

АНИЗОТРОПИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДЛЯ ВОЛНЫ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ, ИНДУЦИРОВАННОЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В Q1D ПРОВОДНИКАХ

А.Г.Лебедь

Показано, что пороговое поле для образования волны спиновой плотности в $(\text{TMTSF})_2\text{X}$ соединениях имеет осциллирующую анизотропию в плоскости, перпендикулярной цепочкам, $\mathbf{H} \perp \mathbf{a}$, и минимально для направления, составляющего угол $\varphi \approx 30^\circ$ с осью \mathbf{c}^* .

Недавно в слоистых соединениях $(\text{TMTSF})_2\text{X}$ была открыта необычная фазовая диаграмма в магнитном поле^{1, 2}. Явление, например, в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$, состоит в том, что сильное поле, $H > H_0 \approx 6\text{T}$, вновь восстанавливает волну спиновой плотности (ВСП), которая была разрушена давлением (см. ссылки в обзоре³). В⁴ был предложен простой механизм, объясняющий это явление. Обычно возникновение ВСП в Q1D металле связывают с конгруэнтностью двух открытых участков поверхности Ферми. Если конгруэнтность нарушена за счет увеличения трехмерности электронного спектра (давление), то тенденция к ВСП-спариванию (т. е. спариванию электрона и дырки с противоположными спинами) ослабляется, поскольку, с учетом 3D дисперсии спектра, электрон и дырка расходятся на бесконечность в реальном пространстве. Объяснение⁴ основывалось на приближенно слоистом характере рассматриваемых соединений: в 2D-случае при наличии поля квазиклассическое движение электронов вдоль открытых ферми-поверхностей отвечает в реальном пространстве ограниченному периодическому движению вдоль направления \mathbf{b} . Тем самым, электроны и дырки "одномеризуются" и при надлежащем знаке взаимодействия вновь образуют пары уже в сколь угодно слабом магнитном поле. Обычно измерения проводятся в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоев, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}^*$. При такой геометрии движение вдоль направления поля (малая, но конечная дисперсия спектра вдоль оси \mathbf{c}^*) вносит трехмерные черты и приводит к пороговому полю H_0 для ВСП-неустойчивости. Цель предлагаемой статьи состоит в том, чтобы указать на нетривиальную анизотропию порогового поля. Эта анизотропия обусловлена тем, что движение электронов в реальном пространстве, неограниченное, вообще говоря, с учетом трехмерности (туннельного интеграла вдоль оси \mathbf{c}^*) оказывается в рассматриваемом случае периодическим и ограниченным для выделенных ориентаций поля по отношению к кристаллическим осям.

Имеющаяся совокупность экспериментальных данных^{1, 5} (см. также обзор⁶) действительно подтверждает, что электронный спектр этих Q1D соединений отвечает ферми-поверхности в виде двух слабо гофрированных плоскостей и для простоты может быть взят в виде

$$\epsilon_{1,2} = \pm v_F(p_x \mp k_F) + 2t_b \cos(p_y b \sin \gamma) + 2t_c \cos(p_z c^*). \quad (1)$$

(Мы выбрали прямоугольные оси координат x, y, z в моноклинной ячейке $(\text{TMTSF})_2\text{X}$, так что ось y перпендикулярна плоскости $(\mathbf{a}, \mathbf{c}^*)$, $x \parallel \mathbf{a}$, $z \parallel \mathbf{c}^*$, γ – угол между осями \mathbf{a} и \mathbf{b}).

Чтобы пояснить сделанное выше утверждение, рассмотрим квазиклассическое уравнение движения электронов в магнитном поле:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{e}{c} [\mathbf{v}, \mathbf{H}] \quad (2)$$

и поскольку $\mathbf{v} = \mathbf{v}_F \parallel \mathbf{a}$, то отсюда следует

$$p_y = \frac{e}{c} v_F H_z t, \quad p_z = -\frac{e}{c} v_F H_y t.$$

Переходя, как обычно, к движению в реальном пространстве вдоль y и z посредством $\mathbf{v} = \partial \epsilon / \partial p$ и интегрируя уравнения движения, получим

$$y = \frac{2t_b c}{ev_F H_z} \cos(ev_F H_z b t \sin \gamma / c), \quad z = -\frac{2t_c c}{ev_F H_y} \cos(ev_F H_y t c^* / c). \quad (3)$$

Из (3) уже следует, что при "рациональных направлениях" магнитного поля

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{H_y}{H_z} = \frac{b \sin \gamma}{c^*} \frac{m}{n} \quad (4)$$

(m и n — целые числа) периоды зависимостей $y(t)$ и $z(t)$ кратны, т. е. движение в плоскости, перпендикулярной цепочкам, вновь оказывается ограниченным и периодическим. Поэтому, согласно ⁴, для этих направлений снова следует ожидать экситонной неустойчивости в сколь угодно слабом магнитном поле при $T = 0$.

Прямые вычисления, вполне аналогичные проведенным в ⁴, подтверждают эти качественные соображения. Так, оказывается, что оптимальной ориентацией магнитного поля для наблюдения индуцированной полем неустойчивости по отношению к ВСП-спариванию является ориентация с $m = n = 1$ из (4) :

$$\varphi = \arctg(b \sin \gamma / c^*) \approx 30^\circ. \quad (5)$$

(При этом сила Лоренца (2) направлена строго в угол обратной ячейки; здесь $b \approx 7,7 \text{ A}$, $c^* \approx 13,3 \text{ A}$, $\gamma \approx 71^\circ$). Можно показать, что и в более общем случае эта неустойчивость не ограничивается эффектами трехмерности до тех пор, пока спектр (1) имеет вид, допускающий разделение переменных.

Фактически, как и в ⁴, исследовалась обобщенная восприимчивость системы по отношению к ВСП-спариванию с вектором структуры $\mathbf{Q} = (2k_F + k, 0, 0)$, т. е. в соответствии с ^{2, 3} мы считали, что при ВСП-переходе нет идеального наложения ферми-поверхностей. Результат вычисления может быть записан в виде критерия типа Стонера

$$\ln \frac{t_b}{t_0} = \left[\sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_{n_1+pm}^2 \left(\frac{\lambda_b}{\cos \varphi} \right) J_{n_2+pn}^2 \left(\frac{\lambda_c}{\sin \varphi} \right) \right] \ln \frac{t_b \cos \varphi}{T \lambda_b n}, \quad (6)$$

где $J_n(x)$ — функции Бесселя первого рода. Здесь t_0 — граница устойчивости металлического состояния в отсутствие поля, $\lambda_b \gg 1$ и $\lambda_c \gg 1$ — параметры квазиклассичности движения электронов соответственно вдоль осей y и z :

$$\lambda_b = 4t_b c / ev_F b H \sin \gamma, \quad \lambda_c = 4t_c c / ev_F c^* H,$$

а целые числа n_1 и n_2 связаны с дополнительным вектором ВСП-структурой:

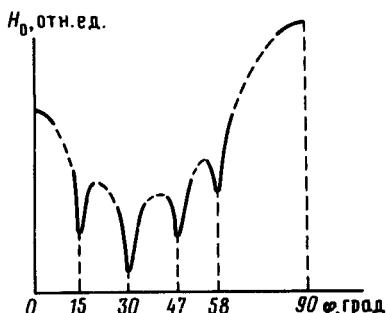
$$k = 4(t_b n_1 \cos \varphi / \lambda_b - t_c n_2 \sin \varphi / \lambda_c) / v_F. \quad (7)$$

Исследование (6) показывает, что максимальная температура неустойчивости отвечает $k \approx 4t_b / v_F$.

Обратим внимание на то, что в (6) мы имеем дело с логарифмической расходностью при $T \rightarrow 0$, т. е. с абсолютной неустойчивостью системы в сколь угодно слабом поле по отношению к ВСП-спариванию. Эта неустойчивость при $T = 0$ ограничена либо членами в спектре, не допускающими разделение переменных p_y и p_z (последние, однако, видимо чрезвычайно малы), либо дефектами. Коэффициент перед логарифмом в (6) быстро убывает с увеличением n и m ; максимальное его значение отвечает выбору направления (5), для которого получим

$$T_c \approx (t_b / \lambda_b) \exp [-2,4 \lambda_b^{2/3} \ln(t_b / t_0)]. \quad (8)$$

Таким образом, мы показали осциллирующее, резко анизотропное поведение порогового поля при заданной температуре в зависимости от ориентации магнитного поля в плоскости, перпендикулярной цепочкам. Ожидаемый вид кривой $H_0(\varphi)$ показан на рисунке. Представляется, что полученные результаты заслуживают экспериментальной проверки, тем более, что нам известно всего несколько измерений, выполненных для геометрии с $\varphi \neq 0$.



Схематический вид угловой зависимости порогового поля при низких температурах. Показано несколько главных минимумов, отвечающих малым значениям m и n в (4)

В работах ^{7, 8} в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ был обнаружен максимум сопротивления в зависимости от направления магнитного поля при величине угла $\varphi \approx 30^\circ$, близкой к оптимальной (5), в области полей $H > 4T$. Нам кажется, что эта аномалия сопротивления есть первое указание на существование предсказанного эффекта и обусловлена возникновением ВСП впервые при направлении поля (5). В $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ под давлением обнаружен также и дополнительный максимум сопротивления при значении $\varphi \approx 14^\circ$ ⁹, которое хорошо соответствует второму оптимальному направлению с $m = 1$ и $n = 2$ из (4) (см. рисунок). Кроме того, в ¹⁰ для геометрии (5) наблюдались осцилляции с необычным периодом при $H > 5T$, однако вопрос о том, как перестраиваются экситонные подфазы в зависимости от направления магнитного поля, насколько нам известно, экспериментально никем не рассматривался. В заключение отметим, что измерение зависимости $H_0(\varphi)$ позволит также окончательно выяснить значение вектора структуры ВСП фазы, поскольку при идеальном наложении ферми-поверхностей рассмотренное явление было бы менее выражено.

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

Литература

1. Ribault M., Jerome D., Tuchendler J. et. al. J. de Phys. Lett., 1983, **44**, 953.
2. Chaikin P.M., Mu-Yong Choi, Kwak J.F. et. al. Phys. Rev. Lett., 1983, **51**, 2333.
3. Горьков Л.П. УФН, 1984, **144**, 381.
4. Gor'kov L.P., Lebed' A.G. J. de Phys. Lett., 1984, **45**, 433.
5. Grant P.M. J. de Phys. Coll., 1983, **44**, C3-847.
6. Jerome D., Schulz H.J. Adv. Phys., 1982, **31**, 299.
7. Brusetti R., Bechgaard K., Lonzarich G.G. et. al. J. de Phys. Coll., 1983, **44**, C3-1055.
8. Murata K., Bando H., Kajimura K. et. al. Molec. Cryst. – Liq. Cryst., 1985, **119**, 131.
9. Kwak J.F., Schirber J.E., Greene R.L. et al. Molec. Cryst.-Liq. Cryst., 1982, **79**, 111.
10. Kajimura K., Tokumoto H., Tokumoto M. et. al. J. de Phys. Coll., 1983, **44**, C3-1059.

