Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 11, стр. 583 – 585 *10 июня 1990 г.*

НОВЫЕ ФАЗЫ В ОРГАНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.Г.Лебедь

Процессы переброса в квазиодномерных проводниках $(TMTSF)_2X$ качественно изменяют их фазовую диаграмму в магнитном поле. Это приводит к сосуществованию волн спиновой плотности (ВСП), характеризующимися различными волновыми векторами.

Органические сверхпроводники $(TMTSF)_2X$, $X = ClO_4$, PF_6, имеют сложную фазовую диаграмму в магнитном поле. Основной ее особенностью является каскад переходов между различными ВСП-подфазами [1–3] и связанный с ними квантовый эффект Холла [4, 5].

Объяснение фазового перехода металл – ВСП состоит, согласно [6], в "одномеризации" электронного спектра в магнитном поле и появлении неустойчивости в "пайерлсовском" канале. Возникающие при этом диэлектрические подфазы описываются параметром порядка $\Delta(r)$ в виде двух плоских волн с квантованным значением продольного волнового вектора [7, 8]:

$$\Delta(r) = \Delta_n \exp(ip_x x + i\pi y/b + i\pi z/c) + \text{к.с.} \tag{1}$$

$$p_x = 2n\omega_c/v_F + 2p_F. \tag{1'}$$

Здесь ω_c – циклотронная частота движения электронов по открытым орбитам квазиодномерного электронного спектра:

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \pm v_F(p_x \mp p_F) + 2t_b\cos(p_y b) + 2t'_b\cos(2p_y b) + 2t_c\cos(p_z c) \tag{2}$$

в поперечном магнитном поле, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Z}$; $\mathbf{p}_F$ и $\mathbf{v}_F$ – "фермиевские" импульс и скорость, t_b, t'_b, t_c – интегралы перекрытия волновых функций поперек цепочек, n – целое число.

Более детальное исследование фазовой диаграммы $(TMTSF)_2ClO_4$ привело к открытию тонкой структуры ВСП-подфаз [9]. Объяснение ее как следствия дробных значений n в (1') [10] представляется недостаточно обоснованным, так как эти состояния не отвечают минимуму энергии.

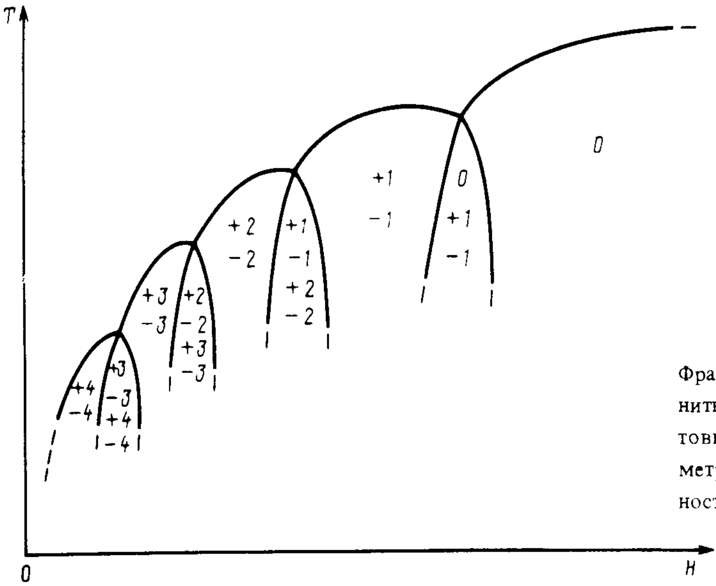
Принципиальным недостатком существующей в настоящий момент теории ВСП, индуцированной магнитным полем, является, по нашему мнению, описание каждой подфазы при помощи единственного значения n в уравнении (1').

Ниже показано, что неучитывавшиеся ранее процессы переброса приводят к одновременному существованию ВСП с различными значениями n. Подробно рассмотрена область вблизи температуры перехода, где оказалось возможным установить иерархию подфаз и выделить наиболее существенные. В результате фазовая диаграмма разбилась на отдельные участки двух типов, где одновременно существуют либо четыре плоские волны, либо восемь (рисунок).

Рассмотрим члены второго порядка в разложении свободной энергии. Наличие двукратной соизмеримости вдоль цепочек, $2p_F = \pi/a^*$, где a^* – постоянная решетки, приводит к связыванию плоских волн с $n = n_0$ и $n = -n_0$ из уравнения (1'). Температура перехода в ВСП-состояние определяется равенством нулю детерминанта в матричном уравнении на векторный параметр порядка $(\Delta_{n_0}, \Delta^*_{-n_0})$:

$$\begin{vmatrix} 1 - g_2\ln(\Omega/t'_b) - g_z\ln(\omega_c/T)J^2_{n_0}(\lambda), & g_3\ln(\Omega/t'_b) + g_3\ln(\omega_c/T)J^2_{n_0}(\lambda) \\ g_3\ln(\Omega/t'_b) + g_3\ln(\omega_c/T)J^2_{n_0}(\lambda), & 1 - g'_2\ln(\Omega/t'_b) - g'_2\ln(\omega_c/T)J^2_{n_0}(\lambda) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \Delta_{n_0} \\ \Delta^*_{-n_0} \end{vmatrix} = 0, \tag{3}$$

где g_2, g_2' и g_3 – константы электрон-электронного взаимодействия, отвечающие обычному рассеянию и рассеянию с процессом переброса, $J_{n_0}(\lambda)$ – функция Бесселя n_0-го порядка, $\lambda = 8t_b'/\omega_c$, Ω – "энергия обрезания".



Фрагмент фазовой диаграммы в магнитном поле. Указаны значения квантовых чисел n (см. (1')) для параметра порядка волны спиновой плотности (1)

При выводе матричных элементов в (3) были использованы результаты работы [6], где вычислены функции Грина в магнитном поле.

Учитывая, что $|g_2 - g_2'| < g_3$, рассмотрим члены четвертого порядка для состояний с $\Delta_{n_0} \approx \approx \Delta^*_{-n_0}$ (для определенности ниже константа $g_3 > 0$). Легко убедиться в том, что они связывают между собой уже векторные параметры порядка для различных значений n_0 из (3). Эффективной, однако, такая связь вблизи температуры перехода оказывается лишь для состояний $(\Delta_{n_0}, \Delta^*_{-n_0})$ и $(\Delta_{n_0+1}, \Delta^*_{-n_0-1})$, вследствие чего на фазовой диаграмме появляются участки, отвечающие сосуществованию волн с четырьмя различными значениями n из (1') (см. рисунок).

Выпишем разложение свободной энергии для таких состояний:

$$F = \alpha(g_2 + g_3)[(T - T_{n_0})J^2_{n_0}(\lambda)\,|\Delta_{n_0}|^2 + (T - T_{n_0+1})J^2_{n_0+1}(\lambda)\,|\Delta_{n_0+1}|^2] +$$
$$+ \beta(g_2 + g_3)^3[6J^4_{n_0}(\lambda)|\Delta_{n_0}|^4 + 6J^4_{n_0+1}(\lambda)|\Delta_{n_0+1}|^4 + 8J^2_{n_0}(\lambda)J^2_{n_0+1}(\lambda)|\Delta_{n_0}|^2|\Delta_{n_0+1}|^2], \quad (4)$$

где общие для различных подфаз размерные коэффициенты α и β на характер фазовой диаграммы влияния не оказывают; T_{n_0} – температура перехода в векторное состояние (3).

Обратим внимание на тот факт, что "угол раствора" области сосуществования плоских волн с четырьмя различными значениями n не зависит от соотношения между g_2 и g_3. Он определяется минимизацией свободной энергии (4) и для фазы $(\Delta_{n_0}, \Delta^*_{-n_0}, \Delta_{n_0+1}, \Delta^*_{-n_0-1})$ с $n_0 \neq 0$ равен:

$$\frac{2}{3}(T_{n_0+1} - T) < (T_{n_0} - T) < \frac{3}{2}(T_{n_0+1} - T). \quad (5)$$

Случай $n_0 = 0$ оказывается выделенным из-за эффекта соизмеримости и область существования такой фазы дается другим выражением:

$$\frac{2}{3}(T_1 - T) < (T_0 - T) < (T_1 - T) \qquad (6)$$

(см. рисунок).

Остановимся кратко на соответствии полученных результатов известным экспериментальным данным. Исходя из разложения свободной энергии (4), можно показать, что скачок теплоемкости при переходе из металлической фазы в векторное состояние (3) должен быть в 1,5 раза меньше, чем в теориях типа БКШ [7,8]. Это обстоятельство хорошо отвечает измерениям теплоемкости в слабых магнитных полях [11].

Полученные нами разветвления на фазовой диаграмме основных подфаз на более мелкие, содержащие вблизи температуры перехода восемь волновых векторов (с четырьмя различными n из (1)), качественно соответствуют экспериментально наблюдаемому дроблению подфаз при уменьшении температуры [9].

Что касается величины квантового эффекта Холла в векторных состояниях (3), то она попрежнему будет даваться выражением $\rho_{xy} = \hbar/2e^2 n_0$, где знак n_0 определяется большей по модулю компонентой в векторе $(\Delta_{n_0}, \Delta^*_{-n_0})$.[1)]

В заключение автор выражает благодарность Л.П.Горькову и В.М.Яковенко за обсуждение работы и сделанные ими замечания.

Литература

1. *Ribault M. et al.* J. de Phys. Lett., 1983, **44**, L-953.
2. *Chaikin P.M. et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 2333.
3. *Kwak J.F. et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, **56**, 972.
4. *Cooper J.R et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, **63**, 1984.
5. *Hannahs S.T. et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, **63**, 1988.
6. *Gor'kov L.P., Lebed A.G.* J. de Phys. Lett., 1984, **45**, L-433.
7. *Лебедь А.Г.* ЖЭТФ, 1985, **89**, 1034.
8. *Maki K. et al.* Phys. Rev. B, 1986, **34**, 3371.
9. *Faini G. et al.* J. de Phys. Colloc., 1988, **49**, C8-807.
10. *Heritier M. et al.* Low Dimensional Conductors and Superconductors. N.Y.: NATO ASI Plenum Press, 1986, p. 243.
11. *Pesty F. et al.* J. Appl. Phys., 1988, **63**, 3061.

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

Поступила в редакцию
3 мая 1990 г.

---

1) Этим нетривиальным замечанием автор обязан В.М.Яковенко.