УДК 537.612

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУХОСНОГО НЕГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Фридман Ю.А., Космачев О.А.[1]

В работе исследованы спектры связанных магнитоупругих волн двухосного ферромагнетика с биквадратичным взаимодействием в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Показано, что динамические свойства магнитоупругих волн и фазовые состояния системы определяются соотношением констант гейзенберговского и биквадратичного обмена. Построена трехмерная фазовая диаграмма исследуемой системы.

Ключевые слова: биквадратичное взаимодействие, фазовая диаграмма, квазифононы, квазимагноны, спектры

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время вызывает большой интерес исследование магнетиков с более сложным, нежели гейзенберговский обмен, взаимодействием между магнитными ионами [1-4]. В практическом отношении представляется интересным изучение характеристик спектра возбуждений таких магнетиков при изменении внешнего магнитного поля. Важность такого исследования определяется существованием ряда синглетных магнетиков [5,6], которые, как известно, при $H = 0$ могут находиться в немагнитном состоянии (в так называемых квадрупольных (КУ) фазах), а при наложении достаточно большого внешнего магнитного поля испытывают переход в магнитную фазу.Природа такого метамагнитного перехода может быть различной. В частности, синглетное основное состояние магнетика может быть обусловлено большой величиной одноионной анизотропии (ОА) [3,4,7]. Другой механизм, приводящий к немагнитной фазе при $H = 0$, может быть наличие биквадратичного взаимодействия [1,2]. В сильно анизотропных, негейзенберговских магнетиках эти два фактора могут действовать одновременно, формируя особенности как основного состояния, так и спектральных свойств.

Кроме указанных факторов на спектральные характеристики магнетиков (особенно в окрестности ориентационных фазовых переходов (ОФП)) большое влияние оказывает учет магнитоупругого (МУ) взаимодействия [8,9].

В этой связи естественно ожидать, что исследование полевых зависимостей спектров магнитных и звуковых возбуждений для различных областей параметров взаимодействий позволяет получить дополнительные сведения о природе синглетных магнетиков и метамагнитных переходов.

[1] Кафедра теоретической физики, E-mail:MAN@expl.cris.crimea.ua

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ СВЯЗАННЫХ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН

В качестве исследуемой системы рассмотрим ферромагнитный кристалл с двухосной ОА и биквадратичным обменным взаимодействием, находящийся во внешнем магнитном поле $\vec{H} \| OX$. Гамильтониан такой системы можно представить в следующем виде:

$$\mathrm{H} = -H\sum_n S_n^x - \frac{1}{2}\sum_{n,n'}\left\{J(n-n')\vec{S}_n\vec{S}_{n'} + K(n-n')\left(\vec{S}_n\vec{S}_{n'}\right)^2\right\} - B_2^0\sum_n\left(3\left(S_n^z\right)^2 - S(S-1)\right) -$$
$$- B_2^2\sum_n\frac{1}{2}\left\{\left(S_n^+\right)^2 + \left(S_n^-\right)^2\right\} + \nu\sum_n S_n^i S_n^j u_{ij}(n) + \int dr\left\{\frac{\lambda+\eta}{2}\sum_i u_{ii}^2 + \eta\sum_{i,j}u_{ij}^2 + \lambda\sum_{i\neq j}u_{ii}u_{jj}\right\}, \tag{1}$$

где S_n^i – спиновый оператор в узле n; $J(n-n'), K(n-n')$ – константы гейзенберговского и биквадратичного взаимодействий, соответственно; B_2^0, B_2^2 – константы ОА; ν – константа МУ связи; λ, η – упругие модули; $u_{ij}(n)$ – компоненты тензора упругих деформаций $(i, j = x, y, z)$.

Не ограничивая общности, можно считать, что $B_2^2 > 0$, поскольку полуплоскость $B_2^2 < 0$ является лишь зеркальным отражением первой с заменой индекса x на y. Таким образом, при $B_2^2 < 0$ после поворота системы координат вокруг оси OZ на угол $\pi/2$, мы получили бы гамильтониан (1) с заменой $B_2^2 \to \left|B_2^2\right|$. Учет влияния внешнего поля, направленного вдоль оси OX, нарушает симметрию задачи, поэтому, в дальнейших вычислениях мы будем учитывать тот факт, что $B_2^2 > 0$. Для простоты вычислений предположим, что спин магнитного иона $S = 1$.

Точный учет ОА и МУ связи удается провести, используя технику операторов Хаббарда [9,10], построенных на полном базисе одноионных состояний.

Выделяя в обменной части (1) среднее поле $\langle S^x \rangle$ и дополнительные поля $q_2^p\,(p = 0,2)$, для одноузельного гамильтониана $\mathrm{H}_0(n)$ получаем:

$$\mathrm{H}_0(n) = -\overline{H}S_n^x - \widetilde{B}_{2n}^0 O_{2n}^0 - \widetilde{B}_{2n}^2 O_{n2}^2 + \nu S_n^i S_n^j u_{ij}(n), \tag{2}$$

где: $\overline{H} = H + \sum_n\left\{J(n-n') - \frac{1}{2}K(n-n')\right\}\langle S^x\rangle$; $\widetilde{B}_{2n}^0 = B_{2n}^0 + \frac{1}{6}\sum_{n'}K(n-n')q_{2n}^0$;

$\widetilde{B}_{2n}^2 = B_{2n}^2 + \frac{1}{2}\sum_{n'}K(n-n')q_{2n}^2$; $q_{2n}^0 = \langle O_{2n}^0\rangle$, $q_{2n}^2 = \langle O_{2n}^2\rangle$; $O_{2n}^0 = 3\left(S_n^z\right)^2 - 2$;

$$O_{2n}^2 = \frac{1}{2}\left\{\left(S_n^+\right)^2 + \left(S_n^-\right)^2\right\}.$$

Решая с гамильтонианом (2) одноионную задачу $H_0\Psi_n(M)=E_M\Psi_n(M)$, получим собственные функции одноузельного гамильтониана и энергетические уровни магнитного иона с учетом МУ взаимодействия:

$$E_+=\frac{\widetilde{B}_2^0-\widetilde{B}_2^2}{2}+\nu\left(u_{xx}^{(0)}+\frac{u_{yy}^{(0)}+u_{zz}^{(0)}}{2}\right)-\frac{\chi}{2},\quad E_0=\frac{\widetilde{B}_2^0-\widetilde{B}_2^2}{2}+\nu\left(u_{xx}^{(0)}+\frac{u_{yy}^{(0)}+u_{zz}^{(0)}}{2}\right)+\frac{\chi}{2},$$

$$E_-=\widetilde{B}_2^2-\widetilde{B}_2^0+\nu\left(u_{yy}^{(0)}+u_{zz}^{(0)}\right),\quad \chi^2=4\overline{H}^2+\left(3\widetilde{B}_{2n}^0+\widetilde{B}_{2n}^2+\nu\left(u_{yy}^{(0)}-u_{zz}^{(0)}\right)\right)^2; \qquad (3)$$

$$\Psi_n(+)=\cos\theta|+\rangle+\sin\theta|0\rangle;\ \Psi_n(0)=-\sin\theta|+\rangle+\cos\theta|0\rangle;\ \Psi_n(-)=|-\rangle. \qquad (4)$$

$$\cos 2\theta=\frac{3\widetilde{B}_{2n}^0+\widetilde{B}_{2n}^2+\nu\left(u_{yy}^{(0)}-u_{zz}^{(0)}\right)}{\chi},\quad |\pm\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(|1\rangle\pm|-1\rangle\right),\ |0\rangle,|1\rangle,|-1\rangle$$ – собственные функции оператора S^z, $u_{ij}^{(0)}$ - спонтанные деформации, которые определяются из условия минимума плотности свободной энергии, и при низких температурах имеют вид:

$$u_{xx}^{(0)}=-\frac{\nu(\lambda+\eta)}{\eta(\eta+3\lambda)};\ u_{yy}^{(0)}=-\frac{\nu(\eta-\lambda)}{\eta(\eta+3\lambda)}\sin^2\theta;\ u_{zz}^{(0)}=-\frac{\nu(\eta-\lambda)}{\eta(\eta+3\lambda)}\cos^2\theta.$$

На собственных функциях (4) одноузельного гамильтониана H_0 построим операторы Хаббарда [9,10] $X_n^{M'M}\equiv|\Psi_n(M')\rangle\langle\Psi_n(M)|$, описывающие переход магнитного иона из состояния M' в состояние M. В терминах операторов Хаббарда гамильтониан (2) можно представить в виде:

$$H_0(n)=\sum_M P_M H_n^M+\sum_\alpha P^\alpha X_n^\alpha,$$

где $H_n^M\equiv X_n^{MM}$ – диагональные операторы Хаббарда, α - корневые векторы.

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда определяется стандартным образом, и в нашем случае имеет вид:

$$S_n^+=\left(H_n^+-H_n^0\right)\sin 2\theta+\left(X_n^{+0}+X_n^{0+}\right)\cos 2\theta+\left(X_n^{-+}-X_n^{+-}\right)\sin\theta+\left(X_n^{-0}-X_n^{0-}\right)\cos\theta$$

$$S_n^-=\left(S_n^+\right)^+,\ S_n^z=\left(X_n^{+-}+X_n^{-+}\right)\cos\theta-\left(X_n^{0-}+X_n^{-0}\right)\sin\theta. \qquad (5)$$

Используя метод функций Грина, подробно описанный в [7,9], удается получить дисперсионное уравнение связанных магнитоупругих волн, справедливое во всем температурном интервале магнитоупорядоченного состояния системы, и при произвольных соотношениях материальных констант. Это уравнение имеет вид:

$$\det\left\|\delta_{ij}+x_{ij}\right\|=0. \qquad (6)$$

СПЕКТРЫ СВЯЗАННЫХ МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН И ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ ДВУХОСНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

Проанализируем уравнение (6) при различных соотношениях между константами гейзенберговского и биквадратичного обменов ($J_0 > K_0$ и $J_0 < K_0$). Для простоты вычислений ограничимся рассмотрением случая низких температур ($T<<T_c$, T_c – температура Кюри).

Рассмотрим наиболее интересный случай, когда волновой вектор совпадает с направлением внешнего поля ($\vec{k} \parallel OX$).В такой геометрии отличными от нуля компонентами единичного вектора поляризации являются e_l^x, e_t^z, e_τ^y.

Как было показано в [3,4], в отсутствие внешнего поля в системе могут реализоваться четыре фазы: две магнитные ($ФМ_x$ – фаза с $\langle S\rangle \parallel OX$ и $ФМ_z$ - фаза с $\langle S\rangle \parallel OZ$) и две КУ – фазы. При $H \neq 0$ (H велико, больше некоторого H_c) анализ параметров порядка системы показывает, что в системе не могут существовать КУ – фазы ни при каких значениях материальных констант, $B_2^0, B_2^2 > 0, K_0, J_0$, поскольку включение магнитного поля приводит к появлению в системе ненулевого магнитного момента. При $H \le H_c$, система перейдет в квадрупольно – ферромагнитную угловую $КФМ_{zx}$- фазу, в которой одновременно существуют $\langle S^x\rangle$ и $\langle S^z\rangle$ компоненты вектора намагниченности. Поле перехода H_c определяется из спектров связанных МУ волн. Для этого исследуем дисперсионное уравнение при $H \ge H_c$, то есть предполагая что система находится в $КФМ_x$ – фазе, вблизи линии фазового перехода $КФМ_x$ – $КФМ_{zx}$.

Уравнение (6) в этом случае "расцепляется" по поляризациям, и решения его имеют вид:

$$\begin{gathered}
\omega_1(k)=\omega_l(k);\ \omega_2(k)\approx\omega_\tau(k);\ \varepsilon_1(k)\approx\chi;\\
\varepsilon_2^2(k)=\left[E_{+-}+J(k)\right]^2-\left[J(k)-K(k)\right]^2\cos 2\theta-\\
-\frac{a_0\left[E_{+-}+J(k)-\left(J(k)-K(k)\right)\cos 2\theta\right]\omega_t^2(k)(1-\cos\theta)}{\left(E_{+-}J(k)\right)^2-\left(J(k)-K(k)\right)^2\cos^2 2\theta};\\
\omega_3^2(k)=\omega_t^2(k)\left\{1+\frac{\left[E_{+-}+J(k)-\left(J(k)-K(k)\right)\cos 2\theta\right]a_0(1-\cos 2\theta)}{\left(E_{+-}+J(k)\right)^2-\left(J(k)-K(k)\right)^2\cos^2 2\theta}\right\};
\end{gathered}\tag{7}$$

Из (7), что l – и τ – поляризованные фононы с магнитной подсистемой не взаимодействуют; $\varepsilon_1(k)$ – высокочастотная магнонная ветвь так же с упругой подсистемой не взаимодействует. Низкочастотная квазимагнонная ветвь и t – поляризованная звуковая волна (квазифононная ветвь $\omega_3(k)$) взаимодействуют друг с другом, образуя гибридизованную МУ волну.

Необходимо отметить, что при уменьшении магнитного поля до величины H_c происходит уменьшение модуля вектора намагниченности до значения $\left\langle S^x \right\rangle_{H=H_c}$. При $H = H_c$ система переходит в КФМ$_{zx}$ – фазу, а при $H = 0$ компонента $\left\langle S^x \right\rangle$ обращается в ноль и система переходит в ФМ$_z$ – фазу [3,4]. Поле H_c мы трактуем как поле фазового перехода (ФП), и оно определяется из условия размягчения спектра t – поляризованных квазифононов. При этом, спектр квазифононов имеет вид:

$$\omega_3^2(k) = \omega_t^2(k)\frac{\alpha k^2 + H - H_c}{\alpha k^2 + H - H_c + a_0},$$

где $\alpha = J_0 R_0^2$, R_0 – радиус взаимодействия. Поле ФП равно:

$$H_c = \sqrt{\frac{3B_2^0 - B_2^2}{2}\cdot\left[\xi - B_2^2 - 3B_2^0 - 2(J_0 - K_0 - a_0)\right]},$$

$$\xi = \sqrt{\left[3\left(B_2^2 - B_2^0\right) + 2(J_0 - K_0 - a_0)\right]^2 + 16\left(3B_2^0 - B_2^2\right)(J_0 - K_0 - a_0)}.$$

Таким образом, при $H = H_c$, в длинноволновом пределе ($\alpha k^2 << a_0$) спектр квазифононов размягчается, а в спектре квазимагнонов появляется МУ щель, равная:

$$\varepsilon_2(0) = \sqrt{a_0(1 - \cos 2\theta_c)\left[a_0(1 - \cos 2\theta_c) + 2(J_0 - K_0)\right]},$$

$$\cos 2\theta_c = \cos 2\theta_{H=H_c} = \frac{3\left(B_2^2 - B_2^0\right) - 2(J_0 - K_0 - a_0) + \xi}{4(J_0 - K_0 - a_0)}.$$

Таким образом, ФП КФМ$_x$ – КФМ$_{zx}$ – фаза происходит путем уменьшения модуля вектора амагниченности, то есть не является переориентационным. Однако, в точке ФП мягкой модой является t – поляризованная квазифононная мода, что характерно для переориентационных фазовых переходов [8]. Следовательно, переориентация в данном случае сводится к повороту главных осей тензора квадрупольных моментов. Такое же поведение наблюдалось в рассматриваемой системе при $H = 0$ и $K_0 > J_0$ [4].

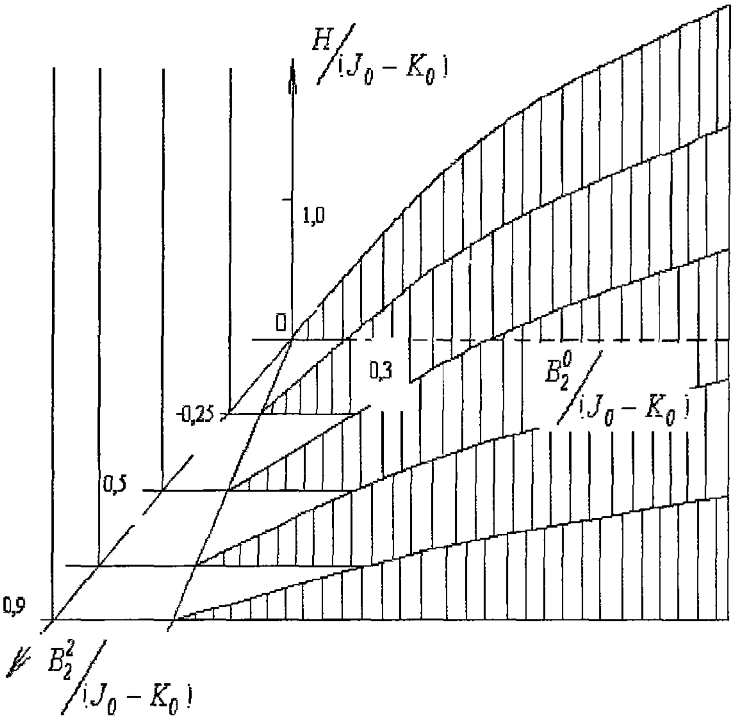

Рис.1.
Фазовая диаграмма двухосного ферромагнетика с биквадратичным взаимодействием при $J_0 > K_0$.

Фазовая диаграмма, соответствующая рассматриваемой ситуации, изображена на рис.1. На этом рисунке приведены несколько ее сечений. Так, область $B_2^2 < 3B_2^0$, $B_2^2 < J_0 - K_0 - a_0$ при $H = 0$ отвечает ФМ$_z$–фазе. Включение поля H вдоль оси OX приводит к тому, что появляется магнитный момент в плоскости ZOX, то есть возникает КФМ$_{zx}$ – фаза (заштрихованные области фазовой диаграммы). При достижении критического поля H_c система переходит в КФМ$_x$ – фазу путем роста модуля вектора намагниченности.

Если биквадратичный обмен превосходит гейзенберговское взаимодействие, то в отсутствие внешнего магнитного поля в системе могут реализовываться только две квадрупольные фазы КУ$_1$ и КУ$_2$ [3,4].Включение поля приводит к невозможности существования КУ$_1$- и КУ$_2$ – фаз, поскольку при $H \neq 0$ $\langle S^x \rangle \neq 0$. Анализ спектров элементарных возбуждений показывает, что в этом случае не существует значений магнитного поля, при котором в системе появлялась бы компонента намагниченности $\langle S^z \rangle$. Таким образом, при $K_0 > J_0, H \neq 0$ система находится в КФМ$_x$ – фазе и не испытывает ФП.

Список литературы

1. Нагаев Э.Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. -- М.: Наука, 1988.—232 с.
2.Локтев В.М., Островский В.С.// ФНТ- 1994, Т.**20**, -С. 983-1003.
3. Вальков В.В, Мацулева Г.Н., Овчинников С.Г.// ФТТ-1989, Т. **31**, - С.60-68.
4. Мицай Ю.Н, Фридман Ю.А, Кожемяко О.В., Космачев О.А.// ФНТ-1999, Т.25,-С. 690-698.
5.R.Aleonard, P.Morin.// Phys. Rev. –1979, V.**19B**, -P. 3868-3874.
6.P.Morin, J.Rouchy, D.Schmitt.// Phys. Rev. –1978, V.**17B**, -P. 3684-3690.
7.Mitsay Yu.N., Fridman Yu.A., Kozhemyako O.V., Kochmanski M.S.// Acta Physica Polonica A.-1999, V.**96**, -P. 363-369.
8..Туров Е.А, Шавров В.Г.// УФН-1983, Т. **140**, -С. 429-452.
9. Мицай Ю.Н., Фридман Ю.А.// ТМФ-1989, Т.**81**, -С. 263-270.
10. Зайцев Р.О.// ЖЭТФ-1975, Т.**68**, -С. 207-215.

Анотація

Фрідман Ю.А., Космачов О.О. Фазові стани двохосьового негейзенбергівського феромагнетика в зовнішньому магнітному полі//Ученые записки ТНУ,2000,99,№1,3 – 4.

У роботі досліджені спектри пов'язаних магнітопружних хвиль двохосьового феромагнетика з біквадратичною взаємодією в залежності від величини зовнішнього магнітного поля. Показано, що динамічні властивості магнітопружних хвиль і фазові стани системи визначаються співвідношенням констант гейзенбергівського і біквадратичного обміну. Побудовано тривимірну фазову діаграму досліджуваної системи.

Ключові слова: біквадратична взаємодія, фазова діаграма, квазімагнони, квазіфонони, спектри.

Summary

Fridman Yu.A., Kosmachev O.A. The phase state of a biaxial nonheisenberg ferromagnet in an exterior magnetic field // Uchenye zapiski TNU, 2000, 99, No.1, 3 — 4.

In the paper the dependence of coupled magnetoelastic waves spectra for a biaxial ferromagnet with biquadratic exchange on magnitude of external magnetic field one investigated . It is shown, that the dynamic properties of magnetoelastic waves and phase states of a system are determined by the relation of a Heisenberg and biquadratic exchange constants. The three-dimensional phase diagram of system under study is obtained.

Keywords: biquadratic exchange, phase diagram, quasimagnons, quasiphonons, spectra