

# Фазовые переходы и полидоменные состояния в магнитных наноструктурах с конкурирующими анизотропиями

© И.Е. Драгунов\*, С.В. Бухтиярова\*\*, И.В. Жихарев\*<sup>\*,\*\*</sup>, А.Н. Богданов\*<sup>\*,\*\*\*</sup>, У.К. Рёсслер\*\*\*

\* Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Национальной академии наук Украины, 83114 Донецк, Украина

\*\* Луганский национальный педагогический университет им. Т.Г. Шевченко, 91011 Луганск, Украина

\*\*\* Лейбниц-институт твердого тела и материаловедения, D-01171 Дрезден, Германия

(Поступила в Редакцию 28 июля 2005 г.)

В окончательной редакции 28 ноября 2005 г.)

Проведено исследование полевой эволюции магнитных состояний в наноструктурах с конкурирующими поверхностной и объемной анизотропиями. Для пространственно однородных магнитных состояний функционал энергии сводится к энергии массивного магнетика, в котором эффективная анизотропия зависит от толщины ферромагнитного слоя. Эта зависимость приводит к эффектам спиновой переориентации при изменении толщины нанослоя. Определены линии фазовых переходов первого рода и равновесные параметры полидоменных структур и доменов конкурирующих фаз. Рассчитанные магнитные фазовые диаграммы используются для анализа магнитных состояний и построения кривых намагничивания.

PACS: 64.70.Nd, 77.80.Bh

## 1. Введение

Синтезированные в последнее десятилетие различные классы искусственных магнитных материалов с характерным размером в несколько нанометров (сверхтонкие магнитные пленки, различные многослойные магнитные системы, нанопроволоки, системы магнитных наночастиц и нанокластеров) демонстрируют широкий спектр необычных физических свойств, неизвестных в массивных магнетиках [1–5]. Многие из таких магнитных наноструктур уже нашли приложение в современных электрических устройствах и в качестве материалов для сверхплотной записи информации [6–10]. С фундаментальной точки зрения такие системы являются уникальными моделями для изучения магнитных взаимодействий и поверхностного магнетизма. Поэтому теоретическое описание процессов намагничивания в наномагнетиках является одной из актуальных задач современного магнетизма.

Сложные изменения электронных и магнитных свойств на поверхностях магнетиков приводят к ряду эффектов, известных как поверхностный магнетизм [11]. В массивных образцах или системах микронных размеров (как, например, тонкие пленки для ЦМД или магнитные порошки) такие поверхностно модифицированные области занимают только незначительную часть объема и не оказывают влияния на свойства магнетика в целом. Напротив, в наномагнетиках влияние поверхностных взаимодействий распространяется на весь объем образца и существенным образом сказывается на их магнитных свойствах. Так, например, в нанослоях магнитных металлов наведенная одноосная анизотропия может во много раз превышать величины магнитокристаллической анизотропии, а также приводить к образованию уникальных пространственно-неоднородных

состояний и вызывать необычные реориентационные эффекты [12–16]. В ряде таких систем влияние объемной и наведенной анизотропий носит конкурирующий характер, что приводит к сложным процессам намагничивания, особенно при отклонении магнитного поля от симметричных направлений [12–14,17]. Эта конкуренция является причиной необычных явлений, таких как гистерезисные кривые со смещением, двойным смещением и образованием полидоменных состояний [18–22]. Подобные явления наблюдаются также в двойных слоях ферромагнетик–антиферромагнетик, где наведенная однонаправленная анизотропия приводит к смещению гистерезисных кривых (exchange bias — обменное смещение) [23–30].

Как известно, процессы намагничивания в массивных магнетиках и системах микронных размеров описываются в рамках феноменологической теории магнетизма (называемой также микромагнетизмом) [11,31,32]. Из-за сложного характера индуцированных взаимодействий распространение хорошо разработанных методов микромагнетизма в область наноразмеров сопряжено с большими трудностями. Обычно при расчетах наведенные магнитные взаимодействия описываются соответствующим эвристическим подходом. В частности, для поверхностной одноосной анизотропии используется формула Нееля [33]. Однако эта модель применима только для достаточно толстых пленок, когда индуцированная анизотропия локализована в тонком приповерхностном слое, значительно меньшем толщины пленки. Согласно современным исследованиям в магнитных наноструктурах индуцированные взаимодействия значительно „проникают“ в глубь магнитных слоев, отличаются пространственной неоднородностью и сильно зависят от физических и геометрических параметров образца [15,34–36].

В настоящей работе мы используем теорию индуцированной анизотропии [15,36] для описания процессов намагничивания в магнитных нанослоях с объемной кубической и наведенной одноосной анизотропией. Равновесные магнитные конфигурации и границы их устойчивости определены как функции величины и направления магнитного поля. Определены линии фазовых переходов первого рода и равновесные параметры полидоменных структур и доменов конкурирующих фаз. Рассчитанные фазовые диаграммы в компонентах внешнего поля позволяют дать детальный анализ процессов намагничивания в системе.

## 2. Феноменология наноструктур с конкурирующими анизотропиями

Рассмотрим ферромагнитный слой толщиной  $d$ , намагниченный однородно в бесконечных направлениях  $x$  и  $y$  и ограниченный физически идентичными планарными плоскостями  $z = \pm d/2$ . В феноменологическом приближении его магнитную энергию можно представить в виде [15,36,37]

$$W_m = \int_{-d/2}^{d/2} \left[ A \sum_i \left( \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x_i} \right)^2 - \mathbf{M}\mathbf{H} - \frac{1}{2} \mathbf{M}\mathbf{H}_d - K(m_x^4 + m_y^4 + m_z^4) - \beta(z)(\mathbf{m}\mathbf{a})^2 \right] dz, \quad (1)$$

где  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$  — единичный вектор намагниченности  $\mathbf{M}$ . Первое слагаемое в (1) представляет собой неоднородную обменную энергию с константой  $A$ , второе и третье — энергии взаимодействия с внешним магнитным полем  $\mathbf{H}$  и энергию размагничивающего поля  $\mathbf{H}_d$  соответственно. Следующее слагаемое — энергия кубической магнитокристаллической анизотропии, а последнее — энергия наведенной одноосной поверхностной анизотропии с осью, задаваемой вектором  $\mathbf{a}$ , и неоднородным распределением  $\beta(z)$  по толщине слоя. Для простоты ограничимся моделью с компланарной геометрией, когда легкая ось  $\mathbf{a}$ , эффективное поле и вектор намагниченности  $\mathbf{m}$  лежат в одной плоскости  $xOz$ .

В массивных образцах доминирующим в энергии анизотропии является вклад от магнитокристаллической анизотропии, связанный с симметрией кристалла [32]. В магнитных наноструктурах наведенная поверхностно анизотропия сравнима по величине с магнитокристаллической и в ряде случаев даже существенно превышает ее [12–14,32]. Распределение  $\beta(z)$  в магнитном слое рассчитано в [15]

$$\beta(z) = B_0 \frac{\cosh(2z/\delta)}{\cosh(d/\delta)}, \quad (2)$$

где характеристическая длина  $\delta$  описывает „глубину проникновения“ наведенной поверхностно анизотропии,  $B_0$  — значение индуцированной анизотропии на поверхности пленки. В зависимости от параметров пленки

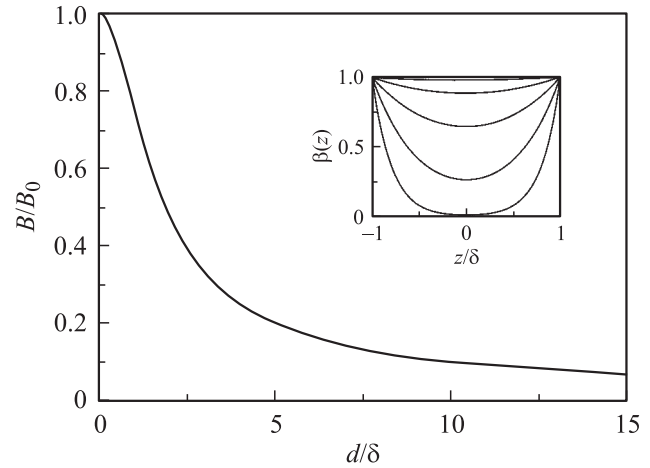


Рис. 1. Неоднородное распределение поверхностной анизотропии  $\beta(z)$  и эффективный интегральный параметр анизотропии  $B(d)$  в магнитном слое.

функции  $\beta(z)$  меняются от ярко выраженного поверхностного распределения для  $d \gg \delta$  (толстые пленки) до почти постоянного значения по толщине слоя в противоположном пределе  $d \ll \delta$  (вставка на рис. 1).

Минимизация функционала магнитной энергии (1) позволяет рассчитать равновесные распределения намагниченности в нанослое как функции материальных параметров, а также величины и направления внешнего поля. Из общих соображений следует, что из-за неоднородного характера индуцированной анизотропии такие распределения должны быть неоднородными по толщине слоя (так называемые спиральные (twisted) фазы). Однако расчеты для  $K = 0$  [16,36,37] показывают, что такие спиральные фазы реализуются в узкой окрестности фазовых переходов между однородными состояниями. Поэтому в настоящей работе ограничимся расчетом однородных по толщине структур.

Для независимой вдоль толщины слоя намагниченности интегрирование  $\beta(z)$  по  $z$  приводит к следующему выражению для эффективной наведенной анизотропии [15]:

$$B(d) = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \beta(z) dz = B_0 \delta d^{-1} \tanh(d/\delta). \quad (3)$$

В данном случае одноосная анизотропия  $B(z)$  зависит от толщины слоя (рис. 1). В пределе толстых слоев ( $d \gg \delta$ ) эта эффективная анизотропия преобразуется к выражению Нееля  $B = B_0 \delta/d$ .

Введем угол  $\theta$  между осью  $z$  и вектором намагниченности, тогда однородная часть плотности магнитной энергии может быть представлена в следующем виде (легкая ось совпадает с осью  $z$ ):

$$\Phi = -\text{sgn}(K) \cos^4 \theta + (\text{sgn}(K) - \kappa) \cos^2 \theta - h_x \sin \theta - h_z \cos \theta, \quad (4)$$

где

$$\kappa = B(d)/2|K|, \quad h = H|\mathbf{M}|/2|K|.$$

Это выражение записано без учета размагничивающих полей, поэтому магнитное поле  $h$  здесь выступает как внутреннее поле. Эффекты размагничивания будут исследованы в разделе 4. Но прежде исследуем зависимость магнитных состояний системы от компонент внутреннего поля  $h_x, h_z$ . Отметим, что  $\Phi(\theta)$  (4) имеет функциональный вид для объемного одноосного ферромагнетика с анизотропией второго и четвертого порядка. В частности этот потенциал описывает состояния редкоземельных ортоферритов в области спонтанной плавной переориентации [38,39]. В этих системах с изменением температуры анизотропия второго порядка меняет знак. В уравнении (4) этот процесс описывается изменением параметра  $\kappa(T)$ . В нанослое аналогичная эволюция магнитных состояний может быть вызвана изменением  $\kappa(d)$  с толщиной слоя (рис. 1). Спиновая переориентация, описываемая моделью (4), подробно исследована во многих ортоферритах и других классах магнетиков (см. библиографию в [38,39]). Эти результаты могут быть использованы для анализа аналогичных процессов в магнитных нанослоях, вызванных изменением их толщины. Магнитные состояния для  $\Phi(\theta)$  (4) исследовались во многих работах [37,39–48]. В следующем разделе будет впервые дано полное описание эволюции соответствующих  $(h_x, h_z)$ -фазовых диаграмм, отдельные элементы которых были получены в [37,39–49].

### 3. Магнитные фазовые диаграммы во внутреннем поле

Равновесные состояния системы определяются минимизацией потенциала (4) как функции угла  $\theta$  и зависят от величины эффективной анизотропии  $\kappa$ .

В поле  $h = 0$  минимуму потенциала (4) соответствуют следующие фазы [39]:

$$\theta = \pi n, \quad \text{при} \quad \kappa > -\text{sgn}(K), \quad (5)$$

$$\theta = \frac{\pi(2n+1)}{2}, \quad \text{при} \quad \kappa < \text{sgn}(K), \quad (6)$$

$$\cos^2 \theta = \frac{1 - \kappa \text{sgn}(K)}{2}, \quad \text{при} \quad (\kappa^2 - 1) \text{sgn}(K) > 0. \quad (7)$$

Характер фазовых переходов между этими состояниями диктуется знаком константы кубической магнитокристаллической анизотропии  $K$ . Если  $K > 0$ , то области существования состояний (5) и (6) перекрываются. Переход между этими состояниями является фазовым переходом первого рода при  $\kappa = 0$ . Состояния (7) в этом случае не реализуются, поскольку являются абсолютно неустойчивыми (здесь потенциал (4) имеет максимум). Если  $K < 0$ , то в области  $\kappa^2 - 1 < 0$ , где реализуются состояния (7), происходит плавная спиновая переориентация между состояниями (6) и (5) [39]. С другой

стороны, в достаточно сильном магнитном поле равновесному состоянию должно соответствовать только одно направление намагниченности, ориентированное вдоль приложенного поля. Поскольку снятие вырожденных состояний (5), (6) в системе не может происходить мгновенно, на фазовой  $(h_x, h_z)$ -диаграмме должна существовать область метастабильных состояний. Граница существования этой области определяется стандартным образом.

Решая уравнения  $d\Phi/d\theta = 0$ ,  $d^2\Phi/d\theta^2 = 0$ , найдем, что линии устойчивости возможных фаз задаются следующими параметрическими уравнениями:

$$\begin{cases} h_x = 2 \sin^3 \theta (\kappa + \text{sgn}(K)(5 - 6 \sin^2 \theta)), \\ h_z = 2 \cos^3 \theta (-\kappa + \text{sgn}(K)(5 - 6 \cos^2 \theta)). \end{cases} \quad (8)$$

С изменением величины эффективной анизотропии  $\kappa$  система уравнений (8) описывает модифицированную астроида Стоунера–Вольфарта [40,42,43]. Из системы уравнений  $d\Phi/d\theta = 0$ ,  $d^2\Phi/d\theta^2 = 0$ ,  $d^3\Phi/d\theta^3 = 0$  найдем, что критические точки определяются следующими соотношениями:

$$h_x^c = 8 \left( \frac{5 + \kappa \text{sgn}(K)}{10} \right)^{5/2}, \quad h_z^c = 8 \left( \frac{5 - \kappa \text{sgn}(K)}{10} \right)^{5/2}. \quad (9)$$

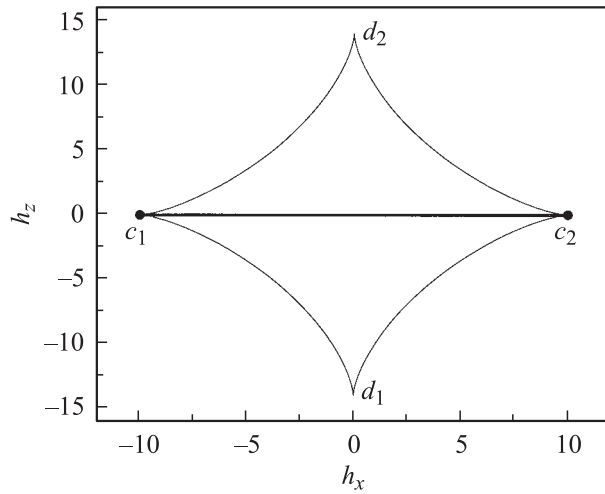
Характер эволюции системы определяется как величиной и направлением приложенного магнитного поля, так и конкуренцией вкладов наведенной одноосной и кубической магнитокристаллической анизотропий. Произвольное магнитное поле разрушает коллинеарность магнитных структур (5), (6) и снимает вырождение. Абсолютный минимум энергии определяют спиновые конфигурации, в которых вектор намагниченности образует наименьший угол с вектором приложенного поля. Остальные решения (5), (6) трансформируются в локальные минимумы (метастабильные состояния). На линиях лабильности (8) локальные минимумы сливаются с локальными максимумами, образуя точки перегиба. Вне области существования метастабильных состояний намагниченность ориентирована вдоль приложенного поля.

Если  $\kappa \geq 5$ , то определяющую роль в потенциале (4) играет наведенная одноосная анизотропия, а границы устойчивости описываются астроида Стоунера–Вольфарта [31,49]. Особого рассмотрения требуют ситуации, когда магнитное поле приложено ортогонально легкой оси. На фазовых  $(h_x, h_z)$ -диаграммах это направление поля соответствует отрезкам прямых

$$h_z = 0, \quad |h_x| \leq 2(\kappa - 1), \quad (K > 0), \quad (10)$$

$$h_z = 0, \quad |h_x| \leq 2(\kappa + 1), \quad (K < 0). \quad (11)$$

При изменении магнитного поля вдоль прямых (10), (11) частично сохраняется вырождение основных состояний системы. С ростом поля потенциальный барьер, разделяющий основные состояния системы,



**Рис. 2.** Фазовая  $(h_x, h_z)$ -диаграмма (астроида Стоунера–Вольфарта) для  $K > 0$ ,  $\kappa = 6$ . Жирной линией  $c_1c_2$  отмечена линия фазового перехода первого рода между состояниями  $\theta$  и  $\pi - \theta$ , тонкими линиями — границы лабильности.

уменьшается, и в точках  $c_1, c_2$  заострения астроиды оба минимума сливаются в один, где намагниченность ориентирована вдоль поля. Как показывает анализ, линии (10), (11) являются линиями фазового перехода первого рода и разделяют состояния с  $\theta$  и  $\pi - \theta$ . Равновесные значения этих состояний задаются уравнениями

$$\sin^3 \theta - \frac{1 + \kappa}{2} \sin \theta + \frac{h_x}{4} = 0, \quad K > 0, \quad (12)$$

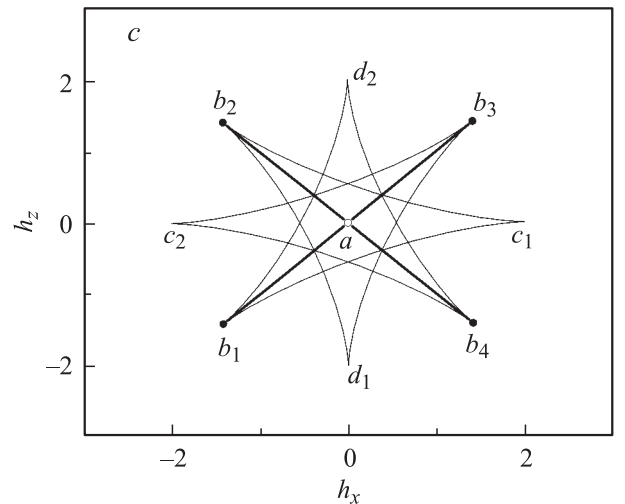
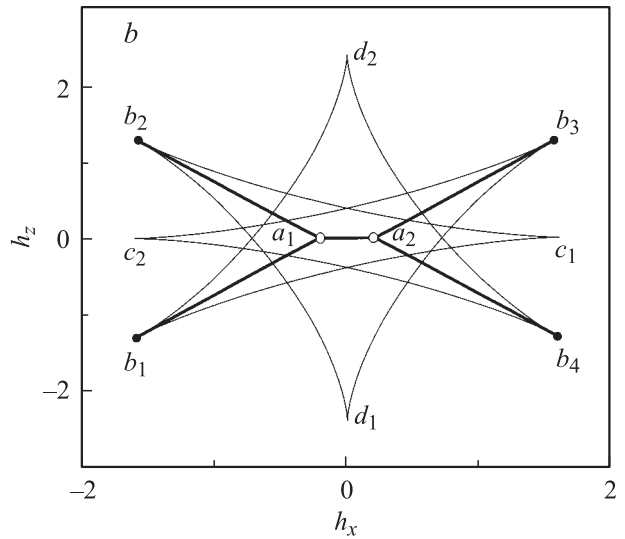
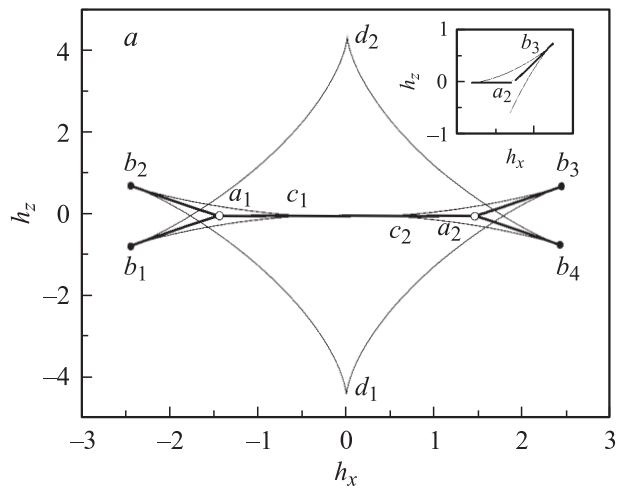
$$\sin^3 \theta - \frac{1 - \kappa}{2} \sin \theta - \frac{h_x}{4} = 0, \quad K < 0, \quad (13)$$

а точки окончания линий фазовых переходов первого рода имеют координаты:  $c_{1,2}(\mp 2(\kappa - 1); 0)$   $K > 0$ ;  $c_{1,2}(\mp 2(\kappa + 1); 0)$ ,  $K < 0$ . На рис. 2 представлена фазовая  $(h_x, h_z)$ -диаграмма для  $K > 0$ . В точках  $d_1$  и  $d_2$  теряют устойчивость метастабильные фазы  $\theta = 0$  и  $\theta = \pi$  соответственно, а их координаты равны  $d_{1,2}(0; \mp 2(\kappa + 1))$ . Такой же топологический вид имеет фазовая диаграмма и при  $K < 0$ .

Если параметр  $\kappa$  изменяется в интервале  $0 < \kappa < 5$ , в потенциале (4) проявляется конкуренция вкладов между наведенной одноосной и кубической магнетокристаллической анизотропиями. Эта конкуренция приводит, в частности, к изменению топологии  $(h_x, h_z)$ -фазовых диаграмм. На этих фазовых диаграммах появляются дополнительные области метастабильных состояний в форме „ласточкиных хвостов“, ограниченные линиями (8) [40,42,43]. Дальнейший анализ будем проводить отдельно для двух случаев:  $K > 0$  и  $K < 0$ .

В случае когда  $K > 0$  линия фазового перехода первого рода (10), разделяющая состояния с  $\theta$  и  $\pi - \theta$ , заканчивается в точках  $a_1$  и  $a_2$  (рис. 3, а) с координатами

$$h_z = 0, \quad h_x = 2 \sin \theta_0 (\cos 2\theta_0 + \kappa). \quad (14)$$



**Рис. 3.** Эволюция фазовых  $(h_x, h_z)$ -диаграмм при изменении эффективной анизотропии  $\kappa$  для  $K > 0$ . а —  $\kappa = 1.2$ , б —  $\kappa = 0.2$ , с —  $\kappa = 0$ . Точки  $a_1, a_2$  соответствуют точкам сосуществования трех фаз;  $b_1, b_2, b_3, b_4$  — точки окончания линий фазовых переходов первого рода между угловыми фазами.

В этих точках сосуществуют три фазы

$$\theta_1 = \pi - \theta_0, \quad \theta_2 = 2\pi + \theta_0, \quad \theta_3 = \frac{3\pi}{2}$$

$$\left( \theta_0 = \arcsin \frac{1 - \sqrt{1 + 3\kappa}}{3} \right) \quad \text{для точки } a_1; \quad (15)$$

$$\theta_1 = \theta_0, \quad \theta_2 = \pi - \theta_0, \quad \theta_3 = \frac{\pi}{2}$$

$$\left( \theta_0 = \arcsin \frac{-1 + \sqrt{1 + 3\kappa}}{3} \right) \quad \text{для точки } a_2. \quad (16)$$

К этим точкам примыкают по две линии фазовых переходов первого рода между угловыми фазами („усы“). Координаты этих линий, разделяющих состояния  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , определяются совместным решением уравнения фазового равновесия  $\Phi(\theta_1) = \Phi(\theta_2)$  с уравнениями  $d\Phi/d\theta|_{\theta=\theta_1} = 0$ ,  $d\Phi/d\theta|_{\theta=\theta_2} = 0$ . Эти линии фазовых переходов первого рода заканчиваются в критических точках  $b_j$  с координатами  $b_1(-h_x^c; -h_z^c)$ ,  $b_2(-h_x^c; h_z^c)$ ,  $b_3(h_x^c; h_z^c)$ ,  $b_4(h_x^c; -h_z^c)$ , где критические поля определяются из (9). В этих точках осуществляется переход в однородное состояние  $\theta_1 = \theta_2$  (вставка на рис. 3, а).

Внутренние точки  $c_i$  заострения модифицированной астроида имеют координаты  $c_1(-2(\kappa - 1); 0)$ ,  $c_2(2(\kappa - 1); 0)$ . По мере уменьшения параметра  $\kappa$  эти точки смещаются к началу координат и при  $\kappa = 1$  сливаются в начале координат. При дальнейшем уменьшении  $\kappa$  точка  $c_1$  смещается вправо, а точка  $c_2$  — влево от начала координат. Этот процесс фактически приводит к уменьшению областей существования метастабильных состояний. Что касается линии фазового перехода первого рода  $a_1a_2$ , то при  $\kappa \rightarrow 0$  ее длина уменьшается (рис. 3, б) и при  $\kappa = 0$  эта линия вырождается в точку. Здесь имеет место сосуществование четырех фаз  $\theta = \pi n/2$  ( $n = 0, 1, 2, 3$ ) [47]. К этой точке примыкают четыре отрезка прямых, являющихся линиями фазовых переходов первого рода между угловыми фазами (рис. 3, в).

Проследим подробнее за эволюцией состояния системы при изменении магнитного поля вдоль линии  $a_1a_2$  на разных интервалах изменения параметра  $\kappa$ . Для определенности будем рассматривать положительные магнитные поля (отрезок  $0a_2$ ). На интервале  $1 \leq \kappa < 5$ , как отмечалось выше, в нулевом поле реализуются состояния (5). При  $h_x \neq 0$  в системе образуются энергетически эквивалентные состояния  $\theta_0$  и  $\pi - \theta_0$  (с  $\theta_0$  из (14)). С ростом  $h_x$  энергия этих состояний понижается, и в поле  $h_x = 2(\kappa - 1)$  (точка  $c_2$ ) зарождается метастабильная фаза  $\theta = \pi/2$ . При дальнейшем увеличении  $h_x$  энергия этой метастабильной фазы уменьшается и в точке  $a_2$  имеет место трехкратное вырождение по энергии состояний (16). С ростом  $h_x$  абсолютному минимуму потенциала отвечает состояние  $\theta = \pi/2$ , а фазы  $\theta_0$  и  $\pi - \theta_0$  становятся метастабильными. В поле  $h_z = 0$ ,  $h_x = \frac{1}{27}(6 + 6\kappa)^{3/2}$  осуществляется переход в однородное состояние  $\theta = \pi/2$ . Заметим, что при  $\kappa = 1$  в потенциале (4) подавляется влияние одноосной наведенной

анизотропии и определяющая роль принадлежит магнитокристаллической кубической анизотропии. Интервалу  $0 < \kappa < 1$  в нулевом поле отвечает область метастабильных состояний, поскольку переход между (5) и (6) является фазовым переходом первого рода. Здесь состояния (5) абсолютно устойчивы, а (6) — метастабильны. Характер эволюции магнитных состояний на этом интервале изменения  $\kappa$  при движении вдоль линии  $a_1a_2$  остается прежним. Главное отличие состоит в том, что в этом случае фаза  $\theta = \pi/2$  существует в системе как метастабильная уже в нулевом магнитном поле.

Исследуем случай  $\kappa < 0$ . Если  $\kappa$  изменяется на интервале  $1 \leq \kappa < 5$ , то на фазовых  $(h_x h_z)$ -диаграммах имеется линия фазового перехода первого рода ( $d_1d_2$  на рис. 4). Она по-прежнему задается соотношением (11) и разделяет состояния  $\theta$  и  $\pi - \theta$ , равновесные значения которых определяются из (13). Кроме этого, появляются дополнительные области метастабильных состояний (рис. 4, а), ограниченные кривыми (8) с критическими точками  $b_j$ ;  $b_1(-h_x^c; h_z^c)$ ,  $b_2(h_x^c; h_z^c)$ ,  $b_3(h_x^c; -h_z^c)$ ,  $b_4(-h_x^c; -h_z^c)$ . (Поля  $h_x^c$ ,  $h_z^c$  задаются соотношениями (9)). Размеры этих областей увеличиваются с уменьшением параметра  $\kappa$ . При этом внутренние точки  $c_1(0; 2(\kappa - 1))$  и  $c_2(0; -2(\kappa - 1))$  заострения модифицированной астроида движутся навстречу друг другу, сливаясь в начале координат, если  $\kappa = 1$ .

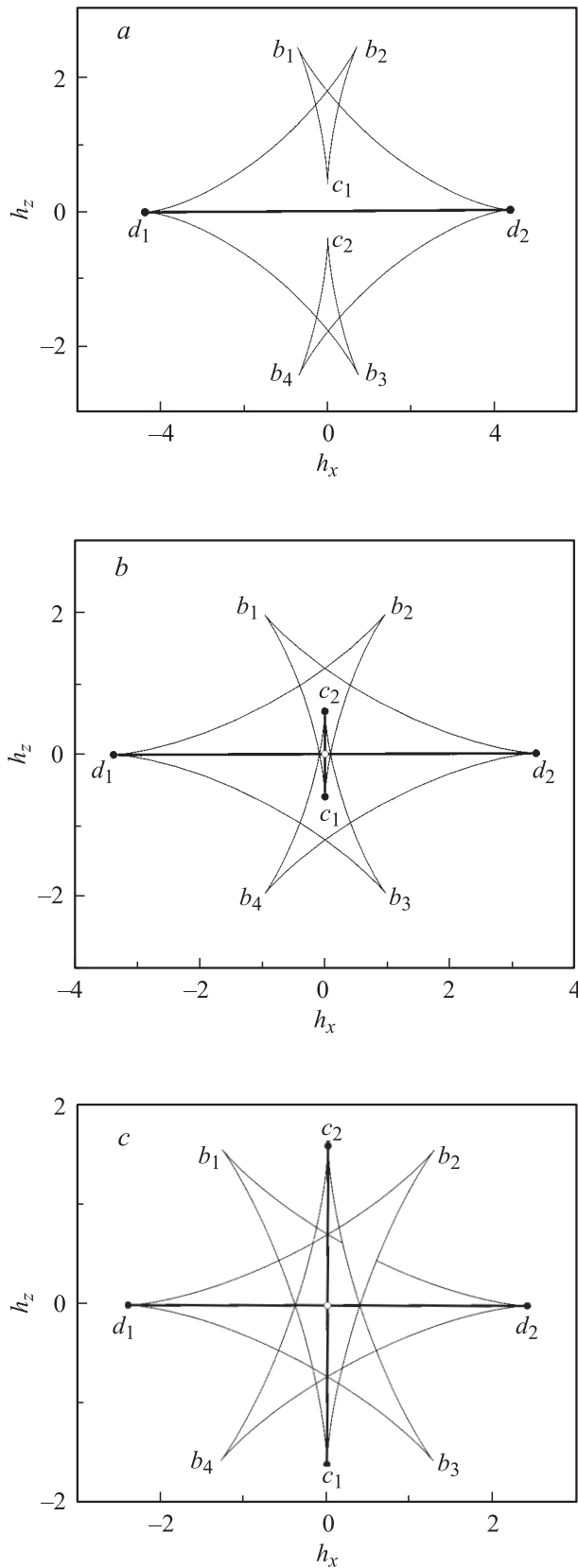
Эволюция магнитных состояний происходит, как и в рассмотренном выше случае  $\kappa \geq 5$ . Единственное отличие возникает, если прикладывать магнитное поле вдоль симметричного направления  $h_x = 0$ ,  $h_z > 0$ . В этом случае магнитное поле снимает вырождение состояний (5): абсолютному минимуму энергии отвечает фаза  $\theta = 0$ , а фаза  $\theta = \pi$  становится метастабильной. По мере роста магнитного поля энергия метастабильной фазы  $\theta = \pi$  увеличивается, и в поле  $h_z = 2(\kappa - 1)$  (точка  $c_1$  на рис. 4, а) она становится абсолютно неустойчивой. В этом поле образуются две новые метастабильные фазы  $\theta_1$  и  $\theta_2$  с энергией, меньшей, чем фазы  $\theta = \pi$ . Эти состояния  $\theta_1, \theta_2$  имеют равные энергии, а их значения задаются уравнением

$$\cos^3 \theta - \frac{1 + \kappa}{2} \cos \theta - \frac{h_z}{4} = 0. \quad (17)$$

В поле

$$h_z = \frac{1}{27}(6 + 6\kappa)^{3/2} \quad (18)$$

эти метастабильные состояния исчезают, а абсолютному минимуму энергии отвечает фаза  $\theta = 0$ . Образование метастабильных состояний  $\theta_1$  и  $\theta_2$  не связано с линией фазового перехода первого рода, а только с характерным изменением потенциального рельефа. Поэтому во всей области существования  $(b_1c_1b_2)$  и  $(b_3c_2b_4)$  на рис. 4, а) они не являются термодинамически устойчивыми. Это означает, что хотя  $\theta_1$  и  $\theta_2$  и являются вырожденными, они не образуют в системе термодинамически устойчивых полидоменных состояний.



**Рис. 4.** Эволюция фазовых  $(h_x, h_z)$ -диаграмм при изменении эффективной анизотропии  $\kappa$  для  $K < 0$ . *a* —  $\kappa = 1.2$ , *b* —  $\kappa = 0.7$ , *c* —  $\kappa = 0.2$ . Жирными линиями  $d_1d_2$  и  $c_1c_2$  отмечены линии фазовых переходов первого рода.

В области плавной спиновой переориентации  $0 \leq \kappa < 1$  на фазовых  $(h_x, h_z)$ -диаграммах кроме линии (11) появляется дополнительная линия фазовых переходов первого рода  $c_1c_2$  (рис. 4, *b*) [46]. Эта линия задается соотношениями

$$h_x = 0, \quad |h_z| \leq h_z^c = 2(1 - \kappa) \quad (19)$$

и разделяет состояния с  $\theta$  и  $-\theta$ , равновесные значения которых определяются из уравнения (17). Рассмотрим, как происходит эволюция магнитных состояний в этой области, если поле изменяется вдоль симметричных направлений. В нулевом магнитном поле, как отмечалось выше, реализуются состояния (7). В этих условиях имеет место сосуществование четырех фаз [46]

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \frac{1}{2} \arccos \kappa, & \theta_2 &= -\theta_1, \\ \theta_3 &= \pi - \theta_1, & \theta_4 &= \pi + \theta_1. \end{aligned} \quad (20)$$

При  $0.5 \leq \kappa < 1$  и изменении магнитного поля вдоль прямых (19) в системе сохраняется вырождение состояний  $\theta$  и  $-\theta$ , а их энергия понижается. Две другие фазы тоже остаются вырожденными, но их энергия повышается и они становятся метастабильными. В поле  $h_z = 2(1 - \kappa)$  (точка  $c_2$ ) потенциальный барьер между состояниями  $\theta$  и  $-\theta$  исчезает и абсолютному минимуму энергии отвечает фаза  $\theta = 0$ . Метастабильные же фазы  $\theta_3$  и  $\theta_4$  становятся абсолютно неустойчивыми в поле (18).

Если параметр  $\kappa$  изменяется в интервале  $0 \leq \kappa < 0.5$ , точки  $c_1$  и  $c_2$  на фазовых  $(h_x, h_z)$ -диаграммах выходят из области метастабильных состояний (рис. 4, *c*). Данное обстоятельство приводит к тому, что с увеличением магнитного поля сначала исчезают вырожденные метастабильные состояния  $\theta_3$  и  $\theta_4$  и только в точке  $c_2$  исчезает потенциальный барьер между состояниями  $\theta$  и  $-\theta$ . Здесь осуществляется переход в однородное состояние  $\theta = 0$ . Аналогичным образом происходит эволюция магнитных состояний, если магнитное поле изменяется вдоль линии (11). Здесь равновесные значения  $\theta$  определяются из (13).

Замечательная топологическая трансформация  $(h_x, h_z)$ -фазовых диаграмм, описанная в этом разделе и показанная на рис. 2–4, объединяет результаты, полученные в течение нескольких десятилетий. Большинство исследований модели (4) проводились для  $K > 0$  (рис. 3). Для магнитного поля, ориентированного вдоль одной из кристаллографических осей, подробный анализ магнитных состояний проведен в [41] (см. также [39]). Видимо, впервые трансформация астроида Стоунера–Вольфарта (рис. 2) в линию лабильности с „ласточкиными хвостами“ (рис. 3, *a, b*) и их дальнейшая эволюция к восьмиконечной астройде („розе ветров“) (рис. 3, *c*) были исследованы в [50]. В ряде более поздних работ (см., например, [40, 42–44, 48, 51]) обсуждались различные аспекты метастабильных состояний для этой системы. Координаты критических точек были определены в [45].

Наконец расчет линий фазовых переходов первого рода и областей полидоменных состояний [47] завершил анализ  $(h_x h_z)$ -фазовых диаграмм для  $K > 0$ .

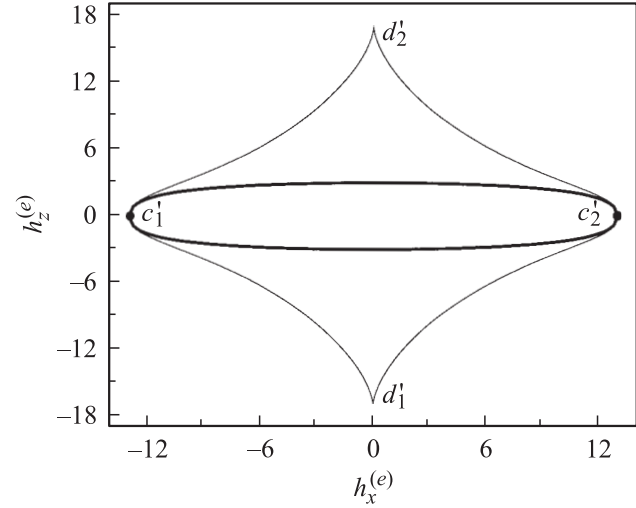
В системах с  $K < 0$  в нулевом поле на интервале  $(-1 < \kappa < 1)$  происходит плавная спиновая переориентация. Решения (7) для угловой фазы описывают непрерывное вращение магнитных моментов от одной легкой оси к другой ( $\mathbf{M} \parallel O_x$  при  $\kappa < -1$  и  $\mathbf{M} \parallel O_z$  при  $\kappa > 1$ ). Точки  $\kappa = \pm 1$  являются точками фазовых переходов второго рода из симметричных в низкосимметричную „буферную“ фазу [39]. Такие переходы со спонтанным нарушением симметрии являются типичными для магнитных систем (см. примеры в [11,38]). Характерное изменение потенциального рельефа в таких буферных фазах сопровождается необычной перестройкой доменных границ [39]. Поэтому сформировалось мнение об особой „невейсовской“ природе таких полидоменных состояний. Однако анализ  $(h_x h_z)$ -фазовых диаграмм для  $K < 0$  позволил описать эти полидоменные системы в рамках регулярной теории магнитных доменов [38,46].

#### 4. Фазовые диаграммы во внешнем поле

Учет размагничивающих полей приводит к переопределению границ метастабильных состояний (8). Так, для образцов эллипсоидальной формы линии устойчивости определяются из уравнения  $\mathbf{H}^{(e)} = \mathbf{H} + 4\pi\tilde{N}\mathbf{M}$ , где  $\tilde{N}$  — тензор размагничивающих коэффициентов,  $\mathbf{H}$  — внутреннее поле (8), а  $\mathbf{M}$  — намагниченность в однородном состоянии (на линиях устойчивости (8)). Переопределенные таким образом линии устойчивости отдельных фаз задают на фазовых  $(h_x^{(e)} h_z^{(e)})$ -диаграммах один из предельных случаев эволюции системы во внешнем поле (раздел 5).

Наличие в системе фазовых переходов первого рода между магнитными состояниями приводит к образованию термодинамически устойчивых полидоменных структур из доменов сосуществующих фаз [38]. Число различных доменов равно числу сосуществующих фаз при фазовых переходах первого рода. Как показывает проведенный выше анализ, в ферромагнитном нанослое могут реализовываться двух-, трех- и четырехфазные ( $K > 0$ ), двух- и четырехфазные ( $K < 0$ ) полидоменные структуры. Перейдем к расчету областей существования полидоменных структур. Согласно теории фаз [38], каждой точке фазовой диаграммы в компонентах внутреннего поля соответствует определенный участок на фазовой  $(h_x^{(e)} h_z^{(e)})$ -диаграмме, выполненной в компонентах внешнего поля (область существования полидоменных структур).

В соответствии с теорией фаз [32,38], для эллипсоидальных образцов в области существования полидоменных структур зависимость объемных долей фаз  $\xi_i$  и намагниченностей  $\mathbf{M}^{(i)}(\mathbf{H}_{tr})$  отдельных фаз от внешнего



**Рис. 5.** Фазовая  $(h_x^{(e)} h_z^{(e)})$ -диаграмма в компонентах внешнего поля для  $K > 0$ ,  $\kappa = 6$ . Жирными линиями представлены границы областей существования двухфазных доменных структур в термодинамическом режиме, тонкими — границы устойчивости отдельных фаз в режиме Стоунера–Вольфарта.

поля задается уравнением

$$\mathbf{H}^{(e)} = \mathbf{H}^{tr} + 4\pi\tilde{N} \sum_{i=1}^n \xi_i \mathbf{M}^{(i)}(\mathbf{H}^{tr}), \quad \sum_{i=1}^n \xi_i = 1, \quad (21)$$

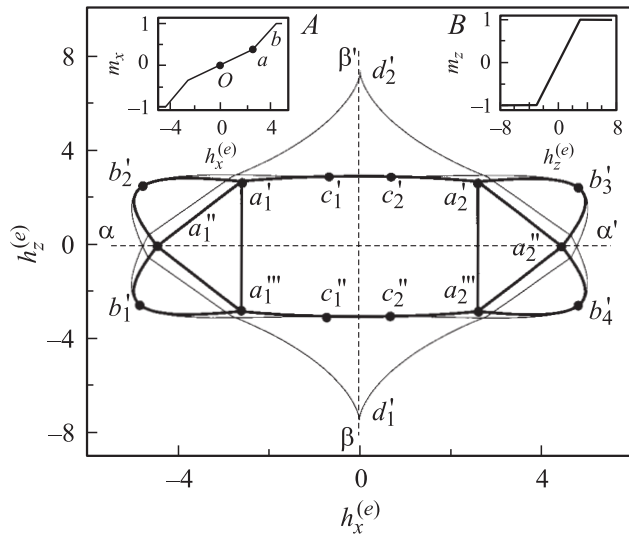
где  $\mathbf{H}^{tr}$  — поле фазового равновесия между  $n$  магнитными фазами.

В области двукратного вырождения при  $\kappa \geq 5$  поле  $\mathbf{h}^{tr}$ , разделяющее состояния с  $\theta$  и  $\pi - \theta$ , задается соотношениями (10) или (11), а намагниченности в доменах  $\mathbf{m}^{(i)}$  определяются из уравнений (12) или (13). Система уравнений, определяющих зависимость равновесных параметров двухфазных доменных структур от внешнего поля, имеет вид

$$\begin{cases} h_x^{(e)} = h_x^{tr} + \alpha [N_{xx} \sin \theta + N_{xz} (2\xi_1 - 1) \cos \theta], \\ h_z^{(e)} = h_z^{tr} + \alpha [N_{zx} \sin \theta + N_{zz} (2\xi_1 - 1) \cos \theta]. \end{cases} \quad (22)$$

Здесь  $\alpha = 2\pi M^2 / |K|$ . Границы между областью существования двухфазных доменных структур и однородным состоянием определяются из этих уравнений при  $\xi_1 = 1, 0$  (даны жирной линией на рис. 5). В двухфазной доменной структуре с изменением внешнего поля  $h^{(e)}$  могут меняться как доли фаз  $\xi_i$ , так и величина внутреннего поля  $h^{tr}$ , а вместе с этим и равновесные состояния в доменах. В области существования двухфазной доменной структуры линии постоянного внутреннего поля  $\{\mathbf{h}^{(e)} | \mathbf{h}^{tr}\}$  [38] определяются из (22) исключением  $\xi_i$  и представляют собой семейство параллельных прямых

$$\begin{aligned} (h_x^{(e)} - h_x^{tr}) N_{zz} - \alpha \sin \theta (N_{xx} N_{zz} - N_{xz}^2) \\ - \alpha N_{xz} N_{zz} \cos \theta = h_z^{(e)} N_{xz}. \end{aligned} \quad (23)$$



**Рис. 6.** Фазовая  $(h_x^{(e)} h_z^{(e)})$ -диаграмма в компонентах внешнего поля для  $K > 0$ ,  $\kappa = 1.2$ . Жирными линиями представлены границы существования полидоменных состояний в термодинамическом режиме:  $a_1' a_1'' a_1'''$  и  $a_2' a_2'' a_2'''$  — области существования трехфазных доменных структур;  $a_1' a_2' a_2'' a_1''$ ,  $a_2' b_3' a_2''$ ,  $a_2'' b_4' a_2'''$ ,  $a_1'' b_1' a_1''$ ,  $a_1'' b_2' a_1''$  — области с двухфазными доменными структурами. Тонкие линии — границы устойчивости отдельных фаз в режиме Стоунера–Вольфарта.  $A$  — кривая намагничивания постоянного сечения в направлении  $\alpha\alpha'$ ,  $B$  — кривая намагничивания постоянного сечения в направлении  $\beta\beta'$ .

При изменении  $\mathbf{h}^{(e)}$  вдоль линий (23) внутренние состояния в доменах не изменяются, а эволюция системы происходит посредством смещения доменных границ. Если исключить из системы уравнений (22)  $\mathbf{h}^{tr}$ , получим семейство кривых (эллипсов)  $\{\mathbf{h}^{(e)} | \xi_i\}$ . При изменении  $\mathbf{h}^{(e)}$  вдоль одной из этих линий доли фаз  $\xi_i$  сохраняют постоянное значение, а эволюция доменной структуры происходит за счет изменения  $h_x^{tr}$  и связанного с ним изменением намагниченности в доменах  $\mathbf{m}(h_x^{tr})$  в соответствии с уравнениями (12) или (13).

При  $0 < \kappa < 5$  ( $K > 0$ ) точкам  $a_1$  и  $a_2$  трехкратного вырождения на  $(h_x h_z)$ -диаграммах соответствуют области существования трехфазных доменных структур  $a_1' a_1'' a_1'''$  и  $a_2' a_2'' a_2'''$  на  $(h_x^{(e)} h_z^{(e)})$ -диаграммах. Так, например, для точки  $a_2$  получаем из (21), что параметры одной из этих областей задаются уравнениями

$$\begin{cases} h_x^{(e)} = h_x^{tr} + \alpha[N_{xx}(\xi_1 \sin \theta_0 + \xi_2 + \xi_3 \sin \theta_0) + N_{xz}(\xi_1 \cos \theta_0 - \xi_3 \cos \theta_0)], \\ h_z^{(e)} = h_z^{tr} + \alpha[N_{zx}(\xi_1 \sin \theta_0 + \xi_2 + \xi_3 \sin \theta_0) + N_{zz}(\xi_1 \cos \theta_0 - \xi_3 \cos \theta_0)], \\ \xi_1 + \xi_2 + \xi_3 = 1, \end{cases} \quad (24)$$

где  $h_x^{tr}, h_z^{tr}$  — поле фазового перехода первого рода, определяемое из (14), а  $\theta_0$  — из (16).

Область существования трехфазной доменной структуры представляет собой треугольник, вершины которого

го  $a_1', a_2', a_3'''$  имеют координаты

$$\begin{aligned} & [2 \sin \theta_0 (2 \cos^2 \theta_0 - 1 + \kappa) \\ & + \alpha(N_{xx} \sin \theta_0 + N_{xz} \cos \theta_0); \quad \alpha(N_{xz} \sin \theta_0 + N_{zz} \cos \theta_0)], \\ & [2 \sin \theta_0 (2 \cos^2 \theta_0 - 1 + \kappa) + \alpha N_{xx}; \quad \alpha N_{xz}], \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} & [2 \sin \theta_0 (2 \cos^2 \theta_0 - 1 + \kappa) \\ & + \alpha(N_{xx} \sin \theta_0 - N_{xz} \cos \theta_0); \quad \alpha(N_{xz} \sin \theta_0 - N_{zz} \cos \theta_0)]. \end{aligned}$$

В вершинах треугольника осуществляется переход в однородное состояние (здесь одно из  $\xi_i = 1$ , а остальные равны нулю). Стороны треугольника представляют собой границы между трех- и двухфазными доменными структурами (здесь обращается в нуль одно из  $\xi_i$ ) (рис. 6). Во всей области существования трехфазной доменной структуры внутреннее поле (14) постоянно, и эволюция системы осуществляется только за счет смещения доменных границ (перераспределения долей фаз). Равновесные параметры и границы двухфазных доменных структур в этом случае определяются из уравнения (21) по аналогии с уравнениями (22).

При  $\kappa = 0$  в области четырехкратного вырождения внутреннее поле  $h^{tr} = 0$ , а параметры этой области задаются уравнениями

$$\begin{cases} h_x^{(e)} = \alpha[N_{xx}(\xi_2 - \xi_4) + N_{xz}(\xi_1 - \xi_3)], \\ h_z^{(e)} = \alpha[N_{zx}(\xi_2 - \xi_4) + N_{zz}(\xi_1 - \xi_3)], \\ \xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \xi_4 = 1. \end{cases} \quad (26)$$

Область существования четырехфазной доменной структуры  $a' a'' a''' a''''$  представляет собой параллелограмм с вершинами

$$\begin{aligned} & [-\alpha N_{xx}; -\alpha N_{zx}], \quad [\alpha N_{xz}; \alpha N_{zz}], \\ & [\alpha N_{xx}; \alpha N_{zx}], \quad [-\alpha N_{xz}; -\alpha N_{zz}], \end{aligned} \quad (27)$$

в которых осуществляется переход в однородное состояние. К каждой стороне параллелограмма примыкает область существования двухфазной доменной структуры. (Подробное рассмотрение этого случая проведено в [52]).

Для  $K < 0$  на интервале  $1 \leq \kappa < 5$  имеет место только двукратное вырождение магнитных состояний и на  $(h_x^{(e)} h_z^{(e)})$ -диаграммах присутствуют области с двухфазными доменными структурами. В этом случае фазовые  $(h_x^{(e)} h_z^{(e)})$ -диаграммы топологически эквивалентны представленным на рис. 5. Равновесные параметры этой области определяются так же, как и для случая  $\kappa \geq 5$  (см. уравнения (21), (22)).

В области четырехкратного вырождения ( $0 \leq \kappa < 1$ ) внутреннее поле  $h^{tr} = 0$ , а  $\mathbf{m}^{(i)}$  задаются соотношения-



ми (20). Подставляя эти соотношения в (21), получим

$$\begin{cases} h_x^{(e)} = \alpha[N_{xx}(\xi_1 - \xi_2 - \xi_3 + \xi_4) \sin \theta \\ \quad + N_{xz}(\xi_1 + \xi_2 - \xi_3 - \xi_4) \cos \theta], \\ h_z^{(e)} = \alpha[N_{zx}(\xi_1 - \xi_2 - \xi_3 + \xi_4) \sin \theta \\ \quad + N_{zz}(\xi_1 + \xi_2 - \xi_3 - \xi_4) \cos \theta], \\ \xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \xi_4 = 1. \end{cases} \quad (28)$$

Вместе с уравнением (7) эта система определяет  $\xi_i$  как функции внешнего поля  $\mathbf{h}^{(e)}$ . На  $(h_x^{(e)}, h_z^{(e)})$ -диаграмме область существования четырехфазной доменной структуры представляет собой параллелограмм с вершинами

$$\begin{aligned} & [N_{xx}A_1 + N_{xz}A_2; N_{xz}A_1 + N_{zz}A_2], \\ & [-N_{xx}A_1 + N_{xz}A_2; -N_{xz}A_1 + N_{zz}A_2], \\ & [-N_{xx}A_1 - N_{xz}A_2; -N_{xz}A_1 - N_{zz}A_2], \\ & [N_{xx}A_1 - N_{xz}A_2; N_{xz}A_1 - N_{zz}A_2], \end{aligned} \quad (29)$$

где  $A_1 = \alpha \sin \theta$ ,  $A_2 = \alpha \cos \theta$ . В этих точках достигается переход в однородное состояние. На каждой из сторон параллелограмма попарно обращаются в нуль два из четырех  $\xi_i$ , т.е. эти отрезки служат границей между четырех- и двухфазными доменными структурами. Во всей области существования четырехфазной доменной структуры внутреннее поле  $\mathbf{h} = \mathbf{h}^{\text{tr}} = 0$ , и эволюция системы происходит только за счет перераспределения долей фаз [46].

Описание областей с двухфазными доменными структурами проводится аналогично случаю  $\kappa \geq 5$ . Так, для линии фазового перехода первого рода (11) равновесные параметры двухфазной доменной структуры описываются уравнениями (22). Подставляя в (21) выражение для линии фазового перехода первого рода (19), получим

$$\begin{cases} h_x^{(e)} = \alpha[N_{xx}(\xi_1 - \xi_2) \sin \theta + N_{xz}(\xi_1 + \xi_2) \cos \theta], \\ h_z^{(e)} = h_z^{\text{tr}} + \alpha[N_{zx}(\xi_1 - \xi_2) \sin \theta + N_{zz}(\xi_1 + \xi_2) \cos \theta], \\ \xi_1 + \xi_2 = 1. \end{cases} \quad (30)$$

Вместе с уравнением (17) для  $\theta$  система (30) задает зависимость внутренних параметров этой доменной структуры от внешнего поля. Отметим, что изображенные на рис. 5, 6 фазовые диаграммы рассчитаны для образца сферической формы ( $N_{xx} = N_{zz} = 1/3$ ,  $N_{xz} = N_{zx} = 0$ ).

Результаты этого раздела получены для эллипсоида, включая его предельные формы (как пластины или цилиндры). Величины компонент тензора намагничивающих коэффициентов  $\hat{N}$  определяются соотношением между осями и их расположением относительно кристаллографических осей магнетика. Поэтому форма магнетика существенным образом влияет на размеры областей существования доменных структур [46]. Если, например, рассматривать пленку с нормалью, параллельной одной из кристаллографических осей, следует ожидать реализации доменной структуры, связанной

только с размагничивающим действием проекции  $\mathbf{m}^{(i)}$  на ось, параллельную нормали. Формально в этом случае область с трех- и четырехфазными доменными структурами вообще не будет образовываться. Тем не менее, из-за конечности поперечных размеров пленки, благодаря размагничивающему действию ее торцов, полидоменные структуры все же будут наблюдаться. Аналогичные рассуждения справедливы также и для нанопроволок.

## 5. Кривые намагничивания и параметры полидоменных структур

Магнитные фазовые диаграммы (рис. 5, 6) являются основой для анализа магнитных состояний в системе и построения кривых намагничивания. Линии лабильности с одной стороны и границы полидоменных состояний с другой определяют два предельных случая эволюции системы во внешнем поле. В абсолютно жестком магнетике магнитные состояния существуют вплоть до границ их устойчивости. В этом случае линии лабильности отдельных фаз описывают гистерезисные кривые (режим Стоунера–Вольфарта). Напротив, в идеально мягкой магнитной системе в процессе изменения внешнего поля реализуются термодинамически устойчивые состояния. В этом случае в магнетике наблюдаются безгистерезисные процессы перестройки полидоменных состояний (термодинамический режим). Кривые намагничивания в этом режиме обсудим на примере для систем с  $K > 0$  и  $\kappa = 1.2$  (вставки *A* и *B* на рис. 6).

Средняя намагниченность в полидоменном состоянии равна (см. (21))

$$4\pi N(\mathbf{M}) = \mathbf{H}^{(e)} - \mathbf{H}^{\text{tr}}. \quad (31)$$

Рассмотрим два направления внешнего магнитного поля  $\mathbf{h}^{(e)} > 0$ : ортогонально и параллельно легкой оси. В первом случае (направление  $\alpha\alpha'$  на рис. 6) в области существования двухфазной доменной структуры внешнее поле задается уравнением  $h_z^{(e)} = 0$ ,  $h_x^{(e)} = h_x^{\text{tr}} + \alpha N_{xx} \sin \theta$ . Поле перехода  $h^{\text{tr}}$  определяется из (14), а значения  $\theta$  из (12). На графике зависимости намагниченности  $m_x = \langle M_x \rangle / M = \sin \theta$  от внешнего поля  $h_x^{(e)}$  (вставка *A* на рис. 6) это соответствует нелинейному участку *0a*. В области существования трехфазной доменной структуры внешнее поле и намагниченность связаны соотношением  $h_x^{(e)} = \alpha N_{xx} m_x$ , а  $m_x = \xi_2 + (1 - \xi_2) \sin \theta_0$  ( $\theta_0$  определяется из (16)). Доля фазы  $\xi_2$  изменяется от 0 до 1. На вставке *A* (рис. 6) этому соответствует линейный участок *ab*. Вне области существования трехфазной доменной структуры достигается насыщение.

Если внешнее поле приложено вдоль легкой оси (направление  $\beta\beta'$  на рис. 6), в области существования двухфазной доменной структуры оно задается уравнением  $h_x^{(e)} = 0$ ,  $h_z^{(e)} = \alpha N_{zz} m_z$ . Здесь  $m_z = \langle M_z \rangle / M = (2\xi_1 - 1) \cos \theta$ . Поскольку абсолютному минимуму

энергии отвечает состояние с  $\theta = 0$ ,  $m_z$  изменяется только за счет изменения  $\xi_1$  от 1/2 до 1. На графике зависимости  $m_z$  от  $h_z^{(e)}$  (вставка В на рис. 6) это соответствует линейному росту. Вне области существования двухфазной доменной структуры достигается насыщение. Используя решения для равновесных состояний в конкурирующих фазах и связь между компонентами внешнего и внутреннего поля, можно рассчитать стандартным образом полевые зависимости параметров полидоменных состояний во всей области их существования [32,38,53].

Магнитные фазовые диаграммы (рис. 5,6) не только устанавливают абсолютные пределы различных режимов намагничивания, но и позволяют анализировать реальные наномagnетики, в которых наблюдаются как процессы гистерезиса, так и полидоменные состояния. Так, например, существование полидоменных состояний и некогерентного спинового вращения наблюдалось в эпитаксиальных пленках NiMn/Co [54] и двойных слоях MnPd/Fe [25].

## 6. Заключение

Таким образом, определены равновесные состояния в магнитных нанослоях с конкурирующими поверхностной и объемной магнитными анизотропиями. Наведенная магнитная анизотропия неоднородна по толщине пленки и сильно зависит от магнитных и геометрических параметров наносистемы (см. (2) и рис. 1). При расчете пространственно-однородных магнитных состояний наведенная анизотропия может быть учтена в интегральной форме (3), а функционал энергии сводится к энергии массивного магнетика (4). Фазовые диаграммы системы в компонентах внешнего поля (рис. 5,6) включают области с двух-, трех- и четырехфазными полидоменными структурами, которые окружены областями метастабильных состояний. Полученные в работе решения для равновесных состояний и фазовые диаграммы (рис. 5,6) позволяют провести детальный анализ процессов намагничивания в системе. Отметим, что проведенные ранее исследования модели (4) ограничены расчетом линий лабильностей в компонентах внутреннего поля в пределе толстых пленок [29,55,56].

В настоящей работе были рассмотрены только однородные по толщине пластины магнитные состояния. Как показывают расчеты для аналогичных моделей [15,16], неоднородное распределение наведенной анизотропии может стабилизировать неоднородные магнитные конфигурации (скрученные (twisted) фазы). Их существование обычно ограничено узкой окрестностью линий фазовых переходов между однородными состояниями [15,16]. Результаты настоящей работы позволяют локализовать области существования скрученных фаз для модели (4). Расчеты, аналогичные проведенным в [15,16], позволяют определить их структуры и границы существования. Экспериментальные исследования магнитных состояний

в наносистемах NiMn/Co [54], MnPd/Fe [25] находятся в хорошем соответствии с результатами нашей работы, однако недостаточны для детального анализа.

## Список литературы

- [1] J.I. Martin, J. Nogues, K. Liu, J.L. Vicente, I.K. Schuller. *J. Mang. Magn. Mater.* **256**, 449 (2003).
- [2] R. Skomski. *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841 (2003).
- [3] S.D. Bader. *Surf. Sci.* **500**, 172 (2002).
- [4] H. Zabel. *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9303 (1999).
- [5] E.W. Plummer, I.R. Matzdorf, A.V. Melechko, J.P. Pierce, J. Zhang. *Surf. Sci.* **500**, 1 (2002).
- [6] M. Takahashi, M. Tsunoda, H. Shoji. *Vacuum* **59**, 814 (2000).
- [7] J. Gui, H. Tang, Li-P. Wang, G.C. Rauch, Z. Boutaghou, J. Hanchi, Th. Pitchford, P. Segar. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 5383 (2000).
- [8] K.E. Johnson. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 5365 (2000).
- [9] Th.D. Howell, P.A. McEwen, A. Patapoutian. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 5371 (2000).
- [10] J. Numazawa, H. Ohshima. *J. Magn. Magn. Mater.* **176**, 1, 1 (1997).
- [11] С.В. Вонсовский. *Магнетизм. Наука, М.* (1971). 1032 с.
- [12] M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, J.J. de Vries. *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
- [13] P. Pouloupoulos, K. Baberschke. *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9495 (1999).
- [14] W.J.M. de Jonge, P.G.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder. *Ultrathin Magnetic Structures. Springer, Berlin* (1994). Vol. 1.
- [15] A.N. Bogdanov, U.K. Röbber, K.H. Müller. *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, 594 (2002).
- [16] A. Thiaville, A. Fert. *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 161 (1992).
- [17] M. Gester, C. Daboo, R.J. Hicken, S.J. Gray, A. Ercole, J.A.C. Bland. *J. Appl. Phys.* **80**, 1, 347 (1996).
- [18] C.J. Gutierrez, J.J. Krebs, G.A. Prinz. *Appl. Phys. Lett.* **61**, 20, 2476 (1992).
- [19] D.A. Allwood, N. Vernier, G. Xiong, M.D. Cooke, D. Atkinson, C.C. Faulkner, R.P. Cowburn. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 21, 4005 (2002).
- [20] A.F. Isakovic, J. Berezovsky, P.A. Crowella, L.C. Chen, D.M. Carr, B.D. Schultz, C.J. Palmstroöm. *J. Appl. Phys.* **89**, 11, 6674 (2001).
- [21] W. Weber, R. Allenspach, A. Bischof. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 4, 520 (1997).
- [22] S.M. Zhou, K. Liu, C.L. Chien. *Phys. Rev. B* **58**, 717 (1998).
- [23] H.-W. Zhao, W.N. Wang, Y.J. Wang, W.S. Zhan, J.Q. Xiao. *J. Appl. Phys.* **91**, 10, 6893 (2002).
- [24] Y.J. Tang, X. Zhou, X. Chen, B.Q. Liang, W.S. Zhan. *J. Appl. Phys.* **88**, 4, 2054 (2000).
- [25] P. Blomqvist, K.M. Krishnana, Er. Girt. *J. Appl. Phys.* **95**, 12, 8487 (2004).
- [26] T. Mewesa, H. Nembach, M. Rickart, B. Hillebrands. *J. Appl. Phys.* **95**, 10, 5324 (2004).
- [27] T. Mewes, B. Hillebrands, R.L. Stamps. *Phys. Rev. B* **68**, 1, 184418 (2003).
- [28] R.P. Michel, A. Chaiken, C.T. Wang, L.E. Johnson. *Phys. Rev. B* **58**, 13, 8566 (1998).
- [29] Ch.-H. Lai, Yu.-H. Wang, Ch.-R. Chang, J.-Sh. Yang, Y.D. Yao. *Phys. Rev. B* **64**, 1, 094420 (2001).

- [30] R. Fitzsimmons, P. Yashar, C. Leighton, I.K. Schuller, J. Nogué, C.F. Majkrzak, A. Dura. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 17, 3986 (2000).
- [31] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. Наука, М. (1992). 661 с.
- [32] A. Hubert, R. Schäfer. *Magnetic Domains*. Springer, Berlin (1998). 317 p.
- [33] L. Neel. *J. Phys. Rad.* **15**, 225 (1954).
- [34] B. Stahl, E. Kankeleit, R. Gellert. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5632 (2000).
- [35] S.-K. Kirn, J.B. Kortright. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1347 (2001).
- [36] A.N. Bogdanov, U.K. Rößler. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037 203 (2001).
- [37] U.K. Rößler, S.V. Bukhtiyarova, I.V. Zhikharev, A.N. Bogdanov. *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 772 (2005).
- [38] В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. *УФН* **156**, 1, 47 (1988).
- [39] К.И. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*. Наука, М. (1979). 696 с.
- [40] И.С. Эдельман. *ФММ* **20**, 5, 683 (1965).
- [41] D. Melville, W. Rhan, S. Rinaldi. *IEEE Trans. Magnet MAG–12*, 1012 (1976).
- [42] А.И. Мицек, Н.П. Колмакова, Д.И. Сирота. *ФММ* **38**, 1, 35 (1974).
- [43] A.I. Mitsek. *Phys. Stat. Sol.* **b59**, 309 (1973).
- [44] А.И. Мицек, В.Н. Пушкарь. *Реальные кристаллы с магнитным порядком*. Наукова думка, Киев (1978). 290 с.
- [45] М.И. Каганов, А.А. Ягубов. *ФММ* **36**, 6, 1127 (1973).
- [46] В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. *ФТТ* **29**, 1, 116 (1987).
- [47] А.Н. Богданов, И.Я. Грановский. *ФТТ* **29**, 10, 2913 (1987).
- [48] C.-R. Chang, D.R. Fredkin. *J. Appl. Phys.* **63**, 8, 3435 (1988).
- [49] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth. *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **240**, 559 (1948).
- [50] E.J. Torok, H.N. Oredson, A.L. Olson. *J. Appl. Phys.* **35**, 12, 3469 (1964).
- [51] G. Bertotti. *Hysteresis in Magnetism*. Academic Press, N.Y. (1998). 558 p.
- [52] В.Г. Барьяхтар, А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. *ФНТ* **12**, 1, 43 (1986).
- [53] А. Хуберт. *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*. Мир, М. (1977). 308 с.
- [54] C.H. Lai. *Phys. Rev. B* **64**, 094 420 (2001).
- [55] Y.T. Milleva, J.R. Cullen, H.P. Oepen. *J. Appl. Phys.* **83**, 11, 6500 (1998).
- [56] Ch.-R. Chang, J.-Sh. Yang, J.C.A. Huang Lai, C.H. Lai. *J. Phys. Chem. Sol.* **62**, 1737 (2001).