

УДК 537.612

ВЛИЯНИЕ БОЛЬШОЙ НАКЛОННОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

Фридман Ю.А.¹, Клевец Ф.Н.^{1,2}, Гореликов Г.А.¹, Мелешко А.Г.¹

¹Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Крым, Украина

²Institut für Physik, Universität Augsburg, Augsburg, Germany

E-mail: frid@tmu.crimea.ua

Изучены спиновые состояния двумерной пленки, обладающей легкоплоскостной анизотропией и большой одноионной наклонной анизотропией, направленной под некоторым углом к нормали 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.

Ключевые слова: наклонная анизотропия, магнитодипольное взаимодействие, легкоплоскостная анизотропия.

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 является 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 XOZ, с осью легкого намагничивания, образующей угол φ с осью OZ. Интерес к такого рода моделям обусловлен тем, что они достаточно адекватно описывают энергию анизотропии разориентированных пленок феррит-гранатов.

Практическая ценность исследований систем с наклонной ориентацией легкоосной одноионной анизотропии состоит в том, что такие системы перспективны при создании устройств магнитооптической обработки информации, дефектоскопии, визуализации неоднородных магнитных полей, при исследовании наноструктурных магнитных материалов и др. [2-4]. Так, например, исследования магнитных свойств наногранулярных пленок с анизотропией типа «легкая ось» имеют большой научный и практический интерес [5-7] 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 ($\beta, \beta_{xz} \ll J_0$). Однако существует большой 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 превосходящей величину обменного взаимодействия J_0 , так и большой наклонной анизотропией β_{zx} . Наличие в системе большой легкоплоскостной анизотропии приводит к целому ряду интересных эффектов [8-14].

В данной работе будут рассмотрены фазовые состояния и фазовые переходы по материальным параметрам двумерной системы с большой наклонной анизотропией ($\beta_{zx} > \beta$). Двухмерность системы подразумевает существенное влияние магнитодипольного взаимодействия, которое может приводить к реализации пространственно неоднородных фазовых состояний [15, 16]. Спин магнитного иона положим равным единице.

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

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:

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

где $J_{nn'}$ – обменный интеграл; S_n^i – i -я компонента спинового оператора в узле n ; β – константа легкоплоскостной одноионной анизотропии (базисная плоскость XOY); β_{zx} – константа легкоосной одноионной наклонной анизотропии в плоскости XOZ; $V_{nn'}^{ij}$ – компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия, фурье-образы которых имеют следующий вид:

$$V_k^{xx} = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k \cos^2 \psi, \quad V_k^{yy} = \frac{A_0}{3} - \Omega_0 k \sin^2 \psi, \quad V_k^{zz} = -\frac{2}{3} A_0 + \Omega_0 k,$$

$$V_k^{xy} = V_k^{yx} = -\frac{\Omega_0 k}{2} \sin 2\psi, \quad V_k^{xz} = V_k^{zx} = V_k^{yz} = V_k^{zy} = 0.$$

Здесь A_0 и Ω_0 – константы магнитодипольного взаимодействия; ψ – угол между направлением волнового вектора \mathbf{k} в базисной плоскости XOY и осью OX. Дальнейшее рассмотрение будем проводить для случая низких температур, много меньших температуры Кюри. При этом предполагается, что константа наклонной анизотропии превосходит константу легкоплоскостной анизотропии.

Конкуренция легкоплоскостной и наклонной анизотропий приводит к тому, что магнитный момент будет лежать в плоскости XOZ под некоторым углом θ к оси OZ. Выделяя среднее поле, получим одноузельный гамильтониан:

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

где введены обозначения

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

$$B_2^{xz}(\theta) = \frac{\beta}{4} \sin 2\theta - \frac{\beta_{xz}}{2} \cos 2\theta; \quad \bar{H}_z(\theta) = (J_0 + V_0^{xx} \sin^2 \theta + V_0^{zz} \cos^2 \theta) \langle S^z \rangle,$$

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

Решая с гамильтонианом (2) одноузельную задачу, получим энергетические уровни магнитного иона и волновые функции:

$$E_1 = B_2^0 - \chi; \quad E_0 = 0; \quad E_{-1} = B_2^0 + \chi, \quad (3)$$

$$|\psi(1)\rangle = \sqrt{\frac{\chi + \bar{H}_z}{2\chi}} |1\rangle + \sqrt{\frac{\chi - \bar{H}_z}{2\chi}} |-1\rangle; \quad |\psi(0)\rangle = |0\rangle;$$

$$|\psi(-1)\rangle = -\sqrt{\frac{\chi - \bar{H}_z}{2\chi}} |1\rangle + \sqrt{\frac{\chi + \bar{H}_z}{2\chi}} |-1\rangle,$$

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

а также значение равновесного угла:

$$\operatorname{tg} 2\theta = -\frac{2\beta_{xz}}{\beta + 2A_0}, \quad (4)$$

На базисе собственных функций (4) 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:

$$S^z = \frac{\bar{H}_z}{\chi} (X^{11} - X^{-1-1}) + \frac{B_2^2}{\chi} (X^{1-1} + X^{-11}),$$

$$S^+ = \sqrt{\frac{\chi + \bar{H}_z}{\chi}} (X^{10} + X^{0-1}) + \sqrt{\frac{\chi - \bar{H}_z}{\chi}} (X^{01} - X^{-10}); S^- = (S^+)^+.$$

Из вида энергетических уровней (3) видно, что при рассматриваемом соотношении параметров системы нижайший энергетический уровень, соответствующий основному состоянию, будет уровень E_1 , и, следовательно, $\langle S^z \rangle \approx 1$. 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 используя метод бозонизации операторов Хаббарда и построения бозевского аналога гамильтониана, который будет иметь вид:

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

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

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

$$\times \left\{ \frac{7\beta_{xz}}{4} - \frac{\beta}{16} \left(1 + \frac{21\beta}{2\beta_{xz}} \right) - \frac{5A_0}{24} - \frac{29\beta A_0}{16\beta_{xz}} - \frac{A_0^2}{\beta_{xz}} + \frac{\Omega_0}{8} \left[5 \sin^2 \psi + \frac{\beta + 2A_0}{2\beta_{xz}} (1 + \cos^2 \psi) \right] k + \frac{J_0}{2} k^2 \right\},$$

$$\varepsilon_\beta^2(k) = (E_{-1} - E_1)^2, \quad (6)$$

Очевидно, что спектр высокочастотных магнонов (6) является бездисперсионным, и мы сфокусируем наше внимание на наиболее интересном низкочастотном спектре (5). Как следует из (5), 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 (5) может меняться. Очевидно, что когда это слагаемое будет отрицательным, мы получим так называемый «неоднородный» спектр элементарных возбуждений – знак при линейных и квадратичных по 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 k слагаемом связан с параметрами системы следующим образом:

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

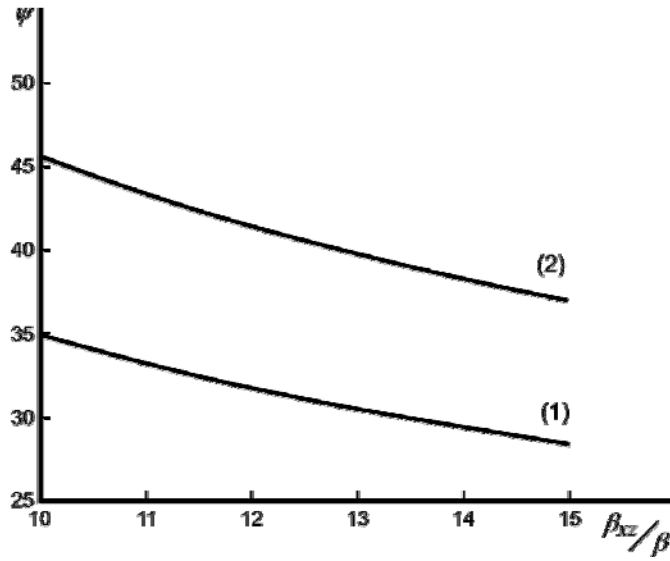


Рис. 1. Зависимость критического угла ψ_0 от материальных параметров системы. Кривая (1) соответствует значению $A_0=0,1\beta$ кривая (2) соответствует значению $A_0=0,1\beta$.

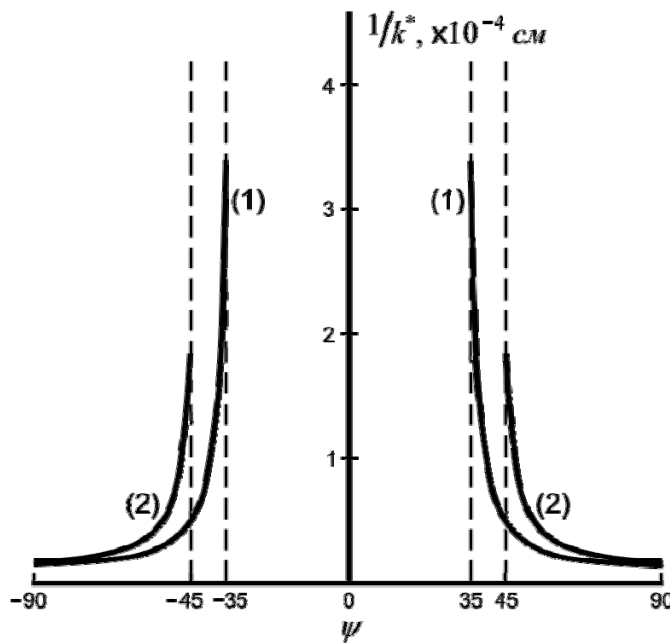


Рис. 2. Область существования пространственно неоднородного состояния при различных значениях материальных параметров: линия (1) – $\beta_{xx}=10\beta$, $A_0=0,1\beta$; линия (2) – $\beta_{xx}=10\beta$, $A_0=0,5\beta$.

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

$$\frac{1}{k^*} = \frac{8J_0}{\Omega_0 \left[\sin^2 \psi - 3 \frac{\beta + 2A_0}{2\beta_{xz}} (1 + \cos^2 \psi) \right]}.$$

Энергетическая щель в спектре (5) обращается в нуль при следующем критическом значении константы наклонной анизотропии

$$\beta_{xz}^{C_1} \approx \beta + 2,6A_0 + \frac{\Omega_0^2}{50J_0} \sin^4 \psi,$$

которое соответствует фазовому переходу из УФМ фазы в НС.

В случае если $\psi < \psi_0$, 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

$$\beta_{xz}^{C_2} \approx \beta + 2,6A_0.$$

Таким образом, учет влияния магнитодипольного взаимодействия приводит к формированию неоднородного состояния, реализация которого существенно зависит от ориентации волнового вектора в базисной плоскости. По мере приближения к ψ_0 в НС, 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.

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

Предположим теперь, что энергия наклонной анизотропии β_{xz} существенно превосходит все остальные взаимодействия, включая энергию обменного взаимодействия J_0 . Как и в случае большого обменного взаимодействия, решая одноузельную задачу, получим уровни энергии и волновые функции:

$$E_1 = -2\beta_{xz} + \frac{3\beta^2}{4\beta_{xz}}; \quad E_0 = 0; \quad E_{-1} = -\beta_{xz} + \frac{\beta}{4} + \frac{3\beta^2}{8\beta_{xz}}, \quad (7)$$

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

а также значение равновесного угла:

$$\text{tg} 2\theta = -\frac{2\beta_{xz}}{\beta}, \quad (8)$$

Из выражения (7) видно, что в системе не происходит инверсии энергетических уровней, и нижайшим энергетическим остается E_1 . Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда при таких соотношениях материальных параметров существенно упрощается по сравнению со случаем, рассмотренным выше, и имеет вид:

$$S_n^z = X_n^{-11} + X_n^{1-1}, \quad S_n^+ = X_n^{10} - X_n^{01} + X_n^{0-1} + X_n^{-10}, \quad S_n^- = (S_n^+)^+ . \quad (9)$$

Воспользовавшись выражением (9), найдем параметры порядка в квадрупольной фазе:

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

Из последнего соотношения видно, что данное магнитоупорядоченное состояние описывается уже не векторным, а тензорным параметром порядка, и называется квадрупольным (КУ). Как и ранее, определим спектры элементарных возбуждений пользуясь методом бозонизации операторов Хаббарда. Тогда, гамильтониан (1) в КУ фазе в терминах бозевских операторов имеет вид:

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

здесь $\varepsilon_\alpha(k)$ и $\varepsilon_\beta(k)$ – спектры магнонов в квадрупольной фазе:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\alpha^2(k) &= \beta_{xz}^2 - 4\beta_{xz} \left(J_0 + \frac{A_0}{3} \right) - 3\beta^2 + \frac{3}{4} J_0^2 + \frac{J_0 A_0}{2} + \frac{A_0^2}{12} + \\ &+ \left(4\beta_{xz} - \frac{3\beta^2}{2\beta_{xz}} - \frac{3}{4} J_0 - \frac{A_0}{2} \right) \left(\Omega_0 k \sin^2 \psi + \frac{J_0}{2} k^2 \right) + \frac{3}{4} \Omega_0^2 k^2 \sin^4 \psi, \\ \varepsilon_\beta^2(k) &= (E_{-1} - E_1)^2. \end{aligned}$$

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. Из выражения (10) видно, что минимум энергии магнонов будет наблюдаться при $k=0$. Из равенства нулю энергетической щели спектра найдем критическое значение константы наклонной анизотропии, при котором фазовое состояние теряет устойчивость:

$$\beta_{xz}^c = \frac{\sqrt{3}}{2} \beta + \frac{J_0}{2} + \frac{A_0}{6}, \quad (12)$$

Как видно из (12), 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 YOZ ($q_2^0 = 1$, $q_2^2 = -1$), 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 (12), но не проявляется динамически. Кроме того, из спектра (10) следует, что минимальное значение константы легкоплоскостной анизотропии, начиная с которого возможна реализация квадрупольной фазы равно:

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

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 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 (4), и при $\beta_{zx}=0$ достигает предельного значения $\frac{\pi}{2}$, что соответствует легкоплоскостной ФМ фазе.

Дальнейшее увеличение констант одноионной анизотропии приводит к реализации квадрупольной (КУ) фазы, параметрами порядка в которой являются компоненты тензора квадрупольного момента. Как видно из анализа спектров элементарных возбуждений, фазовый переход между УФМ и КУ состояниями является переходом первого рода и существенно зависит от ориентации волнового вектора в «легкой плоскости». При значениях угла ψ , превосходящих критическое значение ψ_0 фазовый переход УФМ – КУ фаза идет через неоднородное состояние. Если же $\psi < \psi_0$ то в системе не реализуется неоднородное состояние, а фазовый переход УФМ – КУ фаза также является переходом первого рода, и проходит через область сосуществования фаз с тензорным и векторным параметрами порядка, т.е. через квадрупольно-ферромагнитное (КФМ) состояние.

Таким образом, можно построить фазовую диаграмму двумерного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией типа «легкая ось», для двух предельных случаев $\psi > \psi_0$ и $\psi < \psi_0$.

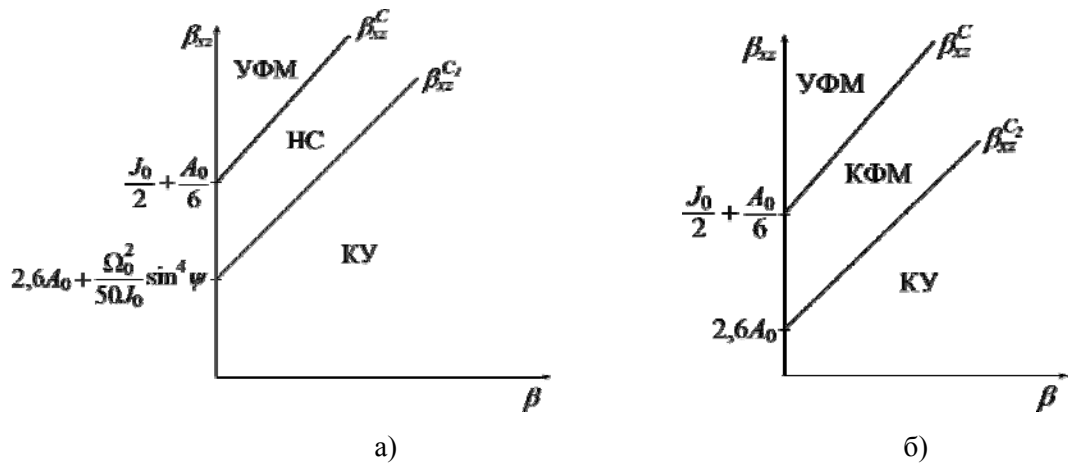


Рис. 3 Фазовая диаграмма легкоплоскостного двумерного ферромагнетика с большой наклонной анизотропией при $\psi > \psi_0$ (а) и $\psi < \psi_0$ (б).

Необходимо отметить, что ранее рассматривалась аналогичная система с малой наклонной анизотропией ($\beta_{zx} > \beta$) [18]. В отличие от рассмотренного в [18] случая, ситуация в данной работе более интересная. В данном случае влияние большой наклонной анизотропии приводит к существенному ограничению области существования пространственно неоднородного состояния. Следовательно, большая наклонная анизотропия существенно влияет на поведение размагничивающих полей, действующих в пленке, т.е. на компоненты тензора магнитодипольного взаимодействия.

Список литературы

1. Farle M., Higher-order magnetic anisotropies and the nature of the spin-reorientation transition in face-centered-tetragonal Ni(001)/Cu(001) / Farle M., Mirwald-Schulz B., Anisimov A. N., Platow W., Baberschke K. // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 55. – P. 3708.
2. Бутрим В. И. Анизотропия и фазовые состояния феррит - гранатовых пленок с разориентированными поверхностями / Бутрим В. И., Дубинко С. В., Мицай Ю. Н. // *ФТТ.* – 2003. – Т. 45. – С. 1052.
3. Рандошкин В. В. О преимуществах безгистерезисных магнитооптических пленок при использовании в неразрушающей дефектоскопии / Рандошкин В. В., Гусев М. Ю., Козлов Ю. Ф., Неустроев Н. С. // *ЖТФ.* – 2000. – Т. 70. – С. 118.
4. Donahue M. J. Complementary imaging of granular Co-Ag films with magneto-optical indicator film technique and magnetic force microscopy / Donahue M. J., Bennett L. H., McMichael R. D. et al. // *J. Appl. Phys.* – 1996. – Vol. 79. – P. 5315.
5. Dennis C. L. The defining length scale of mesomagnetism: a review / Dennis C. L., Borges R. P., Buda L. D. et al. // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2002. – Vol. 14. – R1175.
6. Shaw J. M. Origins of switching field distributions in perpendicular magnetic nanodot arrays / Shaw J. M., Rippard W. H., Russek S. E., Reith T., Falco C. M. // *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 101. – P. 023909.
7. Bunce C. Laser-induced magnetization switching in films with perpendicular anisotropy: A comparison between measurements and a multi-macrospin model / Bunce C., Wu J., Ju G., Lu B., et al. // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 81. – P. 174428.
8. Fridman Y. A. “Supersolid” phase in spin-1 easy-plane antiferromagnetic / Fridman Y. A., Kosmachev O. A., Klevets P. N. // *Eur. Phys. J. B.* – 2011. – Vol. 8.1 – P. 185.
9. Калита В. М. Особенности намагничивания антиферромагнетика с одноионной анизотропией типа "легкая плоскость" и со спинами ионов $S=1$ / Калита В. М., Иванова И. М., Локтев В. М. // *ФНТ.* – 2002. – Т. 28. – С. 667.
10. Калита В. М. Многоподрешеточная магнитная фаза, индуцированная внешним полем в синглетном магнетике / Калита В. М., Локтев В. М. // *ЖЭТФ.* – 2004. – Т. 125. – С. 1149.
11. Ivanova I. M. Quantum phase transition: Van Vleck antiferromagnet in a magnetic field / Ivanova I. M., Kalita V. M., Pashkov V. O., Loktev V. M. // *Condensed Matter Physics.* – 2008. – Vol. 11. – P. 509.
12. Переверзев Ю. В. Квантовые особенности фазовых диаграмм легкоплоскостных антиферромагнетиков в магнитном поле / Переверзев Ю. В., Борисенко В. Г. // *ФТТ.* – 1984. – Т. 26. – С. 1249.
13. Переверзев Ю. В. Квантовые особенности фазовых диаграмм легкоплоскостных антиферромагнетиков в магнитном поле / Переверзев Ю. В., Борисенко В. Г. // *ФНТ.* – 1985. – Т. 11. – С. 730.
14. Онуфриева Ф. П. Низкотемпературные свойства спиновых систем с тензорными параметрами порядка / Онуфриева Ф. П. // *ЖЭТФ.* – 1985. – Т. 89 – С. 2270.
15. Фридман Ю. А. Влияние «наклонной» анизотропии на спиновые состояния двумерной сильноанизотропной пленки / Фридман Ю. А., Клевцев Ф. Н., Гореликов Г. А. // *ЖЭТФ.* – 2012. – Т. 141. – С. 748.

Фридман Ю. А. Вплив великої похилої анізотропії на фазові стани двовимірного феромагнетика / Фридман Ю. А., Клевец П. М., Гореліков Г. А., Мелешко О. Г. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2012. – Т. 25(64), № 1. – С. 49-58.

Досліджені спінові стани двовимірної плівки, яка має легкоплощинну анізотропію та велику похилу одноіонну анізотропію, яка направлена під деяким кутом до нормалі плівки. В такій системі можлива реалізація кутової феромагнітної фази, неоднорідного стану та квадрупольної фази, реалізація яких залежить як від величини похилої анізотропії, так й від орієнтації хвильового вектору у площині плівки.

Ключові слова: похила анізотропія, магнітодипольна взаємодія, легкоплощинна анізотропія.

Fridman Yu. A., The influence of large inclined anisotropy on phases states in 2-D ferromagnet / Fridman Yu. A., Klevets Ph. N., Gorelikov G. A., Meleshko A. G. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2012. – Vol. 25(64), No 1. – P. 49-58.

Phases states of the 2-D film, which contain of the easy-plane anisotropy and the large single-ion inclined anisotropy directing under some angle to film's normal are studied. In such system the realization of angular ferromagnetic phase, inhomogeneous state and quadrupolar phase is possible. The realization of these states depends on magnitude of inclined anisotropy and wave vector orientation in the plane of film.

Keywords: inclined anisotropy, magneto dipole interaction, easy-plane anisotropy.

Поступила в редакцію 03.04.2012 г.