Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 3, стр. 170 – 172 *10 февраля 1989 г.*

КВАНТОВЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ МАГНЕТИКАХ

И.Я.Коренблит, Е.Ф.Шендер

Показано, что пространственная неупорядоченность в магнетиках с несохраняющимся параметром порядка приводит к спиновым сокращениям даже в приближении самосогласованного поля. Эти поправки могут быть велики в антиферромагнетиках со спином $S = 1/2$ при достаточно сильной неупорядоченности.

В системах с несохраняющимся параметром порядка уменьшение параметра порядка за счет квантовых флуктуаций тем меньше, чем больше радиус взаимодействия r_0, и обращается в ноль в приближении самосогласованного поля. Мы покажем, что при введении беспорядка в магнитоупорядоченных системах возникают новые квантовые эффекты. Фрустрации приводят к спиновым сокращениям даже в приближении самосогласованного поля, то есть квантовые поправки к параметру порядка не содержат обычной малости типа $1/z$ (z – число соседей). Поэтому в сильно неупорядоченных системах спиновые сокращения могут быть значительными.

Рассмотрим двухподрешеточный гейзенберговский антиферромагнетик, в котором обменное взаимодействие между подрешетками $\widetilde{V}_{ij}$ флуктуирует

$$\widetilde{V}_{ij} = V_{ij} + J_{ij}, \qquad \overline{J}_{ij} = 0, \qquad \overline{J^2_{ij}} = D^{ex}_{ij} . \tag{1}$$

Черта сверху означает конфигурационное усреднение. Тогда при нулевой температуре поправка к энергии системы, связанная с беспорядком, имеет вид

$$\delta F = -\frac{1}{16\pi}\int d\omega \sum_{i,j} D^{ex}_{ij}(K_{i1,j2}(\omega) + K_{j2,i1}(\omega) + K_{j2,j2}(\omega) + K_{i1,i1}(\omega))^2 . \tag{2}$$

Здесь $K_{ip,jp_1}(\omega)$ – определенные обычным образом корреляторы поперечных компонент спинов. Наиболее простой вид для выражения имеет в приближении самосогласованного поля для чистого кристалла, когда корреляторы $K_{12} = K_{21} = 0$, а $K_{11}(\omega) = -K_{22}(-\omega) = (2S/\omega_e - \omega)$, $\omega_e = V(0)S$, $V(0)$ – нулевая фурье-компонента V_{ij}, S – спин. Оказывается, что

$$\delta F = -N\frac{D^{ex}(0)S^2}{2\omega_e} , \tag{3}$$

N – число спинов подрешетки. Поправка к намагниченности подрешетки M получается отсюда дифференцированием по молекулярному полю ω_e:

$$\frac{\delta M}{M} = -\frac{D^{ex}(0)}{4SV^2(0)} . \tag{4}$$

Формулы (3) и (4) получены по теории возмущений и потому справедливо, когда $D^{ex}(0) \ll V^2(0)$ и $D^{1/2}(0) \ll \bar{z}V(0)$, z – среднее число спинов в радиусе взаимодействия. Последнее неравенство гарантирует отсутствие локальных уровней. Поправка (4), как и должно быть, стремится к нулю в классическом пределе $S \to \infty$. Легко видеть, что она остается конечной в модели Шерингтона–Киркпатрика, описывающей фрустрированный магнетик в приближении бесконечного радиуса взаимодействия. В сильнонеупорядоченном антиферромагнетике она не содержит каких-либо численных или параметрических малостей. Пространственная спин-волновая дисперсия корреляторов лишь слегка увеличивает поправку, так как в пределе малых импульсов $q \to 0$ в сумме корреляторов, стоящей в скобках в (2), сокращается вклад от диагональных и недиагональных по индексам подрешеток корреляторов. Это легко понять, если вспомнить, что поперечная восприимчивость антиферромагнетика конечна при $q = 0$.

Более существенной является пространственная дисперсия, если флуктуирует анизотропия взаимодействия. Пусть, например, флуктуирующая часть гамильтониана имеет вид

$$\mathcal{H} = -\sum_{i,j} J_{ij}(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y), \quad \overline{J_{ij}} = 0, \quad \overline{J_{ij}^2} = D_{ij}^{an}, \tag{5}$$

приводя к конкуренции ориентаций спинов вдоль оси z и поперек ее. В этом случае

$$\delta F = -\frac{1}{8\pi}\int d\omega \sum_{i,j} D_{ij}^{an}(K_{i1,j2}(\omega)K_{j2,i1}(\omega) + K_{i1,i1}(\omega)K_{j2,j2}(\omega)). \tag{6}$$

Наиболее существенно второе слагаемое в (6). После интегрирования по частоте и дифференцирования по ω_e, оно приводит к следующему выражению для поправки к моменту подрешетки

$$\frac{\delta M}{M} = -\frac{1}{4}D^{an}(0)\,\omega_e^3 S\int\frac{d^d p\, d^d q\,\Omega_0^2}{(2\pi)^{2d}}\;\frac{\omega_p^2+\omega_q^2+\omega_p^2\omega_q^2/\omega_e^2}{(\omega_p+\omega_q)\omega_p^3\omega_q^3}, \tag{7}$$

где $\omega_p = (2\Delta\omega_e S + S^2(V^2(0) - V^2(p)))^{1/2}$ – частота спиновых волн в антиферромагнетике с энергией одноосной анизотропии Δ, Ω_0 – объем элементарной ячейки.

В трехмерном $d = 3$ случае в один из интегралов в (7) дают вклад большие импульсы, а второй приводит к большому логарифмическому множителю

$$\frac{\delta M}{M} = -\alpha_3\frac{D^{an}(0)}{SV^2(0)}\ln\frac{V(0)}{\Delta} \tag{8}$$

α_3 – число, которое для модели взаимодействия ближайших соседей близко к 1/2.

Заметим, что анизотропию Δ нельзя стремить к нулю, так как при этом нарушается устойчивость основного состояния антиферромагнетика "легкая ось" [1], так что поправка (8) в слабонеупорядоченных кристаллах мала. Но она логарифмически больше поправки (4), вычисленной в приближении молекулярного поля.

Первое слагаемое в (6) дает вклад того же типа, что (8), но с меньшим численным множителем.

В двумерном случае

$$\frac{\delta M}{M} = -\alpha_2\frac{D^{an}(0)}{SV^2(0)}\left(\frac{V(0)}{\Delta}\right)^{1/2}\ln\frac{V(0)}{\Delta} \ll 1, \qquad \alpha_2 \approx 1. \tag{9}$$

Видно, что в двумерном случае пространственные неоднородности анизотропного взаимодействия еще более существенны, чем в трехмерном.

Рассмотренные эффекты должны особенно сильно проявляться в сильнонеупорядоченном антиферромагнетике со спином $S = 1/2$ вблизи точки перехода концентрационного в спиновое стекло. К таким веществам относятся соединения $La_{1-x}Sr_xCuO_4$ [2] и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [3], близкие по составу к высокотемпературным сверхпроводникам.

Авторы благодарны Я.В.Федорову за обсуждение результатов работы.

Литература

1. *Fishman S., Aharony A.* Phys. Rev. B., 1978, **18**, 3507.

2. *Aharony A., Birgenau R.J., Kobgilio A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 1330.
3. *Nishida N., Miyatake H., Shimada D. et al.* J. Physica C, 1988, **153 – 155**, 761.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 января 1989 г.