек на рисунке: (z_2, z_5) и (z_4, z_7). Между ними проходят импульсы $q \pm \kappa$. Оценивая интегралы, получаем, что ряд расходится при температуре

$$T_c^{(0)}(q) \sim \left[\frac{t^4}{|\kappa^2 - q^2|^{2-\nu}} \right]^{1/\beta}, \quad \beta \equiv 2 - 2\eta_F + \nu > 0, \quad 2 - \nu > 0. \quad (6)$$

Чтобы найти температуру перехода $T_c^{(1)}$ для $q = \kappa$, достаточно обрезать рост $T_c^{(0)}(q)$ в формуле (6) при $|q - \kappa| \sim T_c^{(0)}(q)$:

$$T_0^{(1)} \sim \left[\frac{t^4}{(2\kappa)^{2-\nu}}\right]^{\frac{1}{\beta+2\beta_F}} \sim T_c^{(0)}(q=0)\left(\frac{\kappa}{T_{3d}}\right)^{\frac{2\beta_F(2-\nu)}{\beta(\beta+2\beta_F)}}, \quad \beta_F = 2 - \eta_F, \tag{7}$$

где $T_{3d} \sim (t)^{1/\beta_F}$ – эффективная поперечная ширина одноэлектронной зоны.

Аналогичное исследование диаграмм более высокого порядка показывает, что помимо главного резонанса при $q = \kappa$ на фоне зависимости (6) имеются узкие пики $T_c^{(m)}$ при $q = \kappa/(2m+1)$: $T_c^{(m)}/T_c^{(1)} \sim (T_{3d}/\kappa)^a$, $a = 4\beta_F m/(\beta + 2\beta_F)$.

Теория магнитных осцилляций в соединениях $(TMTSF)_2X$ впервые была предложена в работах [5, 2]. Рассматриваемый нами эффект отличается по физической природе. В [5, 2] рассматривался случай $\kappa = 0$; эффект основан на квазиклассическом описании магнитного поля и определяется формой ферми-поверхности (отсутствием нестинга). Напротив, наша модель предполагает сильную ($\kappa \gg T_{3d}$) неэквивалентность соседних цепочек, описывает квантовые эффекты соизмеримости в сильных магнитных полях и дает $l \sim \kappa^{-1}$. Если применить теорию [5, 2] к нашей модели, то получим $l \sim (T^*_{3d})^{-1}$, где T^*_{3d} поперечная ширина одночастичной зоны, равная в данной модели $T^*_{3d} = T^2_{3d}/\kappa$ [3]. Методически теория Горькова – Лебедя и теория, изложенная в данной статье, имеют дополнительные области применимости по магнитному полю: $q \lesssim T^*_{3d}$ и $q > T^*_{3d}$. Мы предполагаем, что эти два механизма описывают соответственно "медленные" (с частотой $H_0 = 23$ Т) и "быстрые" (275 Т) осцилляции, наблюдаемые в R-фазе $(TMTSF)_2ClO_4$ [6].

Сравнивая формулу (1) с экспериментальными данными [6, 7], мы находим, что для осцилляций магнетосопротивления в $(TMTSF)_2PF_6$ под давлением $l = 344$ Å, а для "быстрых" осцилляций в $(TMTSF)_2ClO_4$, $l = 98$ Å. Использовав для оценки простую зонную формулу $v_F = t_a a/\sqrt{2}\hbar$, $t_a = 0{,}25$ эВ, $l = 3{,}7$ Å, мы получим соответственно $\kappa = 12$ мэВ и $\kappa = 40$ мэВ.

Литература

1. *Jerome D., Schulz H.J.* Adv. Phys., 1982, **31**, 299.
2. *Горьков Л.П.* УФН, 1984, **144**, 381.
3. *Brasovskii S., Yakovenko V.* J. Phys. Lett., 1985, **46**, L111: ЖЭТФ, 1985, **89**, 1883.
4. *Solyom J.* Adv. Phys., 1979, **76**, 736.
5. *Gor'kov L.P., Lebed' A.G.* J. Phys. Lett., 1984, **45**, L433; *Лебедь А.Г.* ЖЭТФ, 1985, **89**, 1034.
6. *Kwak J.E., Schirber J.E., Greene R.L., Engler E.M.* Phys. Rev. Lett., 1981, **46**, 1296.
7. *Chaikin P.M., Choi M.Y., Kwak J.F., Brooks I.S., Martin K.P., Naughtoon M.J., Engler E.M., Green R.L.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 2333.

Поступила в редакцию
15 октября 1985г.
После переработки
10 декабря 1985г.

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