[3] *Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Казаков Г. Т.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 9, с. 500—504.
[4] *Зильберман П. Е., Казаков Г. Т., Тихонов В. В.* Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 13, с. 769—773.
[5] *Roy B., Mazumder N.* J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7, p. 2857—2859.

Институт радиотехники и электроники АН СССР
Саратовский филиал
Саратов

Поступило в Редакцию
21 декабря 1987 г.

УДК 621.375

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

О ПОВЕДЕНИИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. И. Голосов, А. В. Чубуков

1. Хорошо известно, что флуктуационные поправки (как квантовые, так и температурные) к магнитным характеристикам антиферромагнетиков (АФМ) чувствительны не только к размерности пространства, но и к числу компонент параметра порядка n. Эта чувствительность проявляется, в частности, в различных температурных зависимостях ряда термодинамических характеристик, например, продольной намагниченности $M_{\parallel}$. Так, для систем с плоскостной ($n=2$) и пространственной ($n=3$) симметриями флуктуационные поправки к $M_{\parallel}$ в области низких температур имеют следующий вид [1]

$$\delta M_{\parallel} \sim \begin{cases} T^2, & n=3, \\ T^4, & n=2 \end{cases} \tag{1}$$

для $3D$ систем и

$$\delta M_{\parallel} \sim \begin{cases} T \ln h, & n=3, \\ T^3, & n=2 \end{cases} \tag{2}$$

для $2D$ систем. Наличие логарифмического множителя, содержащего внешнее магнитное поле и ограничивающего снизу (по h) область применимости теории возмущений, в рамках которой получены формулы (1) и (2), связано с отсутствием спонтанного нарушения симметрии в двумерных системах с $n \geqslant 3$ [2].

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на то обстоятельство, что изотропный АФМ, помещенный во внешнее магнитное поле, представляет собой пример системы, в которой число компонент параметра порядка, а следовательно, и число голдстоуновских мод в нулевом и конечном полях различно, и поэтому с ростом поля характер флуктуационных поправок должен постепенно меняться, отражая изменение от $n=3$ ($h=0$) к $n=2$ (большие поля). Предельные зависимости, следующие формуле (1), приводились в ряде работ [1]. Наша цель состояла в нахождении области полей, в которой реально осуществляется кроссовер, и в определении ширины этой области. Конкретный расчет, проведенный в рамках стандартного $1/S$ разложения, показал, что температурная поправка к удельной намагниченности $\delta M_{\parallel}=M_{\parallel}(T)-M_{\parallel}(0)$ есть сумма двух слагаемых, каждое из которых определяет вклад от определенной ветви спектра спиновых волн. Для простой кубической (квадратной) решетки $\delta M_{\parallel}^{(1)}$ и $\delta M_{\parallel}^{(2)}$ даются следующими формулами

$$\delta M_{\parallel}^{(1)} = \mu \begin{cases} \dfrac{\sqrt{3}}{10}\pi^2 h \left(1-\dfrac{h^2}{4}\right)^{-5/2} (T^*)^4, & D=3, \\ \dfrac{4h}{\pi}(1-h^2/4)^{-2}\zeta(3)(T^*)^3, & D=2, \end{cases} \tag{3}$$

$$\delta M_{\parallel}^{(2)} = \mu \begin{cases} -\dfrac{3\sqrt{3}}{\pi^2} h^2 \left(1 - \dfrac{3h^2}{4}\right)^{-3/2} T^* \Phi\left(\dfrac{h}{T^*}\right), & D = 3, \\ \dfrac{4h}{\pi} \left(1 - \dfrac{3h^2}{4}\right)^{-1} T^* \ln\left(1 - e^{-h/T^*}\right), & D = 2, \end{cases} \tag{4}$$

где $\Phi(h/T^*)$ выражается через функцию Макдональда: $\Phi(h/T^*) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} K_1(nh/T^*)$ и в предельных случаях ведет себя так: $\Phi(h/T^*) \approx \frac{\pi^2}{6} T^*/h$ при $h \ll T^*$ и $\Phi(h/T^*) \approx \left(\frac{\pi T^*}{2h}\right)^{1/2} e^{-h/T^*}$ при $h \gg T^*$. Кроме того, обозначено $h = g\mu H/JZS$, $T^* = T/JZS$, J — обменный интеграл, Z — число ближайших соседей. Напомним, что речь, разумеется, идет о низких температурах: $T^* \ll 1$. Анализ формул (3) и (4) показывает, что смена температурной зависимости (а конкретнее, сравнивание вкладов от $\delta M_{\parallel}^{(1)}$ и $\delta M_{\parallel}^{(2)}$) происходит как в трехмерном, так и в двумерном случаях в малых полях $h \sim h_c$, где

$$h_c \approx 2T^* |\ln T^*|, \tag{5}$$

причем опять же вне зависимости от размерности пространства переходная область $\left(\text{определяемая из условия } \left|\lg \frac{\delta M_{\parallel}^{(1)}}{|\delta M_{\parallel}^{(2)}|}\right| \leqslant 1\right)$ оказывается весьма узкой

$$\Delta h_c/h_c \approx 2/|\ln T^*|. \tag{6}$$

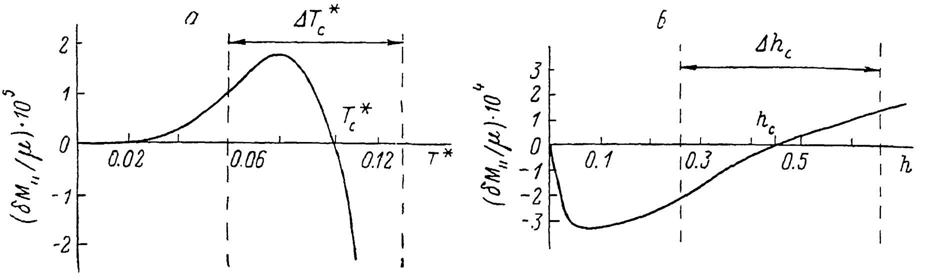
Обратим также внимание, что знаки $\delta M_{\parallel}^{(1)}$ и $\delta M_{\parallel}^{(2)}$ различны, так что внутри переходной области $\delta M_{\parallel}$ проходит через нуль (см. рисунок). Это обстоятельство, а также малость h_c и узость переходной области позволяют надеяться на экспериментальное обнаружение изменения температурной зависимости продольной намагниченности (и, разумеется, восприимчивости). Отметим еще, что в реальных антиферромагнетиках условием наблюдения резкого кроссовера будет определенная малость константы анизотропии α: так, для легкоосных антиферромагнетиков в продольном поле формулы (5) и (6) останутся в силе (только h будет отсчитываться от поля спин-флоп-перехода, т. е. $h \to h - h_{sf}$), если $\left(\frac{\alpha}{JZ}\right)^{1/2} \ll T^* |\ln T^*|$.

2. Второй вопрос, который мы хотим затронуть, связан со структурой спектра спиновых волн изотропного гейзенберговского АФМ в конечном поле и при $T=0$. Согласно хорошо известным результатам классического рассмотрения, в конечном поле одна из частот антиферромагнитного резонанса остается нулевой (голдстоуновская мода), а вторая приобретает энергию активации, равную gH. Квантовое рассмотрение требует учета нулевых колебаний, которые в общем случае произвольного S могут существенно изменить энергию магнона с данным волновым вектором. Тем не менее годстоуновская мода, очевидно, выживает и при квантовом рассмотрении,[1] так как отражает инвариантность системы относительно вращений вектора антиферромагнетизма вокруг направления поля. Меньшее внимание уделялось второй моде антиферромагнитного разонанса. Между тем легко показать, что и для этой моды классическое значение энергии (gH) совпадает с точным, т. е. в чисто обменной системе перенормировка g-фактора отсутствует при всех значениях поля. Действительно, введем $\tilde{\mathbf{S}} = \sum_{\mathbf{l}} \mathbf{S}_{\mathbf{l}}$ и пусть $|\psi_0\rangle$ — общая собственная функция операторов $\mathcal{H} = J \sum_{\mathbf{l}, \Delta} \mathbf{S}_{\mathbf{l}} \mathbf{S}_{\mathbf{l}+\Delta} - g\mu H \sum_{\mathbf{l}} S_{\mathbf{l}}^z$ и $\tilde{S}^z$, отвечающая основному состоянию с энергией E_0. Очевидно, что состояния $|\Psi_+\rangle = \tilde{S}^+ |\Psi_0\rangle$ и $|\Psi_-\rangle = \tilde{S}^- |\Psi_0\rangle$, отвечающие изменению на единицу Z-компоненты полного спина, также

---

[1] Это утверждение не распространяется на одномерные системы с целыми спинами [3].

будут собственными состояниями $\mathscr{H}$, причем по смыслу основного состояния должно быть $|\Psi_+>\equiv 0$, т. е. основное состояние всегда отвечает максимальной Z-проекции полного спина. Что касается $|\Psi_->$, то при $H\equiv 0$ суммарный спин $\tilde{S}$ равен нулю и, следовательно, $|\Psi_->\equiv 0$. Теперь, если включение поля $H=H_z$ приводит к появлению продольной намагниченности, т. е. к появлению отличного от нуля $\tilde{S}^z$, то $|\Psi_->$ оказывается конечным и по построению отвечает спиновой волне с $k=0$, энергия которой в точности равняется $g\mu H$. «Если» в предыдущей фразе относится ко всему, кроме случая $1D$ АФМ с целыми спинами, которые скорее всего имеют синглетное основное состояние ($\tilde{S}=0$), и поэтому включение слабого магнитного поля не вызывает появление намагниченности [3].



Схематическая температурная (*а*) и полевая (*б*) зависимости флуктуационной поправки $\delta M_{\parallel}$ к продольной намагниченности изотропного гейзенберговского антиферромагнетика, помещенного во внешнее магнитное поле.

Значения h_c и Δh_c приведены в тексте, $T_c^* \approx h/2\,|\ln h\,|$, $\Delta T_c^*/T_c^* \approx 1/2\,|\ln h\,|$. Графики построены при $h = 0.46$ (*а*) и $T^* = 0.1$ (*б*).

Отметим, что квантовые поправки к спектру АФМ в первом порядке по $1/S$ были рассчитаны в [4]. Из приведенных результатов следовало, что поправка к g конечна. При повторении вычислений [4] выяснилось, что ошибка авторов заключалась в пренебрежении тройными ангармонизмами, которые во втором порядке теории возмущений вносят вклад в линейную по $1/S_{\parallel}$ поправку к энергии спиновой волны. После достаточно громоздких расчетов мы убедились, что поправка к g, как и следовало ожидать, исчезает. Повторим, что это справедливо для чисто обменного магнетика: учет релятивистских взаимодействий, разумеется, приведет к ненулевой перенормировке g.

Авторам приятно поблагодарить М. И. Каганова за обсуждение результатов работы.

Литература

[1] *Каганов М. И., Чубуков А. В.* УФН, 1987, т. 153, № 4, с. 537—578.
[2] *Polyakov A. M.* Phys. Lett., 1975, vol. 57B, N 9, p. 79—88.
[3] *Haldane F. D. M.* Phys. Lett., 1983, vol. 93A, N 1, p. 464—468.
[4] *Feder J., Pytte E.* Phys. Rev., 1968, vol. 168, N 2, p. 640—654.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Москва

Поступило в Редакцию
21 декабря 1987 г.