

УДК 548:537.611.45

©1994

О НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВОЙСТВАХ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ФРУСТРИРОВАННЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Р.С.Гезт, В.И.Пономарев

В квазидвумерных фрустрированных антиферромагнетиках слабое межплоскостное взаимодействие не только стабилизирует модулированную структуру, но и приводит при определенных значениях параметров системы к ее неустойчивости. В результате в промежуточной области изменения этих параметров возможно существование дополнительной фазы (с соизмеримым периодом).

Спиновые системы с фрустрациями проявляют богатое разнообразие фаз и фазовых переходов. Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в слоистых оксидах дало новый импульс в исследовании двумерных и квазидвумерных антиферромагнитных систем. Было показано, что совместное влияние фрустраций и квантовых флуктуаций в $2D$ системах может привести к состояниям с новым типом параметра порядка $[1-5]$. Неустойчивость исходных структур и возникновение новых состояний могут быть индуцированы дополнительными спинами, расположенными внутри плоской решетки из основных магнитных ионов. Так, для квадратной геометрии с двумя типами спинов было найдено $[6]$, что спин-волновой спектр содержит мягкую линию и вследствие этого происходит вырождение основного состояния относительно непрерывных локальных вращений. Однако моды с нулевой энергией сохраняют ориентацию исходной (120° или модулированной) структуры на определенных «спиновых гранях» (или «спиновых складках»). Аналогичные локально-вырожденные состояния, как недавно было показано $[7]$, возникают и на КагOME-решетках, симметрия которых описывается неабелевой гомотопией.

В данной работе мы рассмотрим влияние слабого обмена между основными и дополнительными спинами, расположенными в соседних различного типа плоскостях (соединениях с объемноцентрированной тетрагональной решеткой). Мы учтем влияние не только слабого взаимодействия между спинами в соседних слоях J_0 , но и слабого антиферромагнитного взаимодействия $J_1 (> 0)$ между спинами в следующих за ближайшими слоях. В отличие от двумерных систем с двумя типами спинов $[6]$ геликоидальная структура в $2 + 1D$ магнетиках устойчива относительно нулевых колебаний. Однако дополнительное слабое взаимодействие J_1 дестабилизирует исходную модулированную структуру.

ру и приводит при определенных параметрах системы к образованию новой фазы с соизмеримым периодом.

Действительно, энергетический спектр спиновых волн в магнетиках с двумя типами магнитных ионов (с одинаковыми S) дается следующим образом:

$$E_{\pm}(\mathbf{k}) = 2JS \left[(A_{\mathbf{k}} \pm B_{\mathbf{k}}^+)^2 - (C_{\mathbf{k}} \pm B_{\mathbf{k}}^-)^2 \right]^{1/2}.$$

Здесь

$$A_{\mathbf{k}} = \cos k_x (\cos Q_x + 1) + \cos k_y (\cos Q_y + 1) + j_1 \cos 2k_z (\cos 2Q_z + 1) + \\ + 2j [\cos k_x \cos k_y (\cos Q_x \cos Q_y + 1) + \sin k_x \sin k_y \sin Q_x \sin Q_y] - \\ - 2(\cos Q_x + \cos Q_y + j_1 \cos 2Q_z + 2j \cos Q_x \cos Q_y + \\ + 4j_0 \cos(Q_x/2) \cos(Q_y/2) \cos Q_z),$$

$$B_{\mathbf{k}}^+ = 4j_0 \{ \cos k_z [\cos(k_x/2) \cos(k_y/2) (\cos(Q_x/2) \cos(Q_y/2) \cos Q_z \pm 1) + \\ + \sin(k_x/2) \sin(k_y/2) \sin(Q_x/2) \sin(Q_y/2) \cos Q_z] + \\ + \sin k_z \sin Q_z (\sin(k_x/2) \cos(k_y/2) \sin(Q_x/2) \cos(Q_y/2) + \\ + \cos(k_x/2) \sin(k_y/2) \cos(Q_x/2) \sin(Q_y/2)) \},$$

$$C_{\mathbf{k}} = \cos k_x (\cos Q_x - 1) + \cos k_y (\cos Q_y - 1) + j_1 \cos 2k_z (\cos 2Q_z - 1) + \\ + 2j [\cos k_x \cos k_y (\cos Q_x \cos Q_y - 1) + \sin k_x \sin k_y \sin Q_x \sin Q_y],$$

где Q — волновой вектор геликоидальной структуры; $j = J'/J$; J и J' — антиферромагнитные взаимодействия в слое между ближайшими спинами вдоль стороны квадрата и следующими за ближайшими вдоль диагонали квадрата соответственно; $j_0 = J_0/J$; $j_1 = J_1/J$. Модулированная структура $(0, Q, 0)$, характеризуемая волновым вектором $Q = 2 \arccos \gamma$, где $\gamma = -j_0/(1+2j)$, возникает при $j > 0.5$. В длинноволновом пределе нижняя ветвь $E_+(\mathbf{k})$ ее спектра возбуждений имеет следующий вид:

$$E_+(\mathbf{k}) = 4JS(uv)^{1/2},$$

$$u = \left(1 + 2j + 4|j_0| + \frac{j_0^2}{1+2j} \right) \left(1 - \frac{j_0^2}{(1+2j)^2} \right),$$

$$v = (2j-1)k_x^2 + (2j+1)k_y^2 + 4 \left(\frac{j_0^2}{1+2j} - j_1 \right) k_z^2.$$

При малых j_0 и j_1 дополнительное смягчение мод вблизи $k_z = 0$ реализуется по мере уменьшения j_0 и приближения к критическому значению $j_{0,k} = \pm(j_1(1+2j))^{1/2}$. Одновременно с этим происходит и смягчение моды с $\mathbf{k} = (0, \pi, \pi/2)$ (рис. 1, а). Таким образом, при $j_1 \neq 0$ несоразмерная фаза $Q = (0, Q, 0)$ неустойчива относительно образования новой фазы с $Q = (0, \pi, \pi/2)$ в области $|j_0| < (j_1(1+2j))^{1/2}$ ($j > 0.5$). Спектр возбуждений последней при $k_x = k_z = 0$ представлен на рис. 1, б.

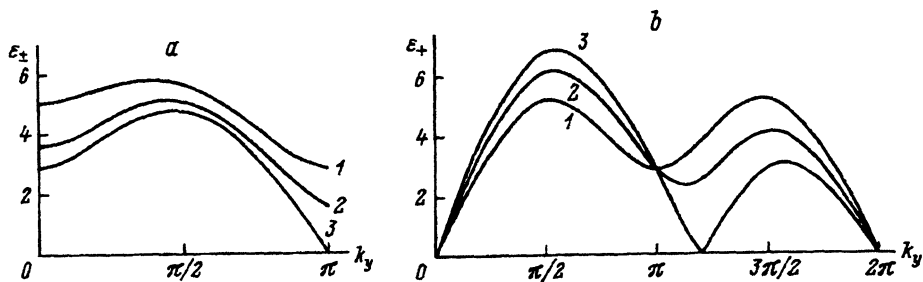


Рис. 1. Спектры возбуждений $\varepsilon_+(\mathbf{k}) = E_+(\mathbf{k})/2JS$ от k_y при $j = 0.6$, $j_1 = 0.1$. $a - \varepsilon_+(\mathbf{k})$ фазы $(0, Q, 0)$, $k_x = 0$, $k_z = \pi/2$. $j_0 = 0.8$ (1), 0.6 (2), 0.48 (3); $b - \varepsilon_+(\mathbf{k})$ фазы $(0, \pi, \pi/2)$, $k_x = k_z = 0$. $j_0 = 0$ (1), 0.2 (2), 0.48 (3).

С увеличением j_0 он смягчается и при достижении $j_0 = j_{0,k} E_+(\mathbf{k})$ обращается в нуль не только в симметричных точках $k_y = 0, \pi$, но (как и должно быть) и при $k_y = 2 \arccos \gamma_k$ ($\gamma_k = -j_{0,k}/(1+2j)$).

Квантовое сокращение спина ΔS и тепловые флуктуации $\Delta S(T)$, даваемые соотношениями ($\langle S_i \rangle = S - \Delta S - \Delta S(T)$)

$$\Delta S = 0.25 \left[\frac{JS}{(2\pi)^3} \left(\int \frac{A_{\mathbf{k}} + B_{\mathbf{k}}^+}{E_+(\mathbf{k})} d\mathbf{k} + \int \frac{A_{\mathbf{k}} - B_{\mathbf{k}}^+}{E_-(\mathbf{k})} d\mathbf{k} \right) - 1 \right],$$

$$\Delta S(T) = 0.5 \frac{JS}{(2\pi)^3} \left(\int \frac{A_{\mathbf{k}} + B_{\mathbf{k}}^+}{E_+(\mathbf{k})} \langle n_{\mathbf{k}}^+ \rangle d\mathbf{k} + \int \frac{A_{\mathbf{k}} - B_{\mathbf{k}}^+}{E_-(\mathbf{k})} \langle n_{\mathbf{k}}^- \rangle d\mathbf{k} \right),$$

$$\langle n_{\mathbf{k}}^\pm \rangle = [\exp(E_\pm(\mathbf{k})/T) - 1]^{-1},$$

представлены для $j = 0.6$, $j_1 = 0.1$ и $t = T/2JS = 0.1$ на рис. 2, a . Как видно, квантовые флуктуации в отличие от $2D$ систем [6] конечны во всей области изменения j_0 , причем на границе областей существования фаз ΔS меняется скачком; тепловые флуктуации при $t = 0.1$ меньше

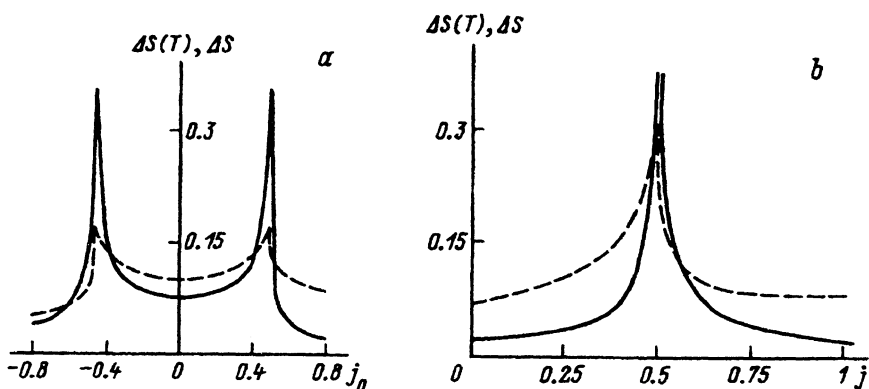


Рис. 2. Тепловые $\Delta S(T)$ и квантовые ΔS флуктуации при $j_1 = 0.1$, $t = 0.1$. Сплошная линия — $\Delta S(T)$, штриховая — ΔS . $a - \Delta S(T)$ и ΔS от j_0 при $j = 0.6$, $b - \Delta S(T)$ и ΔS от j при $j_0 = 0.05$.

квантовых, однако вблизи границ с соседними фазами резко возрастают. В новой симметричной фазе $(0, \pi, \pi/2)$

$$\Delta S(T) \sim \frac{t}{j - 0.5} \ln \left(\frac{t}{(2j_1)^{1/2}} \right),$$

т.е. тепловые флуктуации возрастают не только с уменьшением j_1 , но и по мере уменьшения j . На рис. 2, *b* представлены тепловые и квантовые флуктуации в зависимости от j при $j_1 = 0.1$, $j_0 = 0.05$, $t = 0.1$. В точке $j = 0.5$ тепловые флуктуации расходятся не только при $j_0 = 0$, но и при всех $|j_0| < (2j_1)^{1/2}$. Данное обстоятельство обусловлено тем фактом, что спектр $E_{\pm}(k_x, \pi, \pi/2)$ обращается в нуль для любых значений k_x . Отметим: при $j < 0.5$ и $j \neq 0$ неелевская фаза $(\pi, \pi, \pi/2)$ имеет в классике, как и при $j = 0$ [8], нетривиальное глобальное вырождение, связанное с поворотом на произвольный угол структур в соседних плоскостях.

Таким образом, в фрустрированных магнетиках с двумя типами спинов, расположенными в различных соседних плоскостях, дополнительные слабые взаимодействия не только стабилизируют исходные структуры, но и при определенных значениях параметров системы разрушают их, образуя новые устойчивые конфигурации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Красноярского краевого фонда науки, грант 1F 0047.

Список литературы

- [1] Affleck I., Kennedy T., Lieb E., Tasaki H. // Commun. Math. Phys. 1988. V. 115. N 2. P. 477–489.
- [2] Wen X.G., Wilczek F., Zee A. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 16–A. P. 11413–11427.
- [3] Chandra P., Coleman P., Larkin A. // J. Phys.: Condens. Matter. 1990. V. 2. N 39. P. 7933–7972.
- [4] Гехт Р.С. // УФН. 1989. Т. 159. С. 261–295.
- [5] Gekht R.S., Ponomarev V.I. // Phase transitions. 1990. V. A20. N 1,2. P. 27–71.
- [6] Гехт Р.С., Гришин В.В. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 11. С. 3557–3559.
- [7] Chandra P., Coleman P., Ritchey I. // J. Physique. 1993. V. 3. N 2. P. 591–610.
- [8] Rastelli E., Sedazzary S., Tassi A. // J. Phys.: Condens. Matter. 1990. V. 2. N 45. P. 8935–8944.

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
23 декабря 1993 г.
В окончательной редакции
10 мая 1994 г.