

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ЛЕГКОПЛОСКОСТНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА С БОЛЬШОЙ НАКЛОННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Ю. А. Фридман^{a,*}, Ф. Н. Клевец^{a,b}, Г. А. Гореликов^a, А. Г. Мелешко^a

^a Таврический национальный университет им. В. И. Вернадского
95007, Симферополь, АР Крым, Украина

^b Institut für Physik, Universität Augsburg
86159, Augsburg, Germany

Поступила в редакцию 19 марта 2012 г.

Изучены спиновые состояния двумерной пленки, обладающей легкоплоскостной анизотропией и большой одноионной наклонной анизотропией, ось которой образует некоторый угол с нормалью к плоскости пленки. В такой системе возможна реализация угловой ферромагнитной фазы, пространственно-неоднородного состояния и квадрупольной фазы, реализация которых существенно зависит как от величины наклонной анизотропии, так и от ориентации волнового вектора в плоскости пленки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, при микроскопическом описании магнитных диэлектриков в спиновом гамильтониане возникают слагаемые вида $S_n^i \beta_{ij} S_n^j$, соответствующие энергии одноионной анизотропии, возникновение которой обусловлено спин-орбитальным взаимодействием (S_n^i — i -я компонента спинового оператора в узле n ; β_{ij} — компоненты тензора одноионной анизотропии) [1]. Аналогичного вида слагаемые можно выделить из энергии магнитодипольного взаимодействия, однако вклад этого взаимодействия обычно мал по сравнению с одноионной анизотропией. Простейшей магнитной системой, обладающей одноионной анизотропией, является магнетик со спином магнитного иона равным единице. В такой системе тензор одноионной анизотропии, обычно, является диагональным, причем $\beta_{zz} \neq \beta_{xx} = \beta_{yy}$. Такой вид компонент тензора анизотропии приводит к возникновению в магнетике одноосной одноионной анизотропии. Данная модель хорошо зарекомендовала себя при описании многих магнитных систем, однако технологические сложности, возникающие при создании магнитоупорядоченных систем, приводят к нарушению диагональности тензора анизотропии. Поэтому более реалистичной моделью яв-

ляется также учет недиагональных компонент тензора одноионной анизотропии $\beta_{zz} \neq \beta_{xx} = \beta_{yy}$, $\beta_{xz} = \beta_{zx}$. Такая модель описывает наклонную анизотропию, лежащую в плоскости xz , с осью легкого намагничивания, образующей угол φ с осью z . Интерес к такого рода моделям обусловлен тем, что они достаточно адекватно описывают энергию анизотропии разориентированных пленок феррит-гранатов. Так, например, в работе [2] показано, что в рамках двухпараметрической модели [3] в (111)-разориентированных пленках реализуется наклонная анизотропия. Причем ось легкого намагничивания лежит в той же плоскости, что и угол разориентации — в работе [2] это плоскость $(\bar{1}10)$. В работе [4] изучались процессы перемагничивания (112)-пленок (частный случай разориентированной (111)-пленки). В этой работе показано, что если внешнее поле приложено в плоскости $(\bar{1}10)$, то в той же плоскости лежит и вектор намагниченности. Таким образом, если ввести в плоскости $(\bar{1}10)$ координаты x и z , то можно показать, что энергия анизотропии будет описываться двумя константами: β_{zz} и β_{xz} [4, 5].

Практическая ценность исследований систем с наклонной ориентацией легкоосной одноионной анизотропии состоит в том, что такие системы перспективны при создании устройств магнитооптической обработки информации, дефектоскопии, визуализа-

*E-mail: frid@t.nu.crimea.ua

ции неоднородных магнитных полей, при исследовании наноструктурных магнитных материалов и др. [6–8]. Так, например, исследования магнитных свойств наногранулярных пленок с анизотропией типа «легкая ось» имеют большой научный и практический интерес [9–12] как минимум потому, что они перспективны для создания сред с высокой плотностью записи информации.

Системы со сложной одноионной анизотропией, описанные выше, достаточно хорошо изучены для случая малой величины одноионных анизотропий ($\beta, \beta_{xz} \ll J_0$) [13, 14]. Однако существует больший класс магнитоупорядоченных систем, в которых энергия одноионной анизотропии достаточно велика. В настоящей работе нами рассмотрен класс магнитных систем, обладающих как большой легкоплоскостной одноионной анизотропией β , сравнимой или даже превышающей величину обменного взаимодействия J_0 , так и большой наклонной анизотропией β_{xz} . Наличие в системе большой легкоплоскостной анизотропии приводит к целому ряду интересных эффектов, которые имеют чисто квантовый характер и не могут быть объяснены в рамках феноменологических моделей [15–21]. Среди этих эффектов выделим образование так называемых квадрупольных фаз, характеризующихся наличием дальнего магнитного порядка, но не векторного типа (намагниченность системы равна нулю), а тензорного типа [21].

В данной работе будут рассмотрены фазовые состояния и фазовые переходы по материальным параметрам двумерной системы с большой наклонной анизотропией ($\beta_{xz} > \beta$). Двумерность системы подразумевает существенное влияние магнитодипольного взаимодействия, которое может приводить к реализации пространственно-неоднородных фазовых состояний [22, 23]. Кроме того, мы предполагаем, что пленка имеет толщину в несколько атомных слоев, т. е. является $2D$ -объектом. Это предположение означает, что материальные параметры системы, такие как обменный интеграл и константы одноионной анизотропии, невозможно разделить на «объемные» и «поверхностные». Такое разделение параметров на поверхностные и объемные является важным для пленок конечной толщины. Кроме того, при таком подходе необходимо учитывать кристаллографическую симметрию системы. Однако для рассматриваемой в данной работе модели разделение параметров на объемные и поверхностные невозможно, и, естественно, не учитывается. Также, не теряя общности, будем считать спин магнитного иона равным единице.

2. ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА С ПРЕОБЛАДАЮЩИМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ($J_0 > \beta_{xz} > \beta$)

Как нам кажется, наиболее интересным является случай тонких ферромагнитных пленок, в которых необходимо учитывать влияние магнитодипольного взаимодействия. Рассмотрим тонкую ферромагнитную пленку со спином $S = 1$. Гамильтониан такой системы можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} (J_{nn'} \delta_{ij} + V_{nn'}^{ij}) S_n^i S_{n'}^j + \beta \sum_n O_{2n}^0 - \beta_{xz} \sum_n O_{2n}^{xz}, \quad (1)$$

где $J_{nn'}$ — обменный интеграл; S_n^i — i -я компонента спинового оператора в узле n ; β — константа легкоплоскостной одноионной анизотропии (базисная плоскость xy); β_{xz} — константа легкоосной одноионной наклонной анизотропии в плоскости xz ; $O_{2n}^0 = 3(S_n^z)^2 - S(S+1)$ и $O_{2n}^{xz} = S_n^x S_n^z + S_n^z S_n^x$ — операторы Стивенса; $V_{nn'}^{ij}$ — компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия, фурье-образы которых имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} V_k^{xx} &= \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k \cos^2 \psi, \\ V_k^{yy} &= \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k \sin^2 \psi, \\ V_k^{zz} &= -\frac{2}{3} A_0 + \Omega_0 k, \\ V_k^{xy} &= V_k^{yx} = -\frac{\Omega_0 k}{2} \sin 2\psi, \\ V_k^{xz} &= V_k^{zx} = V_k^{yz} = V_k^{zy} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$A_0 = \frac{3}{2} (g\mu_B)^2 \sum_{R \neq 0} R^{-3}, \quad \Omega_0 = \frac{2\pi (g\mu_B)^2}{a^2};$$

a^2 — «объем» плоской элементарной ячейки; g — гиромагнитное отношение; μ_B — магнетон Бора; ψ — угол между направлением волнового вектора \mathbf{k} в базисной плоскости xy и осью x . Дальнейшее рассмотрение будем проводить для случая низких температур, много меньших температуры Кюри. При этом предполагается, что константа наклонной анизотропии превышает константу легкоплоскостной анизотропии ($\beta_{xz} > \beta$).

Конкуренция легкоплоскостной и наклонной анизотропий приводит к тому, что магнитный момент будет лежать в плоскости xz под некоторым

углом θ к оси z . Повернем систему координат, связанную с магнитным ионом, вокруг оси y на угол θ так, чтобы магнитный момент был направлен по оси z :

$$U(\theta) = \prod_n \exp[i\theta S_n^y],$$

и, выделяя среднее поле, получим одноузельный гамильтониан

$$\mathcal{H}_0(\theta) = -\overline{H}_z(\theta) \sum_n S_n^z - \overline{H}_x(\theta) \sum_n S_n^x + B_2^0(\theta) \times \\ \times \sum_n O_{2n}^0 + B_2^2(\theta) \sum_n O_{2n}^2 - B_2^{xz}(\theta) \sum_n O_{2n}^{xz}, \quad (3)$$

где

$$B_2^0(\theta) = \frac{\beta}{8}(1 + 6 \cos 2\theta) + \frac{3\beta_{xz}}{2} \sin 2\theta;$$

$$B_2^2(\theta) = \frac{\beta}{8}(1 - 2 \cos 2\theta) - \frac{\beta_{xz}}{2} \sin 2\theta,$$

$$B_2^{xz}(\theta) = \frac{\beta}{4} \sin 2\theta - \frac{\beta_{xz}}{2} \cos 2\theta;$$

$$\overline{H}_z(\theta) = (J_0 + V_0^{xx} \sin^2 \theta + V_0^{zz} \cos^2 \theta) \langle S^z \rangle,$$

$$\overline{H}_x(\theta) = \frac{\sin 2\theta}{2} (V_0^{zz} - V_0^{xx}) \langle S^z \rangle.$$

Решая с гамильтонианом (3) одноузельную задачу, получим энергетические уровни магнитного иона

$$E_1 = (B_2^0 - \overline{H}_z \cos 2\alpha + B_2^2 \sin 2\alpha) \cos^2 \delta + \\ + \frac{B_2^{xz} - \overline{H}_x}{\sqrt{2}} (\cos \alpha - \sin \alpha) \sin 2\delta, \\ E_0 = (B_2^0 - \overline{H}_z \cos 2\alpha + B_2^2 \sin 2\alpha) \sin^2 \delta - \\ - \frac{B_2^{xz} - \overline{H}_x}{\sqrt{2}} (\cos \alpha - \sin \alpha) \sin 2\delta, \\ E_{-1} = B_2^0 + \overline{H}_z \cos 2\alpha - B_2^2 \sin 2\alpha, \quad (4)$$

и собственные функции гамильтониана (3)

$$|\psi(1)\rangle = \cos \alpha \cos \delta |1\rangle + \sin \delta |0\rangle + \sin \alpha \cos \delta |-1\rangle, \\ |\psi(0)\rangle = -\cos \alpha \sin \delta |1\rangle + \cos \delta |0\rangle + \\ + \sin \alpha \sin \delta |-1\rangle, \\ |\psi(-1)\rangle = -\sin \alpha |1\rangle + \cos \alpha |-1\rangle. \quad (5)$$

Параметры α, δ — параметры обобщенного u - v -преобразования [24], возникающие при диагонализации гамильтониана (3).

На базе собственных функций (5) одноузельного гамильтониана построим операторы Хаббарда $X^{MM'} = |\psi(M')\rangle\langle\psi(M)|$ [25], описывающие переход магнитного иона из состояния M в состояние M' .

Эти операторы связаны со спиновыми операторами следующим образом:

$$S^z = \cos 2\alpha \cos^2 \delta X^{11} + \cos 2\alpha \sin^2 \delta X^{00} - \\ - \cos 2\alpha X^{-1-1} - \frac{1}{2} \cos 2\alpha \sin 2\delta (X^{10} + X^{01}) + \\ + \sin 2\alpha \sin \delta (X^{0-1} + X^{-10}) - \\ + \sin 2\alpha \cos \delta (X^{1-1} + X^{-11}), \\ S^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} [\sin 2\delta (\cos \alpha + \sin \alpha) X^{11} - \\ - \sin 2\delta (\cos \alpha + \sin \alpha) X^{00}] + \\ + \sqrt{2} [(\cos \alpha \cos^2 \delta - \sin \alpha \sin^2 \delta) X^{10} + \\ + (\sin \alpha \cos^2 \delta - \cos \alpha \sin^2 \delta) X^{01} + \\ + \cos \alpha \cos^2 \delta X^{0-1} - \sin \alpha \cos \delta X^{-10} + \\ + \cos \alpha \sin \delta X^{1-1} - \sin \alpha \sin \delta X^{-11}], \\ S^- = (S^+)^{\dagger}. \quad (6)$$

Из вида энергетических уровней (4) видно, что при рассматриваемом соотношении параметров системы ($J_0 > \beta_{xz} > \beta$) низший энергетический уровень, соответствующий основному состоянию, будет уровень E_1 . Это означает, что в низкотемпературном пределе, который мы исследуем, уровень E_1 определяет плотность свободной энергии. Из анализа плотности свободной энергии системы можно определить параметры α, δ обобщенного u - v -преобразования, а также значение равновесного угла θ , которые имеют следующие значения:

$$\operatorname{tg} 2\theta = -\frac{2\beta_{xz}}{\beta + 2A_0}, \quad \operatorname{tg} 2\alpha = -\frac{B_2^2}{\overline{H}_z}, \quad \delta = 0. \quad (7)$$

Используя соотношения (6), найденные значения параметров α, δ , а также значение равновесного угла θ (см. (7)), получим, что $\langle S^z \rangle \approx 1$. Такое значение параметра порядка характерно для ферромагнитного упорядочения, и это состояние, в данном случае, мы назовем угловой ферромагнитной фазой (УФМ).

Нас интересуют спектры элементарных возбуждений рассматриваемой системы, которые позволяют исследовать не только динамику системы, но и линии (точки) устойчивости соответствующих фаз. Спектры магнонов можно получить, воспользовавшись методом бозонизации операторов Хаббарда [26]. Основная идея метода состоит в построении бозевского аналога гамильтониана (1). Первый этап заключается в представлении спиновых операторов через операторы Хаббарда. Далее хаббардовским операторам X_n^α ставятся в соответствие псевдохаббардовские операторы \tilde{X}_n^α , связанные с операторами рождения и уничтожения магнонов, и путем

диагонализации вторично квантованного гамильтониана получаются спектры элементарных возбуждений.

Используя выражения (7), перепишем энергетические уровни (4) и волновые функции (5) системы следующим образом:

$$E_1 = B_2^0 - \chi, \quad E_0 = 0, \quad E_{-1} = B_2^0 + \chi, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} |\psi(1)\rangle &= \sqrt{\frac{\chi + \overline{H}_z}{2\chi}} |1\rangle + \sqrt{\frac{\chi - \overline{H}_z}{2\chi}} |-1\rangle, \\ |\psi(0)\rangle &= |0\rangle, \\ |\psi(-1)\rangle &= -\sqrt{\frac{\chi - \overline{H}_z}{2\chi}} |1\rangle + \sqrt{\frac{\chi + \overline{H}_z}{2\chi}} |-1\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\chi = \sqrt{(\overline{H}_z)^2 + (B_2^0)^2}$.

Построенные на базе волновых функций системы операторы Хаббарда для данного случая связаны со спиновыми операторами следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} S^z &= \frac{\overline{H}_z}{\chi} (X^{11} - X^{-1-1}) + \frac{B_2^0}{\chi} (X^{1-1} + X^{-11}), \\ S^+ &= \sqrt{\frac{\chi + \overline{H}_z}{\chi}} (X^{10} + X^{0-1}) + \\ &+ \sqrt{\frac{\chi - \overline{H}_z}{\chi}} (X^{01} - X^{-10}); \quad S^- = (S^+)^+. \end{aligned} \quad (10)$$

В терминах операторов Хаббарда одноузельный гамильтониан является диагональным:

$$\mathcal{H}_0(\theta) = \sum_{M=\pm 1,0} E_M X^{MM}.$$

Таким образом, первый этап задачи по нахождению спектра магнонов завершен. Далее хаббардовским операторам ставятся в соответствие псевдохаббардовские операторы, связанные с бозевскими операторами рождения и уничтожения соотношениями

$$\begin{aligned} \tilde{X}_n^{11} &= 1 - a_n^+ a_n - b_n^+ b_n; \quad \tilde{X}_n^{00} = a_n^+ a_n; \\ \tilde{X}_n^{-1-1} &= b_n^+ b_n; \quad \tilde{X}_n^{10} = (1 - a_n^+ a_n - b_n^+ b_n) a_n; \\ \tilde{X}_n^{01} &= a_n^+; \quad \tilde{X}_n^{1-1} = (1 - a_n^+ a_n - b_n^+ b_n) b_n; \\ \tilde{X}_n^{-11} &= b_n^+; \quad \tilde{X}_n^{0-1} = a_n^+ b_n; \quad \tilde{X}_n^{-10} = b_n^+ a_n. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь a — бозе-операторы, соответствующие переходу иона из состояния E_1 в состояние E_0 и наоборот, b — бозе-операторы, соответствующие переходу из

состояния E_1 в состояние E_{-1} и наоборот. Используя (11), перепишем гамильтониан (1) в терминах вторично квантованных операторов:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \sum_k [(E_{-1} - E_1) b_k b_k^+ + (E_0 - E_1) a_k a_k^+] - \\ &- \frac{1}{4} \sum_k \left\{ \left[J_k + \frac{1}{2} (V_k^{xx} + V_k^{zz}) + \frac{\cos 2\theta}{2} (V_k^{xx} - V_k^{zz}) \right] \times \right. \\ &\quad \times \left(1 + \frac{B_2^0}{\chi} \right) (a_k a_{-k} + a_k^+ a_{-k}^+ + 2a_k a_k^+) - \\ &\quad - (J_k + V_k^{yy}) \left(1 - \frac{B_2^0}{\chi} \right) (a_k a_{-k} + a_k^+ a_{-k}^+ - 2a_k a_k^+) + \\ &\quad \left. + i \cos \theta V_k^{xy} (a_k^+ a_{-k}^+ - a_k a_{-k}) \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Диагонализуя (12) стандартным образом, получим

$$\mathcal{H} = \sum_k \varepsilon_\alpha(k) a_k^+ a_k + \sum_k \varepsilon_\beta(k) \beta_k^+ \beta_k, \quad (13)$$

где $\varepsilon_\alpha(k)$ и $\varepsilon_\beta(k)$ — спектры соответственно низкочастотных и высокочастотных магнонов:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\alpha^2(k) &= \left\{ E_0 - E_1 - \frac{1}{2} \left[\left[J_k + \frac{1}{2} (V_k^{xx} + V_k^{zz}) + \frac{\cos 2\theta}{2} (V_k^{xx} - V_k^{zz}) \right] \left(1 + \frac{B_2^0}{\chi} \right) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (J_k + V_k^{yy}) \left(1 + \frac{B_2^0}{\chi} \right) \right] \right\}^2 - \\ &- \frac{1}{4} \left\{ \left[J_k + \frac{1}{2} (V_k^{xx} + V_k^{zz}) + \frac{\cos 2\theta}{2} (V_k^{xx} - V_k^{zz}) \right] \times \right. \\ &\quad \times \left(1 + \frac{B_2^0}{\chi} \right) - (J_k + V_k^{yy}) \left(1 - \frac{B_2^0}{\chi} \right) \left. \right\}^2 - \\ &\quad - (V_k^{xy})^2 \cos^2 \theta, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\varepsilon_\beta^2(k) = (E_{-1} - E_1)^2. \quad (15)$$

Очевидно, что спектр высокочастотных магнонов (15) является бездисперсионным, и мы сфокусируем наше внимание на наиболее интересном низкочастотном спектре (14). Напомним, что волновой вектор \mathbf{k} ориентирован в плоскости xy и составляет угол ψ с осью x . Далее рассмотрим выражение для низкочастотного спектра элементарных возбуждений (14) в приближении $J_0 \gg \beta_{xz} \gg \beta$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\alpha}^2(k) = & \left\{ \frac{5\beta_{xz}}{4} - \frac{3\beta}{16} \left(1 + \frac{5\beta}{2\beta_{xz}} \right) - \frac{A_0}{24} - \right. \\ & \left. - \frac{23\beta A_0}{16\beta_{xz}} - \frac{A_0^2}{\beta_{xz}} - \frac{\Omega_0}{8} \right\} \times \\ & \times \left[\sin^2 \psi - 3 \frac{\beta + 2A_0}{2\beta_{xz}} (1 + \cos^2 \psi) \right] k + \frac{J_0}{2} k^2 \left\{ \right. \\ & \times \left\{ \frac{7\beta_{xz}}{4} - \frac{\beta}{16} \left(1 + \frac{21\beta}{2\beta_{xz}} \right) - \frac{5A_0}{24} - \frac{29\beta A_0}{16\beta_{xz}} - \right. \\ & \left. - \frac{A_0^2}{\beta_{xz}} + \frac{\Omega_0}{8} \left[5 \sin^2 \psi + \frac{\beta + 2A_0}{2\beta_{xz}} (1 + \cos^2 \psi) \right] k + \right. \\ & \left. \left. + \frac{J_0}{2} k^2 \right\} \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

Как следует из выражения (16), спектр низкочастотных магнонов существенно зависит от ориентации волнового вектора в базисной плоскости. Так, в зависимости от величины угла ψ знак линейного по волновому вектору слагаемого в спектре (16) может меняться. Очевидно, что когда это слагаемое будет отрицательным, мы получим так называемый неоднородный спектр элементарных возбуждений — знак при линейных и квадратичных по \mathbf{k} слагаемых будет разным. В результате минимуму энергии элементарных возбуждений соответствует не $k = 0$, а некоторое критическое значение $k = k^*$. Угол ψ_0 , соответствующий изменению знака при линейном по \mathbf{k} слагаемом связан с параметрами системы следующим образом:

$$\cos \psi_0 = 1 - 3 \frac{\beta + 2A_0}{2\beta_{xz}}. \quad (17)$$

Если $\psi > \psi_0$, то система переходит в пространственно-неоднородное состояние (НС) с периодом неоднородности

$$\frac{1}{k^*} = \frac{8J_0}{\Omega_0 \eta(\psi)}, \quad (18)$$

где

$$\eta(\psi) = \sin^2 \psi - 3 \frac{\beta + 2A_0}{2\beta_{xz}} (1 + \cos^2 \psi).$$

Напомним, что мы рассматриваем случай разориентированных магнитных пленок, т.е. $\beta_{xz} \gg \beta, A_0, \Omega_0$. С учетом этого, а также соотношения (18) энергетическая щель в спектре (16) обращается в нуль при следующем критическом значении константы наклонной анизотропии:

$$\beta_{xz}^{C_1} \approx \beta + 2.6A_0 + \frac{\Omega_0^2}{50J_0} \sin^4 \psi, \quad (19)$$

которое соответствует фазовому переходу из фазы УФМ в НС.

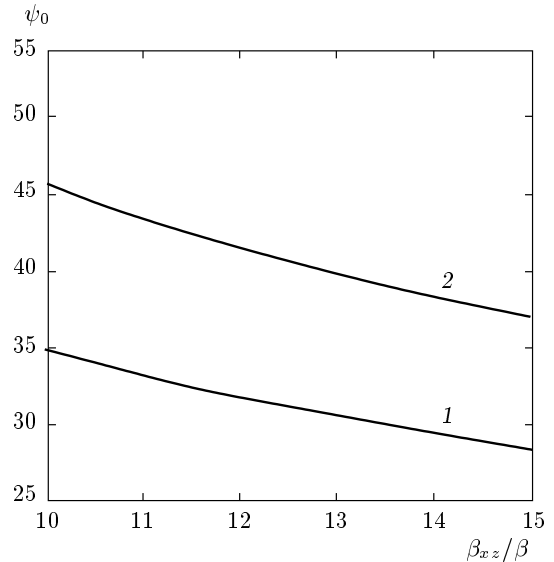


Рис. 1. Зависимость критического угла ψ_0 от материальных параметров системы. Кривая 1 соответствует значению $A_0/\beta = 0.1$, кривая 2 соответствует значению $A_0/\beta = 0.5$

В случае, когда $\psi < \psi_0$, мы получаем стандартный вид спектра элементарных возбуждений, который имеет минимум при $k = 0$. Из условия обращения в нуль щели в спектре магнонов получим линию устойчивости УФМ-фазы

$$\beta_{xz}^{C_2} \approx \beta + 2.6A_0. \quad (20)$$

Таким образом, учет влияния магнитодипольного взаимодействия приводит к формированию неоднородного состояния, реализация которого существенно зависит от ориентации волнового вектора в базисной плоскости. Как следует из соотношения (17), при $\beta_{xz} \rightarrow \infty$ угол $\psi_0 \rightarrow 0$, и, следовательно, НС может реализовываться практически при произвольной ориентации волнового вектора. Необходимо также отметить, что период пространственной неоднородности также зависит от ориентации волнового вектора, и при стремлении $\psi \rightarrow \psi_0$, как следует из (18), $1/k^* \rightarrow \infty$, что соответствует реализации однородного (монокристаллического) состояния. Зависимость критического угла ψ_0 от величины константы наклонной анизотропии (при различных значениях легкоплоскостной анизотропии и величины магнитодипольного взаимодействия) приведена на рис. 1. Необходимо отметить, что угол ψ_0 , как следует из (17), может меняться в пределах $(-\pi/2, \pi/2)$, причем предельное значение ψ_0 существенно зависит от величины параметра магнитодипольного взаимодействия A_0 , и достигает значения $\pm\pi/2$ при

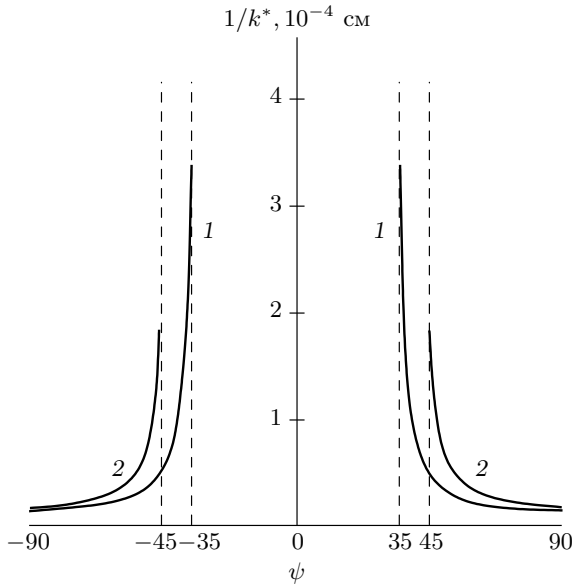


Рис. 2. Область существования пространственно-неоднородного состояния при различных значениях материальных параметров: линия 1 — $\beta_{xz}/\beta = 10$, $A_0/\beta = 0.1$, линия 2 — $\beta_{xz}/\beta = 10$, $A_0/\beta = 0.5$

$A_0 > \beta$, что для рассматриваемого здесь случая не реализуется. Кроме того, на рис. 2 приведена зависимость периода пространственной неоднородности от ориентации волнового вектора в плоскости пленки. Как видно на рис. 1 и 2, НС реализуется при $\psi > \psi_0$ и $\psi < -|\psi_0|$ (т. е. когда волновой вектор \mathbf{k} ориентирован в первом или четвертом квадранте), и при увеличении модуля угла ψ период неоднородности уменьшается, т. е. влияние магнитодипольного взаимодействия усиливается. В интервале углов $-|\psi_0| < \psi < \psi_0$ период неоднородности отрицателен, т. е. в этом интервале углов в системе реализуется пространственно-однородная фаза. По мере приближения к ψ_0 в НС, как видно на рис. 2, период неоднородности увеличивается. Таким образом, существенное уменьшение периода неоднородности может быть достигнуто путем соответствующей ориентации волнового вектора, что выгодно с точки зрения практического применения в устройствах хранения информации.

3. ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА С БОЛЬШОЙ НАКЛОННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ($\beta_{xz} > \beta > J_0$)

Предположим теперь, что энергия наклонной анизотропии β_{xz} существенно превышает все осталь-

ные взаимодействия, включая энергию обменного взаимодействия J_0 : $\beta_{xz} > \beta > J_0 > A_0, \Omega_0$. Как было показано в работах [27–29], в сильноанизотропном магнетике возможна реализация магнитоупорядоченного состояния с равной нулю намагниченностью ($\langle S^z \rangle = 0$), характеризуемого не векторным, а тензорным параметром порядка. Это фазовое состояние получило название квадрупольной фазы. В квадрупольной фазе параметрами порядка являются следующие величины: $q_2^0 = \langle O_2^0 \rangle$, $q_2^2 = \langle O_2^2 \rangle$ и $q_2^{xz} = \langle O_2^{xz} \rangle$. Чтобы упростить задачу, как и ранее, выполним поворот системы координат на угол θ так, чтобы тензор квадрупольных параметров порядка имел диагональный вид ($q_2^{xz} = 0$). При этом угол такого поворота будет иметь значение:

$$\text{tg } 2\theta = -\frac{2\beta_{xz}}{\beta}, \quad (21)$$

а геометрическим образом квадрупольной фазы будет бесконечно тонкий диск. После этого унитарного преобразования константы эффективных одноионных анизотропий в квадрупольной фазе примут следующие значения:

$$\begin{aligned} B_2^0 &= -\frac{1}{16\beta_{xz}}(24\beta_{xz}^2 - 2\beta_{xz}\beta - 9\beta^2); \\ B_2^2 &= \frac{1}{16\beta_{xz}}(8\beta_{xz}^2 + 2\beta_{xz}\beta - 3\beta^2); \quad B_2^{xz} = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

В этом случае одноузельный гамильтониан системы (3) примет довольно простой вид:

$$\mathcal{H}_0 = B_2^0 \sum_n O_{2n}^0 + B_2^2 \sum_n O_{2n}^2. \quad (23)$$

Как и ранее, исследуем систему для случая низких температур, т. е. много меньших температуры Кюри. Решая с гамильтонианом (23) одноузельную задачу, найдем энергетические уровни магнитного иона и собственные функции гамильтониана (23) в квадрупольной фазе:

$$\begin{aligned} E_1 &= -2\beta_{xz} + \frac{3\beta^2}{4\beta_{xz}}; \quad E_0 = 0; \\ E_{-1} &= -\beta_{xz} + \frac{\beta}{4} + \frac{3\beta^2}{8\beta_{xz}}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} |\psi(1)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |-1\rangle); \quad |\psi(0)\rangle = |0\rangle; \\ |\psi(-1)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |-1\rangle). \end{aligned} \quad (25)$$

Из выражения (25) следует, что в системе не происходит инверсии энергетических уровней и низшим энергетическим уровням остается E_1 .

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда в квадрупольной фазе также существенно упрощается по сравнению со случаем, рассмотренным выше, и имеет вид

$$S_n^z = X_n^{-11} + X_n^{1-1}, \quad (26)$$

$$S_n^+ = X_n^{10} - X_n^{01} + X_n^{0-1} + X_n^{-10}, \quad S_n^- = (S_n^+)^+.$$

Воспользовавшись выражением (26), найдем параметры порядка в квадрупольной фазе:

$$\langle S^z \rangle = 0, \quad q_2^0 = \langle O_2^0 \rangle = 1, \quad (27)$$

$$q_2^2 = \langle O_2^2 \rangle = -1, \quad q_2^{xz} = \langle O_2^{xz} \rangle = 0.$$

Как и ранее, для определения спектров элементарных возбуждений воспользуемся методом бозонизации операторов Хаббарда. Тогда гамильтониан (1) в квадрупольной фазе в терминах бозевских операторов имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_k [(E_{-1} - E_1) b_k b_k^+ + (E_0 - E_1) a_k a_k^+] + \frac{1}{2} \sum_k (J_k + V_k^{yy}) (a_k a_{-k} + a_k^+ a_{-k}^+ - 2a_k a_k^+). \quad (28)$$

Диагонализуя гамильтониан (28), получим

$$\mathcal{H} = \sum_k \varepsilon'_\alpha(k) \alpha_k'^+ \alpha_k' + \sum_k \varepsilon'_\beta(k) \beta_k'^+ \beta_k'. \quad (29)$$

Здесь $\varepsilon'_\alpha(k)$ и $\varepsilon'_\beta(k)$ — спектры магнонов в квадрупольной фазе, имеющие следующий вид:

$$\varepsilon'_\alpha(k) = [E_0 - E_1 - (J_k + V_k^{yy})]^2 - \frac{1}{4} (J_k + V_k^{yy})^2, \quad (30)$$

$$\varepsilon'_\beta(k) = (E_{-1} - E_1)^2. \quad (31)$$

Спектр $\varepsilon'_\alpha(k)$ является низкочастотным, а $\varepsilon'_\beta(k)$, соответственно, высокочастотным. Низкочастотный спектр в отличие от высокочастотного является дисперсионным, поэтому сфокусируем наше внимание на нем. Напомним, что мы работаем в приближении малого обменного взаимодействия, поэтому спектр (30) можно представить следующим образом:

$$\varepsilon'_\alpha(k) = \beta_{xz}^2 - 4\beta_{xz} \left(J_0 + \frac{A_0}{3} \right) - 3\beta^2 + \frac{3}{4} J_0^2 + \frac{J_0 A_0}{2} + \frac{A_0^2}{12} + \left(4\beta_{xz} - \frac{3\beta^2}{2\beta_{xz}} - \frac{3}{4} J_0 - \frac{A_0}{2} \right) \times \left(\Omega_0 k \sin^2 \psi + \frac{J_0}{2} k^2 \right) + \frac{3}{4} \Omega_0^2 k^2 \sin^4 \psi. \quad (32)$$

Из выражения (32) следует, что минимум энергии магнонов будет наблюдаться при $k = 0$. Из условия обращения в нуль энергетической щели низкочастотного спектра найдем критическое значение константы наклонной анизотропии, при котором фазовое состояние теряет устойчивость:

$$\beta_{xz}^C = \frac{\sqrt{3}}{2} \beta + \frac{J_0}{2} + \frac{A_0}{6}. \quad (33)$$

Как следует из (33), критическое значение константы наклонной анизотропии не зависит от ориентации волнового вектора. Это связано с тем, что в квадрупольной фазе намагниченность (на один узел) равна нулю, а компоненты тензора квадрупольных моментов лежат в плоскости yz ($q_2^0 = 1$, $q_2^2 = -1$), т. е. геометрический образ квадрупольного состояния — бесконечно тонкий диск — лежит в плоскости, перпендикулярной базисной. Это приводит к тому, что влияние магнитодипольного взаимодействия проявляется только в статической перенормировке щели в спектре магнонов (32), но не проявляется динамически, и, следовательно, минимуму энергии возбуждения соответствует $k = 0$. Кроме того, из спектра (32) следует, что минимальное значение константы легкоплоскостной анизотропии, начиная с которого возможна реализация квадрупольной фазы равно

$$\beta_c = \frac{J_0}{2} + \frac{A_0}{6}.$$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами исследовано влияние большой наклонной одноионной легкоосной анизотропии на фазовые состояния и фазовые переходы в двумерной ферромагнитной пленке с легкоплоскостной одноионной анизотропией. Показано, что в рассматриваемой системе в зависимости от соотношения материальных параметров возможна реализация трех фазовых состояний. В случае превалирующего обменного взаимодействия ($J_0 > \beta_{zx} > \beta$, A_0, Ω_0) в системе реализуется угловая ферромагнитная фаза, благодаря влиянию большой наклонной одноионной анизотропии типа «легкая ось». В этой фазе равновесный угол ориентации намагниченности зависит от констант анизотропии следующим образом:

$$\theta_0 = \arctg \left(\frac{\beta + A_0}{2\beta_{xz}} \right)$$

и при $\beta_{xz} = 0$ достигает предельного значения $\pi/2$, что соответствует легкоплоскостной ферромагнитной фазе.

Дальнейшее увеличение констант одноионной анизотропии ($\beta_{zx} > \beta > J_0$) приводит к реализации фазы с намагниченностью (на узле) равной нулю. Но это фазовое состояние не является парамагнитным, поскольку для него соотношение

$$\langle (S^x)^2 \rangle = \langle (S^y)^2 \rangle = \langle (S^z)^2 \rangle = \frac{S(S+1)}{3} = \frac{2}{3}$$

не выполняется, а реализуется следующее соотношение:

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

Это фазовое состояние — квадрупольная (КУ) фаза, параметрами порядка в которой являются компоненты тензора квадрупольного момента. Как следует из анализа спектров элементарных возбуждений, «прямого» фазового перехода между УФМ-фазой и КУ-фазой в двумерном ферромагнетике с наклонной анизотропией нет. Фазовый переход между этими состояниями является переходом первого рода, и, как следует из соотношений (16)–(20), существенно зависит от ориентации волнового вектора в «легкой» плоскости. При значениях угла ψ (определяющих ориентацию волнового вектора в плоскости пленки), превышающих критическое значение ψ_0 (см. (17)), фазовый переход из УФМ-фазы в КУ-фазу осуществляется через неоднородное состояние с периодом неоднородности, определяемым соотношением (18). При этом линии потери устойчивости УФМ-фазы и КУ-фазы определяются соотношениями соответственно (19) и (33). Необходимо отметить, что линия потери устойчивости КУ-фазы лежит выше соответствующей линии УФМ-фазы, что характерно для фазовых переходов первого рода.

Если же $\psi < \psi_0$, то в системе не реализуется пространственно-неоднородное состояние, а фазовый переход из УФМ-фазы в КУ-фазу также является переходом первого рода и проходит через область сосуществования фаз с тензорным и векторным параметрами порядка, т. е. через квадрупольно-ферромагнитное (КФМ) состояние. Область существования КФМ-состояния ограничена линиями потери устойчивости УФМ-фазы и КУ-фазы (см. выражения соответственно (20) и (33)). Необходимо отметить, что область существования КУ-фазы в этом случае уменьшается.

Таким образом, можно построить фазовую диаграмму двумерного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией типа легкая ось. Для двух предельных случаев $\psi > \psi_0$ и $\psi < \psi_0$ эта фазовая диаграмма приведена соответственно на рис. 3а и 3б. Необходимо отметить, что ранее рассматривалась аналогичная система с малой наклонной анизотропией ($\beta > \beta_{xz}$) [30]. В отличие от рассмотренного в работе [30] случая, ситуация в данной работе более интересна. В данном случае влияние большой наклонной анизотропии приводит к существенному ограничению области существования пространственно-неоднородного состояния, причем область существования этого состояния в большой ме-

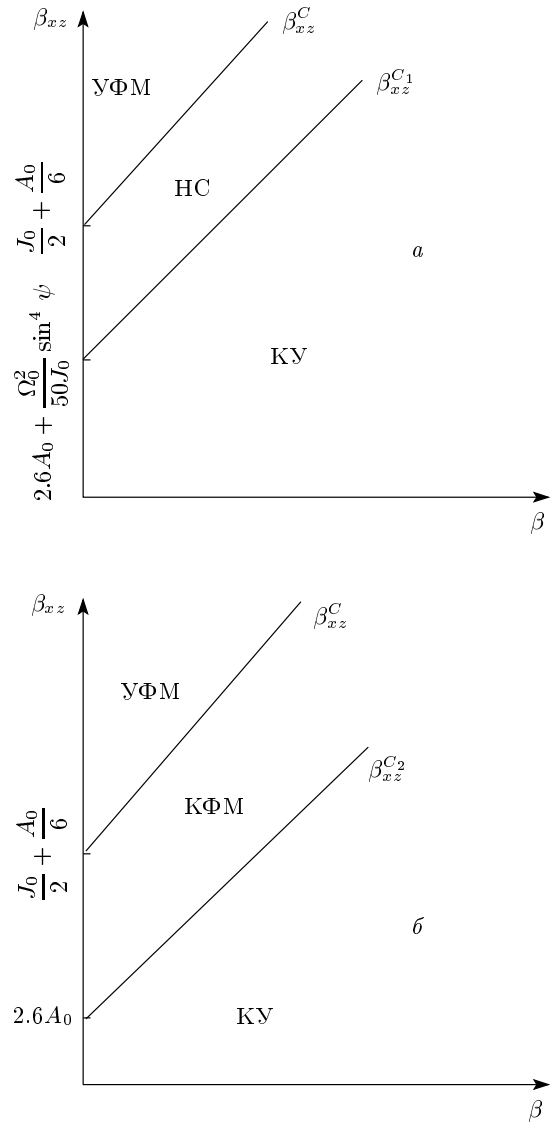


Рис. 3. Фазовая диаграмма легкоплоскостного двумерного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией при $\psi > \psi_0$ (а), $\psi < \psi_0$ (б)

ре определяется ориентацией волнового вектора в плоскости пленки. Следовательно, большая наклонная анизотропия существенно влияет на поведение размагничивающих полей, действующих в пленке, т. е. на компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия.

Необходимо отметить еще одно обстоятельство. Согласно теореме Мермина–Вагнера [31], в двумерных изотропных или легкоплоскостных магнетиках дальний магнитный порядок разрушается тепловыми (или квантовыми) флуктуациями при сколь угодно низких температурах, отличных от нуля. Однако в рассматриваемом в данной работе

случае флуктуации малы и не разрушают дальний магнитный (или квадрупольный) порядок, который стабилизирован двумя факторами. Во-первых, как показано в работе [32], учет магнитодипольного взаимодействия приводит к модификации закона дисперсии магнонов на корневой по волновому вектору, что приводит к сходимости интеграла флуктуаций на нижнем пределе, и, следовательно, к существованию дальнего магнитного порядка. Кроме того, учет наклонной анизотропии типа легкая ось делает спектр магнонов щелевым как в угловой ферромагнитной фазе, так и в квадрупольной, что также приводит к сходимости интеграла флуктуаций на нижнем пределе. Это обстоятельство наиболее существенно в квадрупольной фазе, так как магнитодипольное взаимодействие в квадрупольной фазе не модифицирует законы дисперсии магнонов, но в этой фазе стабилизация дальнего магнитного порядка обеспечивается вкладом наклонной анизотропии в спектр магнонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины и НАН Украины.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Farle, B. Mirwald-Schulz, A. N. Anisimov et al., Phys. Rev. B **55**, 3708 (1997).
2. F. Schedin, L. Hewitt, P. Morrall et al., Phys. Rev. B **58**, 11861 (1998).
3. E. M. Gyorgy, A. Rosencwaig, E. I. Blount et al., Appl. Phys. Lett. **18**, 479 (1971).
4. А. Р. Прокопов, С. В. Дубинко, А. О. Хребтов и др., ФТТ **39**, 1415 (1997).
5. Л. Я. Арифов, Ю. А. Фридман, В. И. Бутрим и др., ФНТ **27**, 860 (2001).
6. В. И. Бутрим, С. В. Дубинко, Ю. Н. Мицай, ФТТ **45**, 1052 (2003).
7. В. В. Рандошкин, М. Ю. Гусев, Ю. Ф. Козлов и др., ЖТФ **70**, 118 (2000).
8. M. J. Donahue, L. H. Bennet, R. D. McMichael et al., J. Appl. Phys. **79**, 5315 (1996).
9. C. L. Dennis, R. P. Borges, L. D. Buda et al., J. Phys.: Condens. Matter **14**, R1175 (2002).
10. J. M. Shaw, W. H. Rippard, S. E. Russek, T. Reith, and C. M. Falco, J. Appl. Phys. **101**, 023909 (2007).
11. O. Hellwig, A. Berger, T. Thomson et al., Appl. Phys. Lett. **90**, 162516 (2007).
12. C. Bunce, J. Wu, G. Ju et al., Phys. Rev. B **81**, 174428 (2010).
13. Yu. A. Fridman, Ph. N. Klevets, and D. V. Spirin, PSS (b) **241**, 1106 (2004).
14. Yu. A. Fridman, Ph. N. Klevets, and D. V. Spirin, *New Developments in Ferromagnetism Research*, Nova Science, New York (2005), p. 291.
15. Y. A. Fridman, O. A. Kosmachev, and P. N. Klevets, Eur. Phys. J. B **81**, 185 (2011).
16. В. М. Калита, И. М. Иванова, В. М. Локтев, ФНТ **28**, 667 (2002).
17. В. М. Калита, В. М. Локтев, ЖЭТФ **125**, 1149 (2004).
18. I. M. Ivanova, V. M. Kalita, V. O. Pashkov et al., Condens. Matter Phys. **11**, 509 (2008).
19. Ю. В. Переверзев, В. Г. Борисенко, ФТТ **26**, 1249 (1984).
20. Ю. В. Переверзев, В. Г. Борисенко, ФНТ **11**, 730 (1985).
21. Ф. П. Онуфриева, ЖЭТФ **89**, 2270 (1985).
22. R. P. Erickson and D. L. Mills, Phys. Rev. B **46**, 861 (1992).
23. Yu. A. Fridman, D. A. Matunin, Ph. N. Klevets et al., JMMM **321**, 3782 (2009).
24. В. В. Вальков, ТМФ **76**, 143 (1988).
25. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ **68**, 207 (1975).
26. В. В. Вальков, Т. А. Валькова, *Применение indefinite метрики при переходе от атомного к бозевскому (бозевско-фермиевскому) представлению квантовых гамильтонианов*, Препринт ИФ СО АН СССР № 644Ф, Красноярск (1990).
27. Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложным обменным взаимодействием*, Наука, Москва (1988), с. 231.
28. Ю. Н. Мицай, Ю. А. Фридман, УФЖ **35**, 459 (1990).
29. В. И. Бутрим, Б. А. Иванов, А. С. Кузнецов и др., ФНТ **34**, 1266 (2008).
30. Ю. А. Фридман, Ф. Н. Клевец, Г. А. Гореликов, ЖЭТФ **141**, 748 (2012).
31. N. Mermin and H. Wagner, Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
32. С. В. Малеев, ЖЭТФ **70**, 2344 (1976).