Физика низких температур, 2011, т. 37, № 6, с. 577–584

Влияние магнитоупругого взаимодействия на формирование спиральной магнитной структуры в фрустрированном негейзенберговском магнетике

Ю.А. Фридман, Г.А. Гореликов

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского
пр. Вернадского, 4, г. Симферополь, 95007, Украина
E-mail: frid@tnu.crimea.ua

Статья поступила в редакцию 18 июня 2010, после переработки 21 августа 2010 г.

В приближении среднего поля получены спектры связанных магнитоупругих волн сильно анизотропного негейзенберговского фрустрированного магнетика с $S = 1$. Анализ спектров элементарных возбуждений показал, что в системе кроме однородных фаз (ферромагнитной и квадрупольной) может реализовываться и пространственно-модулированная магнитная структура типа магнитной спирали. Определены точки фазовых переходов в спиральную фазу. Показано, что магнитоупругое взаимодействие существенно изменяет область существования спиральной структуры.

У наближенні середнього поля отримано спектри зв'язаних магнітопружних хвиль сильно анізотропного негейзенбергівського фрустрірованого магнетика з $S = 1$. Аналіз спектрів елементарних збуджень показав, що в системі крім однорідних фаз (феромагнітної та квадрупольної) може реалізовуватися й просторово-модульована магнітна структура типу магнітної спіралі. Визначено точки фазових переходів у спіральну фазу. Показано, що магнітопружна взаємодія істотно змінює область існування спіральної структури.

PACS: **75.10.–b** Общая теория и модели магнитного упорядочения;
75.30.Kz Границы магнитных фаз (включая магнитные переходы, метамагнетизм и т.д.);
75.10.Jm Квантовые спиновые модели, включая квантовую спиновую фрустрацию;
75.80.+q Магнитомеханические и магнитоэлектрические эффекты, магнитострикция.

Ключевые слова: магнитоупругое взаимодействие, фрустрированный негейзенберговский магнетик, спиральная структура.

1. Введение

Первая модулированная магнитная структура — простая магнитная спираль — была экспериментально обнаружена в $MnAu_2$ более 40 лет назад (см. обзор [1]). На сегодняшний день известно большое число магнетиков, в которых реализуется спиральная магнитная структура, в частности к ним относятся редкоземельные металлы [2]. Одной из причин возникновения таких структур является конкуренция положительных и отрицательных обменных взаимодействий между соседними и следующими за ними атомами в магнитном кристалле.

Спиральные магнитные структуры хорошо изучены в магнетиках с малой одноионной анизотропией (существенно меньшей обменных взаимодействий) [1–4]. Однако существует широкий класс магнитоупорядоченных систем, в которых константа одноионной анизотропии сравнима или даже превосходит обменные интегралы. К таким системам можно отнести, например, редкоземельные металлы Dy, Tb [4], соединения $CsFeBr_3$, $CsFeCl_3$ [5], в которых при величине псевдоспина иона Fe^{2+} $S=1$ константа одноионной анизотропии достигает 20–30 К, тогда как обменные интегралы принимают значения 3–5 К и 0,3–0,4 К соответственно. К таким системам относятся также $NiZrF_6{\times}6H_2O$, $FeiSiF_6{\times}6H_2O$ [6], для которых отношение константы одноионной анизотропии к обменному интегралу составляет примерно 40 и 4 соответственно.

Магнетики с большой одноионной анизотропией типа «легкая плоскость» обладают рядом необычных свойств. Если константа одноионной анизотропии превосходит константу обменного взаимодействия, то в магнетике формируется одинаковое для всех ионов синглетное спиновое состояние. Физически это означает, что из трех возможных одноионных спиновых состояний с проекциями $S^z = \pm 1, 0$ на ось C_3 нижайшим оказывается последнее. Теоретические исследования таких систем восходят к работе Мория [7]. В ней было показано, что при $\beta/(2J_0) > 1$ даже при абсолютном нуле температур в отсутствие внешнего поля реализуется немагнитное, квадрупольно-упорядоченное основное состояние. В таких магнетиках квантовые свойства отдельных спинов в эффективном магнитном поле играют решающую роль в формировании динамических и термодинамических свойств магнетиков. В [8] было показано, что конкуренция двух типов взаимодействий — одноионной анизотропии и обмена — приводит к существованию своеобразных типов спиновых структур при $T = 0$: одноионная анизотропия также создает эффективное поле, но не ферромагнитного, а квадрупольного типа. Соответствующий квадрупольный порядок в рассматриваемом случае можно представить как хаотичное упорядочение спинов в плоскости, перпендикулярной оси ферромагнетизма, выделенной, например, внешним полем, и характеризовать квадрупольным параметром порядка $q = 3\langle (S^z)^2 \rangle - S(S+1)$. Таким образом, несмотря на отсутствие векторного магнитного порядка, соответствующие структуры являются спин-упорядоченными, и порядок в них определяется тензорными характеристиками. По этой причине их свойства отличаются от свойств парамагнетиков, в частности оказываются близкими к свойствам антиферромагнетиков (а конкретно — одноосных в поле, параллельном оси анизотропии). Такие системы называют также ван-флековскими парамагнетиками [5,9]

Другим механизмом (кроме одноионной анизотропии), приводящим к существованию квадрупольных фаз, может быть наличие биквадратичного обменного взаимодействия [4,10,11].

Существование обменных взаимодействий высших порядков по спиновым переменным можно пояснить следующим образом. Обменный гамильтониан Гейзенберга имеет общий характер, так как он построен на основе выражения, составленного из операторов атомных спинов и инвариантного относительно спиновых вращений. Именно такой инвариантностью обладает исходный гамильтониан, включающий энергию кулоновского взаимодействия электронов.

В случае $S = 1/2$ других инвариантов, составленных из операторов спинов двух атомов, не существует. Если же $S > 1/2$, то независимыми инвариантами являются

$$\left(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}\right); \left(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}\right)^2; \ldots \left(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}\right)^{2S},$$

где S — величина спина магнитного иона. Эти выражения необходимо учитывать при феноменологическом построении гамильтониана. На этот факт впервые обратил внимание Шредингер в 1940 г.

Для магнитоупорядоченных систем с $S = 1$ в обменном гамильтониане возникает слагаемое $\sim \left(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}\right)^2$. Природа возникновения этого обменного взаимодействия может быть различна: это может быть сверхобмен через немагнитные атомы [12] либо сильное спин-орбитальное взаимодействие [13,14].

Необходимо отметить еще одно важное обстоятельство, а именно: как отмечалось выше, большая одноионная анизотропия приводит (при определенных условиях) к формированию тензорных магнитных фаз. Причиной возникновения одноионной анизотропии является спин-орбитальное взаимодействие. Однако это же взаимодействие приводит к возникновению и магнитоупругой связи, т.е. взаимодействия спиновой и упругой подсистем. Это, хотя и малое релятивистское взаимодействие, в окрестности фазовых переходов может оказывать принципиальное влияние как на динамические, так и на статические свойства магнетиков [15].

Однако, как это ни удивительно, влияние магнитоупругого взаимодействия на реализацию спиральных магнитных структур в сильно анизотропных негейзенберговских магнетиках, насколько нам известно, не исследовано.

2. Модель

В качестве исследуемой системы рассмотрим анизотропный негейзенберговский ферромагнетик, занимающий все пространство и обладающий большой одноионной анизотропией типа «легкая плоскость». Кроме биквадратичного обменного взаимодействия учтем также магнитоупругое и упругое взаимодействия, которые существенны в рассматриваемой системе. В качестве базисной плоскости выберем плоскость XOY. Система находится во внешнем магнитном поле, перпендикулярном базисной плоскости ($\mathbf{H} \parallel OZ$). Спин магнитного иона предполагается равным единице ($S = 1$) — это то минимальное значение спина, при котором возможно существование одноионной анизотропии. Кроме того, такое значение спина является минимальным и для существования биквадратичного обменного взаимодействия. Гамильтониан такого магнетика можно представить в виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2}\sum_{f,f'} \tilde{J}(f-f')\mathbf{S}_f \mathbf{S}_{f'} - \frac{1}{2}\sum_{n,n'} K(n-n')\delta_{ll'}\left(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'}\right)^2 + \frac{\beta}{2}\sum_f (S_f^z)^2 +$$
$$+\nu\sum_n S_n^i S_n^k u_{ik} + \sum_n \left\{ \frac{\lambda+\eta}{2}\left(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2\right) + \eta\left(u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2\right) + \right.$$
$$\left. + \lambda\left(u_{xx}u_{yy} + u_{xx}u_{zz} + u_{yy}u_{zz}\right)\right\} - H\sum_n S_n^z, \qquad (1)$$

где

$$\tilde{J}(f-f') = J(n-n')\delta_{l,l'} - J^{(1)}(l-l')\delta_{n,n'}\delta_{l',l+1} + $$
$$+ J^{(2)}(l-l')\delta_{n,n'}\delta_{l',l+2}$$

— константа билинейного обменного взаимодействия; $K(n-n')\delta_{ll'} > 0$ — константа биквадратичного обменного взаимодействия в базисной плоскости; $f = (l,n)$ — номер узла в кристалле, n — номер узла в базисной плоскости XOY, индекс l нумерует узлы вдоль направления OZ, которое совпадает с направлением волнового вектора спирали; S_f^i — i-я компонента спинового оператора в узле f; $\beta > 0$ — константа легкоплоскостной одноионной анизотропии; u_{ik} — симметричная часть компонент тензора деформаций $(i,k = x,y,z)$; ν — константа магнитоупругой связи; λ и η — упругие модули. Дальнейшие вычисления будем проводить для случая низких температур ($T = 0$), поскольку характерными температурами реализации тензорного магнитного порядка являются температуры порядка несколько градусов Кельвина [4]. Кроме того, при низких температурах наиболее ярко проявляются свойства большой одноионной анизотропии.

Для описания данной системы удобно использовать диаграммную технику операторов Хаббарда [16,17,19,20]. Диаграммная техника для операторов Хаббарда является математическим формализмом, который позволяет точно учесть влияние магнитоупругого взаимодействия и одноионную анизотропию путем включения их в одноузельный гамильтониан. Данный метод позволяет также работать при произвольном соотношении материальных констант. Операторы Хаббарда строятся на полном базисе собственных состояний одноионного гамильтониана, включающего в себя эффекты самосогласованного поля [18].

Выделяя в обменной части гамильтониана (1) среднее поле $\langle S_n^z \rangle$, связанное с упорядочением магнитного момента, а также дополнительные поля $\langle Q_{2n}^p \rangle = q_2^p$ $(p = 0,2)$, определяемые квадрупольными моментами, получаем одноузельный гамильтониан

$$H_0(f) = -\bar{H}S_f^z + B_2^0 Q_{2f}^0 - B_2^2 Q_{2f}^0 + $$
$$+ \nu \sum_{i,k=x,y,z} S_f^i S_f^k u_{ik}\,, \tag{2}$$

где

$$Q_{2f}^0 = 3(S_f^z)^2 - S(S+1),\; Q_{2f}^2 = \tfrac{1}{2}\left((S_n^+)^2 + (S_n^-)^2\right)$$

— операторы Стивенса,

$$\bar{H} = H + \left(J_0 - \frac{K_0}{2}\right)\langle S^z \rangle,\; B_2^0 = \frac{q_0^2 K_0 - \beta}{6},\; B_2^2 = \frac{K_0}{2} q_2^2\,,$$

$\widetilde{J_0}$, K_0 — нулевые фурье-компоненты гейзенберговского и биквадратичного обменных взаимодействий соответственно.

Решая одноузельную задачу с гамильтонианом (2), находим энергетические уровни магнитного иона

$$\begin{aligned} E_1 &= -3B_2^0 - \frac{\chi}{2} + \frac{\nu}{2}(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)})\,, \\ E_0 &= \nu(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)})\,, \\ E_{-1} &= -3B_2^0 + \frac{\chi}{2} + \frac{\nu}{2}(u_{xx}^{(0)} + u_{yy}^{(0)} + 2u_{zz}^{(0)}) \end{aligned} \tag{3}$$

и собственные функции гамильтониана (2)

$$\begin{aligned} \Psi_n(1) &= \cos\theta|1\rangle + \sin\theta|-1\rangle, \\ \Psi_n(0) &= |0\rangle, \\ \Psi_n(-1) &= -\sin\theta|1\rangle + \cos\theta|-1\rangle, \end{aligned} \tag{4}$$

где

$$\chi = \sqrt{4\bar{H}^2 + \left(2B_2^2 - \nu(u_{xx}^{(0)} - u_{yy}^{(0)})\right)^2}\,,$$
$$\cos\theta = \left[\frac{\chi + 2\bar{H}}{2\chi}\right]^{1/2},\; \sin\theta = \left[\frac{\chi - 2\bar{H}}{2\chi}\right]^{1/2}.$$

Спонтанные деформации $u_{ij}^{(0)}$, входящие в выражение (3), определяются из условия минимума плотности свободной энергии и при низких температурах имеют вид (с учетом того, что $\lambda \ll \eta$):

$$\begin{aligned} u_{xx}^{(0)} &= \frac{\nu}{\eta}\left(-\frac{B_2^2}{\chi_0} - \frac{1}{2}\right),\; u_{yy}^{(0)} = \frac{\nu}{\eta}\left(\frac{B_2^2}{\chi_0} - \frac{1}{2}\right), \\ u_{zz}^{(0)} &= -\frac{\nu}{\eta},\; u_{ij}^{(0)} = 0\; (i \neq j)\,, \end{aligned} \tag{5}$$

где $\chi_0 = 2\sqrt{\bar{H}^2 + (B_2^2)^2}$.

В представлении операторов Хаббарда $X_n^{M'M} \equiv |\Psi_n(M')\rangle\langle\Psi_n(M)|$, описывающих переход магнитного иона из состояния $|M\rangle$ в состояние $|M'\rangle$, одноузельный гамильтониан (2) диагонален. Для рассматриваемой системы связь спиновых операторов с операторами Хаббарда имеет вид:

$$\begin{aligned} S_n^+ &= \sqrt{2}\left\{\sin\theta\,(X_n^{01} - X_n^{-10}) + \cos\theta\,(X_n^{0-1} + X_n^{10})\right\}, \\ S_n^- &= \sqrt{2}\left\{\sin\theta\,(X_n^{10} - X_n^{0-1}) + \cos\theta\,(X_n^{-10} + X_n^{01})\right\}, \\ S_n^z &= \cos 2\theta\,(X_n^{11} - X_n^{-1-1}) - \sin 2\theta\,(X_n^{-11} + X_n^{1-1}). \end{aligned} \tag{6}$$

Как следует из (6), параметры порядка системы при $T = 0$ можно представить в виде:

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\theta,\; q_2^0 = 3\langle (S^z)^2 \rangle - 2,\; q_2^2 = \sin 2\theta\,. \tag{7}$$

В зависимости от соотношения материальных констант в системе могут реализовываться различные однородные фазовые состояния.

1. При $H > \beta/2 \gg J, K$ (т.е. в случае больших полей) в системе реализуется ферромагнитная фаза с магнитным моментом, направленным вдоль внешнего магнитного поля (параллельно оси OZ). При этом, как следует из (3), нижайшим энергетическим уровнем

является E_1, а волновая функция этого состояния $\Psi(1)=|1\rangle$. Параметры порядка системы, как видно из (7), имеют вид:

$$\langle S^z\rangle = 1,\ q_2^0 = 1,\ q_2^2 = 0\,. \qquad (8)$$

Из (7) следует, что в случае больших полей $\cos 2\theta = 1$, $\sin 2\theta = 0$ и $\langle (S^z)^2\rangle = 1$, $\langle (S^x)^2\rangle = \langle (S^y)^2\rangle = 1/2$.

Спонтанные деформации в ферромагнитной фазе имеют вид:

$$u_{xx}^{(0)} = u_{yy}^{(0)} = -\frac{\nu}{2\eta},\ u_{zz}^{(0)} = -\frac{\nu}{\eta}.$$

2. В случае малых полей ($H < \beta/2$) и большой анизотропии ($\beta >> K, J$), как следует из (3), происходит инверсия энергетических уровней, и нижайшим оказывается уровень E_0. Волновая функция этого состояния $\Psi(0)=|0\rangle$, а параметры порядка системы равны

$$\langle S^z\rangle = 0,\ q_2^0 = -2,\ q_2^2 = 0\,. \qquad (9)$$

Хотя, как следует из (8), средняя намагниченность (на один узел) в этом состоянии равна нулю, данное фазовое состояние не является парамагнитным, поскольку для парамагнитного состояния характерно следующее условие (для $S = 1$):

$$\langle (S^z)^2\rangle = \langle (S^x)^2\rangle = \langle (S^y)^2\rangle = 2/3\,.$$

В рассматриваемом случае выполняется иное соотношение, а именно:

$$\langle (S^z)^2\rangle = 0,\ \langle (S^x)^2\rangle = \langle (S^y)^2\rangle = 1\,.$$

Спонтанные деформации в этой фазе имеют такой же вид, что и в ферромагнитной. Такое фазовое состояние будем называть квадрупольно-упорядоченным (QU_2-фазой), поскольку отличным от нуля параметром порядка является компонента тензора квадрупольных моментов q_2^0 [4]. В некоторых работах такое фазовое состояние называют ван-флековским парамагнетиком [5,9].

3. В негейзенберговском магнетике возможна реализация еще одной нетривиальной ситуации при $H = 0$. В этом случае при достаточно большом биквадратичном обмене ($K >> \beta > J$) в системе возможна реализация еще одного квадрупольного состояния (QU_1-фаза). При этом $\cos 2\theta = 0$, $\sin 2\theta = 1$. В этой фазе нижайшим энергетическим уровнем магнитного иона, как следует из (3), является E_1. Однако параметры порядка системы в этом случае имеют вид:

$$\langle S^z\rangle = 0,\ q_2^0 = 1,\ q_2^2 = 1\,. \qquad (10)$$

Спонтанные деформации при этом принимают значения $u_{xx}^{(0)} = u_{zz}^{(0)} = -\nu/\eta$, $u_{yy}^{(0)} = 0$. Волновая функция этого состояния $\Psi(1) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|1\rangle + |-1\rangle\right)$. При этом

$$\langle (S^z)^2\rangle = \langle (S^x)^2\rangle = 1,\ \langle (S^y)^2\rangle = 0.$$

Нашей задачей является исследование фазовых переходов в рассматриваемой системе. Для этого определим спектры элементарных возбуждений в соответствующих фазах. Хорошо известно, что спектры элементарных возбуждений определяются полюсами функции Грина

$$G^{\alpha\alpha'}(n,\tau;n',\tau,\tau') = -\left\langle \hat{T}\tilde{X}_n^{\alpha}(\tau)\tilde{X}_{n'}^{\alpha'}(\tau')\right\rangle,$$

где $\hat{T}$ — оператор Вика, $\tilde{X}_n^{\alpha}(\tau)$ — оператор Хаббарда в гейзенберговском представлении, усредненный с полным гамильтонианом системы. Дисперсионное уравнение, определяющее спектры связанных магнитоупругих волн, аналогично уравнению Ларкина (с учетом магнитоупругой связи), справедливое во всем температурном интервале существования магнитоупорядоченного состояния и при произвольных соотношениях материальных констант. Процедура получения дисперсионного уравнения подробно описана, например, в [17,19,20]. Как показано в этих работах, дисперсионное уравнение, определяющее спектры элементарных возбуждений, получено при точном учете релятивистских взаимодействий.

Дисперсионное уравнение, определяющее спектры магнитоупругих волн, формально имеет тот же вид, что и в случае гейзенберговского магнетика (см. [17]). Однако включение биквадратичного обменного взаимодействия требует использования восьмимерного базиса. Решение дисперсионного уравнения связанных магнитоупругих волн позволяет получить спектры гибридизированных элементарных возбуждений. Для упрощения математических вычислений будем рассматривать нашу систему в следующей геометрии: волновой вектор $\mathbf{k}$ параллелен оси OZ ($\mathbf{k} = (0,0,k)$), т.е. параллелен оси магнитной спирали, а компоненты вектора поляризации квазифононов следующие: e_t^x, e_τ^y, e_l^z.

3. Ферромагнитная фаза

Рассмотрим решение дисперсионного уравнения в случае больших магнитных полей ($H > \beta/2$). Как следует из (3), нижайшим энергетическим уровнем в этом случае является E_1. Тогда, как следует из (8), параметры порядка имеют вид

$$\langle S^z\rangle = 1,\ q_2^0 = 1,\ q_2^2 = 0\,,$$

и, следовательно, в системе реализуется ферромагнитная фаза (FM-фаза).

Спектр низкочастотных квазимагнонов в этом случае имеет вид:

$$\varepsilon(k) = a_0 + H - \frac{\beta}{2} + \tilde{J}_0 - \tilde{J}(k)\,, \qquad (11)$$

где $\tilde{J}(k) = J_0 - J_0^{(1)}\cos k + J_0^{(2)}\cos 2k$ — фурье-образ констант обменного взаимодействия, $a_0 = \nu^2/(2\eta)$. Спектр (11) в длинноволновом пределе можно представить в виде

$$\varepsilon(k) = a_0 + H - \frac{\beta}{2} + k^2 \left(-\frac{J_0^{(1)}}{2} + 2J_0^{(2)} \right) +$$
$$+ k^4 \left(\frac{J_0^{(1)}}{24} - \frac{2J_0^{(2)}}{3} \right) = a_0 + H - \frac{\beta}{2} + \delta k^2 + \gamma k^4, \quad (12)$$

где

$$\delta = -\frac{J_0^{(1)}}{2} + 2J_0^{(2)} < 0, \quad \gamma = \frac{J_0^{(1)}}{24} - \frac{2}{3} J_0^{(2)} > 0 .$$

В случае реализации ферромагнитной фазы спектр t-поляризованных квазифононов имеет следующий вид:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \frac{H - \frac{\beta}{2} + \delta k^2 + \gamma k^4}{a_0 + H - \frac{\beta}{2} + \delta k^2 + \gamma k^4} , \quad (13)$$

где $\omega_t(k)$ — спектр невзаимодействующих t-поляризованных фононов.

Из (13) видно, что спектр поперечно-поляризованных квазифононов в длинноволновом пределе $(k \ll a_0)$ размягчается при

$$H_{FM} = \frac{\beta}{2} + \frac{\delta^2}{4\gamma} . \quad (14)$$

При этом мы учли перенормировку щели, связанную с конечностью волнового вектора. Как следует из (13), спектр квазифононов имеет абсолютный минимум при $(k^*)^2 = -\delta/(2\gamma)$. В результате при $H = H_{FM}$ спектр поперечно-поляризованных квазифононов размягчается:

$$\omega_1^2(k)\Big|_{H=H_{FM}} = \omega_t^2(k) \frac{\delta k^2 + \gamma k^4}{a_0} , \quad (15)$$

а в спектре поперечных квазимагнонов в точке фазового перехода, определяемой (14), появляется магнитоупругая щель $\varepsilon(k^*)|_{H=H_{FM}} = a_0$, которая не обращается в нуль. Поэтому фазовый переход из ферромагнитной фазы в спиральную магнитную структуру с осью спирали, параллельной оси OZ, и шагом спирали $1/k^* = \sqrt{-2\gamma/\delta}$ идет по квазифононной ветви возбуждения, и точка фазового перехода определяется выражением (14).

4. QU$_2$-фаза

Рассмотрим теперь решение дисперсионного уравнения в случае малых полей ($H < \beta/2$) и большой анизотропии ($\beta >> K, \tilde{J}$). В этом случае, как видно из (3), нижайшим энергетическим уровнем является E_0, т.е. происходит инверсия энергетических уровней. Параметры порядка системы определяются соотношениями (9), т.е. система находится в QU$_2$-фазе. Спектр низкочастотных квазимагнонов в этой фазе имеет вид

$$\varepsilon(k) =$$
$$= \sqrt{(\beta - 2a_0)\left[\frac{\beta}{2} - a_0 - J_0 + J_0^{(1)} - J_0^{(2)} + K_0 + \delta k^2 + \gamma k^4\right]} - H, \quad (16)$$

где $\beta > 0$, т.е. в системе существует одноионная анизотропия типа «легкая плоскость». Легко видеть, что спектр (16) теряет устойчивость при $(k^*)^2 = -\delta/(2\gamma)$. Как известно [2], такого сорта неустойчивость характерна для модулированных (спиральных) магнитных структур.

В QU$_2$-фазе спектр t-поляризованных квазифононов имеет следующий вид:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k) \times$$
$$\times \frac{(\beta - 4a_0)\left\{\delta k^2 + \gamma k^4 + \frac{\beta}{4} + K_0 - [J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}]\right\} - H^2}{\left(\frac{\beta}{2} + 2K_0\right)\frac{\beta}{2} + (\beta - 4a_0)\left\{\delta k^2 + \gamma k^4 - [J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}]\right\} - H^2} \quad (17)$$

и размягчается при

$$H_{QU_2} = \sqrt{(\beta - 4a_0)\left[\frac{\beta}{4} + K_0 - \frac{\delta^2}{4\gamma} - (J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)})\right]} . \quad (18)$$

В результате спектр квазифононов в длинноволновом пределе при $H = H_{QU_2}$ принимает вид (с учетом $\beta \gg K, \tilde{J}, a_0$):

$$\omega_1^2(k)\Big|_{H=H_{QU_2}} = \omega_t^2(k) \frac{\delta k^2 + \gamma k^4}{a_0} , \quad (19)$$

а в спектре квазимагнонов при таком значении поля появляется магнитоупругая щель

$$\varepsilon(k^*)\Big|_{H=H_{QU_2}} = \frac{a_0}{2} .$$

Таким образом, фазовый переход из QU$_2$-фазы в спиральную магнитную структуру с осью спирали, параллельной оси OZ, и шагом спирали $1/k^* = \sqrt{-2\gamma/\delta}$ идет по квазифононной ветви возбуждения, и точка фазового перехода определяется выражением (18).

Используя соотношения (14) и (18), удается построить фазовую диаграмму сильно анизотропного легкоплоскостного фрустрированного негейзенберговского магнетика в переменных (H, β). Эта диаграмма приведена на рис. 1.

5. QU$_1$-фаза

Как отмечалось ранее, в негейзенберговском магнетике возможна реализация еще одной нетривиальной ситуации при $H = 0$. В этом случае при достаточно большом биквадратичном обмене ($K >> \beta, \tilde{J}$) в системе возможна реализация еще одного квадрупольного

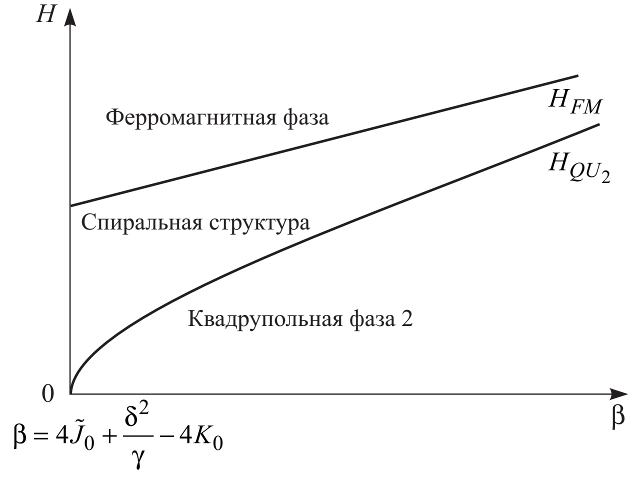

Рис. 1. Фазовая диаграмма сильно анизотропного легкоплоскостного негейзенберговского ферромагнетика с фрустрированным обменным взаимодействием во внешнем магнитном поле.

состояния (QU_1-фаза). При этом нижайшим энергетическим уровнем магнитного иона является E_1, а параметры порядка системы определяются соотношениями (10). Волновая функция основного состояния является суперпозицией состояний $|1\rangle$ и $|-1\rangle$.

В случае реализации в рассматриваемой системе QU_1-фазы спектры квазифононов остаются линейными по волновому вектору:

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k), \;\; \omega_2^2(k) = \omega_\tau^2(k), \;\;\; \omega_3^2(k) = \omega_l^2(k),$$

а спектр низкочастотных квазимагнонов имеет вид:

$$\varepsilon(k) = \sqrt{(\beta - 4a_0)\left[\frac{\beta}{4} - a_0 + J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)} - K_0 - \delta k^2 - \gamma k^4\right]}. \quad (20)$$

Легко видеть, что спектр (20) не имеет физического смысла, если константа одноионной анизотропии $\beta > 0$, т.е. если в системе реализуется анизотропия типа «легкая плоскость». Этот результат, в общем-то, очевиден, поскольку для формирования спиральной магнитной структуры необходимо наличие выделенного направления (оси квантования). Ранее такое направление формировало внешнее магнитное поле. Если же предположить, что в системе реализуется анизотропия типа «легкая ось» $(\beta < 0)$, перпендикулярная плоскости *XOY*, то ситуация кардинально меняется.

Спектр магнонов в этом случае можно переписать в виде:

$$\varepsilon(k) = (|\beta| + 4a_0)^{1/2} \times$$
$$\times \left[\frac{|\beta|}{4} + a_0 - J_0 + J_0^{(1)} - J_0^{(2)} + K_0 + \delta k^2 + \gamma k^4\right]^{1/2}. \quad (21)$$

Как и ранее, спектр (21) неустойчив при $(k^*)^2 = -\delta/(2\gamma)$, а щель в спектре магнонов обратится в нуль при

$$|\beta_{QU_1}| = 4\left(J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}\right) - 4K_0 + \frac{\delta^2}{\gamma} - 4a_0. \quad (22)$$

При таком значении константы анизотропии типа «легкая ось» магнетик перейдет из QU_1-фазы в состояние магнитной спирали. Необходимо отметить, что выражение (22) имеет смысл, если

$$J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)} + \frac{\delta^2}{4\gamma} - a_0 > K_0.$$

Кроме того, QU_1-фаза реализуется при $K_0 > J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}$. Следовательно, реализация спиральной магнитной структуры в негейзенберговском магнетике в нулевом поле возможна только для тех значений биквадратичного обменного взаимодействия, которые удовлетворяют неравенству

$$J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)} + \frac{\delta^2}{4\gamma} - a_0 > K_0 > J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}.$$

При сравнении с результатами [21] видно, что магнитоупругое взаимодействие сужает область существования спиральной магнитной структуры по константе биквадратичного обменного взаимодействия в отсутствие магнитного поля на величину a_0.

При $H = 0$ и преобладании билинейного обменного взаимодействия над биквадратичным ($\tilde{J} > K$) возможна также реализация ферромагнитной фазы со спектром квазимагнонов

$$\varepsilon(k) = a_0 - \frac{\beta}{2} + \delta k^2 + \gamma k^4, \quad (23)$$

который, как и спектр (21), имеет физический смысл только в случае анизотропии типа «легкая ось» $(\beta < 0)$. Спектр поперечно-поляризованных квазифононов в этом случае имеет вид

$$\omega_1^2(k) = \omega_t^2(k)\frac{\frac{|\beta|}{2} + \delta k^2 + \gamma k^4}{a_0 + \frac{|\beta|}{2} + \delta k^2 + \gamma k^4} \quad (24)$$

и размягчается при

$$|\beta_{FM}| = \frac{\delta^2}{2\gamma}. \quad (25)$$

В спектре квазимагнонов (23) при таком значении константы одноионной анизотропии возникает магнитоупругая щель

$$\varepsilon(k^*)\Big|_{|\beta| = |\beta_{FM}|} = a_0.$$

Используя выражения (22) и (25), можно построить фазовую диаграмму рассматриваемой системы в переменных (K, β). Эта диаграмма приведена на рис. 2.

6. Заключение

Таким образом, в фрустрированном магнетике с большой одноионной анизотропией возможна реализация как однородных фазовых состояний (ферромаг-

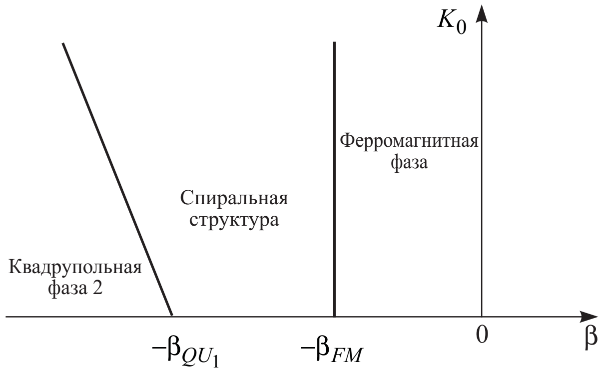

Рис. 2. Фазовая диаграмма анизотропного фрустрированного негейзенберговского ферромагнетика с большим биквадратичным обменом в отсутствие внешнего магнитного поля.

нитного и квадрупольных), так и модулированной структуры типа магнитной спирали. Соответствующие фазовые диаграммы представлены на рис. 1, 2. Следует отметить, что в случае большой одноионной анизотропии типа «легкая плоскость», изображенном на рис. 1, область существования спиральной магнитной структуры по полю, как следует из соотношений (14) и (18), равна

$$\Delta H = H_{FM} - H_{QU_2} = a_0 + \frac{\delta^2}{2\gamma} + \left(J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}\right) - K_0 .$$

Как следует из последнего выражения, область существования магнитной спирали на величину a_0 больше, чем в случае отсутствия магнитоупругого взаимодействия. Причем, поскольку в рассматриваемых в данной работе системах величина спин-орбитального взаимодействия велика (большая одноионная анизотропия), то и сравнительно велика величина магнитоупругого взаимодействия. Простые оценки показывают, что в рассматриваемом случае область существования спиральной магнитной структуры увеличивается на величину порядка 5–7%, что может превосходить ошибку эксперимента. Кроме того, фазовые переходы из ферромагнитной фазы в состояние магнитной спирали и из QU_2-фазы в состояние магнитной спирали идут не по магнонным ветвям, а по квазифононным ветвям возбуждения.

В случае отсутствия внешнего магнитного поля спиральная магнитная структура реализуется только при наличии одноионной анизотропии типа «легкая ось». Область существования спиральной магнитной структуры по анизотропии равна (рис. 2)

$$\Delta|\beta| = |\beta_{QU_1}| - |\beta_{FM}| =$$
$$= 4\left(J_0 - J_0^{(1)} + J_0^{(2)}\right) - 4K_0 + \frac{\delta^2}{2\gamma} - 4a_0 ,$$

т.е. уменьшается на величину $4a_0$. При этом фазовый переход из ферромагнитной фазы в состояние магнитной спирали происходит по квазифононной ветви возбуждения, а переход из QU_1-фазы в спиральную структуру идет по квазимагнонной ветви. Это связано с тем, что в QU_1-фазе квазифононы остаются линейными по волновому вектору.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины (проект №269/09)

1. Ю.А. Изюмов, *УФН* **144**, 439 (1984).
2. В.Д. Бучельников, В.Г. Шавров, *ФТТ* **30**, 1167 (1988).
3. А.А. Гиппиус, А.С. Москвин, Е.Н. Морозова, К.С. Охотников, *ЖЭТФ* **132**, 99 (2007).
4. Э.Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, Москва (1988).
5. В.М. Калита, В.М. Локтев, *ЖЭТФ* **125**, 1149 (2004).
6. В.Г. Борисенко, Ю.В. Переверзев, *ФНТ* **11**, 730 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys*. **11**, 400 (1985)].
7. T. Moriya, *Phys. Rev.* **117**, 635 (1960).
8. Ф.П. Онуфриева, *ЖЭТФ* **89**, 2270 (1985).
9. V.M. Kalita, I. Ivanova, and V.M. Loktev, *Phys. Rev.* **B78**, 104415 (2008).
10. H.H. Chen and P.M. Levy, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1383 (1971).
11. В.М. Матвеев, *ЖЭТФ* **65**, 1626 (1973).
12. R. Anderson, *Solid State Phys*. **14**, 99 (1965).
13. R. Elliot and M.J. Thorpe, *Appl. Phys*. **39**, 802 (1968).
14. E. Harris and J. Owen, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 9 (1963).
15. Е.А. Туров, В.Г. Шавров, *УФН* **140**, 429 (1983).
16. Р.О. Зайцев, *ЖЭТФ* **68**, 207 (1975).
17. Ю.Н. Мицай, Ю.А. Фридман, *ТМФ* **81**, 263 (1989).
18. В.М. Локтев, В.С. Островский, *УФЖ* **23**, 1708 (1978).
19. В.В. Вальков, Т.А. Валькова, С.Г. Овчинников, *ЖЭТФ* **88**, 550 (1985).
20. Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, and Ph.N. Klevets, *JMMM* **320**, 435 (2008).
21. Ю.А. Фридман, Д.А. Матюнин, Ф.Н. Клевец, Г.А. Гореликов, *ФТТ* **52**, 1123 (2010).

The effect of magnetoelastic interaction on realization of magnetic spiral structure in frustated non-Heisenberg magnets

Yu.A. Fridman and G.A. Gorelikov

The spectra of coupled magnetoelastic waves in a highly anisotropic non-Heisenberg frustrated spin-one magnet were obtained in the mean-field approximation. The analysis of elementary excitations spectra shows that in the system in addition to the homogeneous phases (the ferromagnetic and quadrupolar ones) the spatially-modulated magnetic structure of a magnetic spiral type can be realized. The points of phase transitions into a spiral phase are determined. It is shown that the magnetoelastic interaction substantially affects the area of existence of the spiral structure.

PACS: **75.10.–b** General theory and models of magnetic ordering;
75.30.Kz Magnetic phase boundaries (including classical and quantum magnetic transitions, metamagnetism, etc.);
75.10.Jm Quantized spin models, including quantum spin frustration;
75.30.Gw Magnetic anisotropy;
75.80.+q Magnetomechanical effects, magnetostriction.

Keywords: magnetoelastic interaction, frustated non-heisenberg magnets, spiral structure.