

## Аналог спин-флоп фазового перехода для дипольно связанной решетки магнитных моментов

А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов<sup>+1)</sup>

*Институт металлофизики, 04071 Киев, Украина*

*+ Институт магнетизма, 04071 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 7 марта 2006 г.

После переработки 20 марта 2006 г.

Для двумерной системы магнитных моментов с планарной намагниченностью и достаточно слабой анизотропией в базисной плоскости существует скачкообразный фазовый переход, индуцированный внешним магнитным полем, параллельным легкой оси системы. Этот переход во многом похож на спин-флоп фазовый переход в слабоанизотропных гейзенберговских антиферромагнетиках, с тем существенным отличием, что он сопровождается перестройкой подрешеточной структуры магнетика, то есть может быть назван топологическим переходом. Этот переход должен проявляться для решеток субмикронных магнитных частиц (магнитных точек) на немагнитной подложке, которые интенсивно изучаются в последние годы.

PACS: 75.10.Nk, 75.30.Gw, 75.40.Mg

В последние годы началось систематическое изучение и внедрение в практику чисто рукотворных магнитных материалов (магнитных сверхструктур), которые создаются при помощи современных нанотехнологий [1]. Среди них особенно интересны двумерные сверхструктуры в виде квадратных или прямоугольных решеток субмикронных магнитных частиц с формой, близкой к круговой, на немагнитной подложке [1, 2]. Такие частицы (их часто называют магнитными точками) чаще всего изготавливают из магнитомягких материалов. Взаимодействие отдельных частиц определяется магнитным дипольным взаимодействием их магнитных моментов, то есть такие системы представляют собой чистую реализацию дипольных магнетиков, которые теоретически изучаются уже почти 60 лет [3]. Ориентация магнитных моментов в решетке с дипольным взаимодействием часто бывает антиферромагнитной, причем с достаточно сложной спиновой структурой и непрерывным вырождением основного состояния [4–6]. Вопрос об основном состоянии связанных диполей важен и для многих других физических проблем, не связанных с физикой магнитных материалов, например, для описания адсорбированных на поверхности полярных молекул или атомных групп [6].

Для двумерных решеток магнитных точек дипольное взаимодействие является единственным источником взаимодействия магнитных моментов час-

тиц. Естественно, возникает антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов частиц [7–9], и такие системы можно рассматривать как искусственные антиферромагнетики (АФМ) [10]. Следующее важное обстоятельство связано с характером анизотропии в таких искусственных системах. Собственная эффективная анизотропия для одной магнитной частицы определяется ее формой, в то время как анизотропия энергии взаимодействия частиц связана с отклонением формы решетки от квадратной или треугольной. Это дает возможность независимо управлять параметрами, аналогичными константам обменной или обменной анизотропии кристаллических АФМ, путем модификации геометрии точки и решетки, соответственно [10].

Один из наиболее интересных аспектов физики обычных кристаллических АФМ связан с существованием фазовых переходов, индуцированных сильным магнитным полем. Как пример, укажем спин-флоп переход, который изучается уже более 50 лет и до сих пор привлекает большое внимание исследователей, см. монографии и обзоры [11–14]. Для обменных АФМ с анизотропией на одном узле решетки спин-флоп переход является типичным переходом первого рода со скачком намагниченности в точке перехода, а для случая межузельной анизотропии имеет место непрерывный (вырожденный) переход. Для решеток магнитных точек с перпендикулярной намагниченностью также обсуждались индуцированные полем переходы [8, 9], но они существенно отличались от спин-флоп перехода.

<sup>1)</sup>e-mail: bivanov@i.com.ua

В настоящей работе мы показали, аналитически и путем прямого численного моделирования, что для решеток магнитных частиц со слабой планарной анизотропией во внешнем магнитном поле существует аналог спин-флоп перехода, обладающий той спецификой, что он сопровождается перестройкой подрешеточной структуры системы.

**Модель.** Для описания системы примем, что состояние массива частиц описывается совокупностью полных магнитных моментов частиц  $\mathbf{m}_l$ , расположенных в узлах прямоугольной решетки  $\mathbf{l} = a\mathbf{e}_x l + b\mathbf{e}_y n$ , где  $l, n$  – целые числа. Решетка становится квадратной при  $a = b$ . Такая модель применима к системе частиц с однородной намагниченностью внутри каждой частицы, которая реализуется для достаточно малых частиц (размер меньше критического, что для пермаллоя составляет примерно 100 нм) приближенно эллипсоидальной формы. Гамильтониан взаимодействия магнитных моментов при наличии внешнего магнитного поля, а также магнитной анизотропии для каждой частицы, может быть записан в виде [15]

$$\hat{H} = \sum_{l \neq l'} \frac{\mathbf{m}_l \mathbf{m}_{l'} - 3(\mathbf{m}_l \boldsymbol{\nu})(\mathbf{m}_{l'} \boldsymbol{\nu})}{|\mathbf{l} - \mathbf{l}'|^3} - \sum_l [\beta \cdot (\mathbf{m}_l \cdot \mathbf{e}_x)^2 + \mathbf{m}_l \mathbf{H}]. \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывает дипольное взаимодействие магнитных моментов частиц,  $\boldsymbol{\nu} = (\mathbf{l} - \mathbf{l}') / |\mathbf{l} - \mathbf{l}'|$ ,  $\beta$  – константа анизотропии для отдельной частицы, внешнее поле  $\mathbf{H}$  будем считать параллельным легкой оси системы (оси  $x$ ), лежащей в плоскости решетки. Для наиболее симметричного случая – отсутствия магнитной анизотропии в плоскости системы ( $a = b, \beta = 0$ ) основному состоянию отвечает неколлинеарная ориентации магнитных моментов четырех подрешеток [4–6], см. рис.1.

**Анализ состояния.** Введем подрешетки для элементарного плакета, как показано на рис.1. Энергия дипольного взаимодействия в расчете на один плакет в этом случае может быть записана в виде

$$a^3 W_d = -\frac{1}{2} \sigma_s (\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_4) - \frac{1}{2} \sigma_a (\mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 \mathbf{m}_4 + \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_4 + \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_3) - \frac{3}{2} \sigma_d (\mathbf{m}_1 \otimes \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 \otimes \mathbf{m}_4 - \mathbf{m}_1 \otimes \mathbf{m}_4 - \mathbf{m}_2 \otimes \mathbf{m}_3); \quad (2)$$

здесь  $\mathbf{m}_i$  – магнитный момент  $i$ -й подрешетки,  $i = 1 \div 4$ , опущены тривиальные слагаемые вида  $\mathbf{m}_i \mathbf{m}_i$

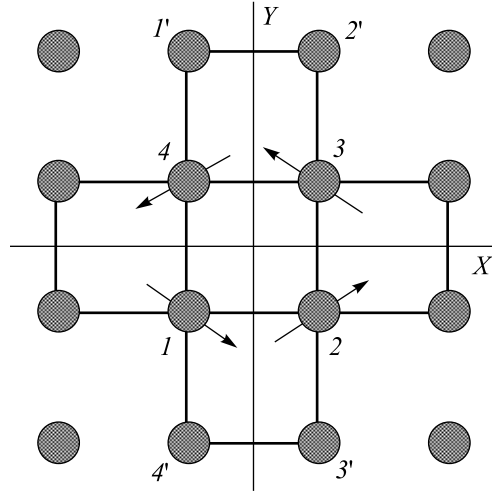


Рис.1. Вид решетки системы и выбор подрешеток. Для центрального плакета изображена неколлинеарная четырехподрешеточная структура магнитных моментов ( $\psi \neq 0, \mu = 0$ ), типичная для изотропной квадратной решетки диполей

и обозначено  $\mathbf{m}_i \otimes \mathbf{m}_j = m_{xi} m_{xj} - m_{yi} m_{yj}$ ; величины  $\sigma_s, \sigma_a$  и  $\sigma_d$  – дипольные суммы:

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \sum_{l,n} \frac{1}{[(2l+1)^2 + (2n+1)^2]^{3/2}} \cong 2.06466, \\ \sigma_a &= \sum_{l,n} \frac{1}{[(2l+1)^2 + 4n^2]^{3/2}} \cong 2.91988, \\ \sigma_d &= \sum_{l,n} \frac{(2l+1)^2 - 4n^2}{[(2l+1)^2 + 4n^2]^{5/2}} \cong 1.855546. \end{aligned} \quad (3)$$

Основному состоянию решетки диполей отвечает планарное расположение магнитных моментов  $\mathbf{m}_i$  в плоскости системы, и их естественно описывать углами  $\varphi_i, i = 1 \div 4$ , образованными моментами с осью  $x$ . Используем параметризацию

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= -\psi + \mu, \quad \varphi_2 = \psi - \mu, \\ \varphi_3 &= \pi - \psi - \mu, \quad \varphi_4 = \pi + \psi + \mu, \end{aligned} \quad (4)$$

где при  $\mu = 0$  полная намагниченность равна нулю, угол  $\mu$  описывает “скос” подрешеток с образованием намагниченности вдоль направления магнитного поля (оси  $x$ ). При такой записи энергия квадратной решетки магнитных моментов, включающая дипольную энергию (3), энергию анизотропии и зеемановскую энергию, принимает вид

$$\begin{aligned} W &= J_s - 3J_d + \\ &+ 2[3J_d - J_s + (J_a + 2K) \cos 2\psi] \sin^2 \mu + \\ &+ 4K \sin^2 \mu - 4H m_0 \sin \mu \sin \psi, \end{aligned} \quad (5)$$

где мы ввели удобные величины, имеющие размерность энергии  $J_\alpha = \sigma_\alpha \cdot m_0^2/a^3$ ,  $\alpha = a, s$  или  $d$ , и  $K = m_0^2 \cdot \beta$ .

Для случая  $H = 0$ ,  $\beta = 0$  минимуму энергии отвечает  $\mu = 0$ , причем это состояние вырождено по непрерывному параметру  $\psi$ , см. рис.1. При учете анизотропии отдельной частицы,  $\beta > 0$ , вырождение снимается и фиксируется значение  $\psi = 0$ . В этом случае  $\mathbf{m}_1 = \mathbf{m}_2$ ,  $\mathbf{m}_3 = \mathbf{m}_4$  и реализуется двухподрешеточная структура, которой отвечает параллельная ориентация магнитных моментов, расположенных вдоль некоторых линий типа  $(1, 0)$  в решетке, с антипараллельной ориентацией магнитных моментов соседних линий, см. рис.2. В этом состоянии не только магнитные моменты подрешеток, но и сами линии точек решетки, входящие в различные подрешетки, ориентированы вдоль легкой оси системы, оси  $(1, 0)$ . Как и в обычном АФМ с обменным взаимодействием (обменном АФМ), достаточно слабое поле, параллельное легкой оси, не изменяет это состояние, и в нем суммарный момент равен нулю. В обменном АФМ при увеличении поля происходит переориентация моментов к более трудному направлению, так как при этом магнитные моменты перестают быть параллельными полю, и возможно появление ненулевой намагниченности. Однако в дипольном АФМ простой поворот магнитных моментов относительно решетки существенно меняет энергию системы, и стандартная переориентация магнитных моментов подрешеток невозможна.

Для анализа влияния немалого поля минимизируем энергию (5) по углу  $\mu$ , что дает

$$\sin \mu = \frac{H m_0 \sin \psi}{3J_d - J_s + (J_a + 2K) \cos 2\psi}. \quad (6)$$

Далее можно исключить переменную  $\mu$  и ввести эффективную энергию системы, которая зависит только от угла  $\psi$ ,

$$W(\psi) = 4K \sin^2 \psi - \frac{2H^2 m_0^2 \sin^2 \psi}{3J_d - J_s + (J_a + 2K) \cos 2\psi}. \quad (7)$$

Это выражение имеет ту же структуру, что и эффективная энергия обменного АФМ, записанная через угол наклона вектора антиферромагнетизма по отношению к магнитному полю, см. [12–14]. Элементарный анализ показывает, что состояние с  $\psi = 0$ ,  $\mu = 0$  (аналог коллинеарной фазы обменного АФМ) устойчиво при  $H < H_1$ , а при  $H > H_2$  устойчиво состояние с  $\psi = \pi/2$  и  $\mu \neq 0$ , изображенное на рисунке 2а,б. Это состояние напоминает спин-флоп фазу АФМ. В отличие от обменных АФМ, для дипольных

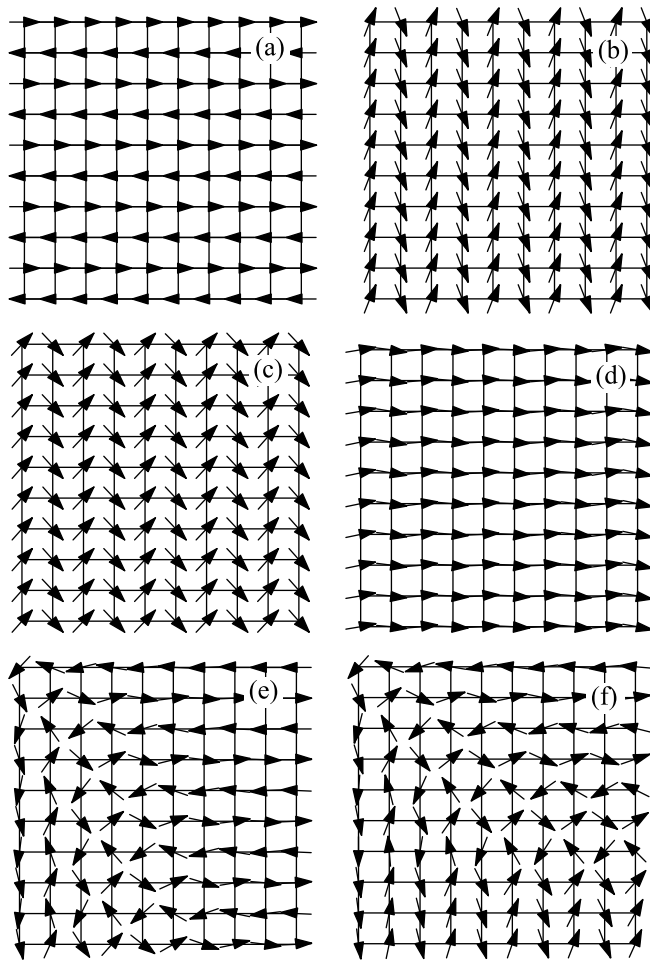


Рис.2. Магнитная структура квадратного  $40 \times 40$  массива магнитных частиц с анизотропией  $\beta = 0.03 \cdot a^3$ , полученная численным моделированием. Рисунки (а)–(д) представляют центральную часть массива, (а) и (б) – коллинеарную и спин-флоп фазы, соответственно, при  $h = h_t$ , (с)  $h = 0.5$ , (д) –  $h = 0.7$ , что отвечает насыщению. Рисунки (е), (ф) изображают структуру края массива в коллинеарной и спин-флоп фазе, соответственно, около точки перехода  $h = h_t$

АФМ всегда выполняется неравенство  $H_1 > H_2$ . Поэтому других состояний, кроме указанных выше фаз с  $\psi = 0$  и  $\psi = \pi/2$ , нет. Переход между этими состояниями происходит как переход первого рода при  $H = H_t$ , где  $H_t = \sqrt{H_1 H_2}$ . Характерные поля  $H_1$  и  $H_t$  определяются выражениями

$$\begin{aligned} m_0^2 H_1^2 &= 2K(3J_d - J_s + J_a + 2K), \\ m_0^2 H_t^2 &= 2K(3J_d - J_s - J_a - 2K). \end{aligned} \quad (8)$$

Обсудим физические свойства высокополевой фазы с  $\psi = \pi/2$  и ненулевой намагниченностью вдоль поля, которая есть аналог спин-флоп фазы АФМ. В этой фазе опять-таки реализуется “линейная” двухподре-

шточная структура, однако с линиями параллельных магнитных моментов, расположенных вдоль более трудной оси (0, 1). Это означает, что в описанных выше двух состояниях с  $\psi = 0$  и  $\psi = \pi/2$  антиферромагнитный порядок связан с различным разбиением решетки на подрешетки. В низкополевой фазе с  $\mathbf{m}_i$ , параллельными или антипараллельными оси  $x$ , одинаковым направлениям магнитных моментов отвечают точки решетки, отмеченные индексами 1, 2 или 3, 4, соответственно (рис.1), в то время как в высокополевом состоянии это будут точки 1, 4 и 2, 3. В спин-флоп фазе значение средней намагниченности системы в расчете на одну частицу определяется выражением

$$\frac{\langle m_x \rangle}{m_0} = \sin \mu = \frac{H}{H_{sat}}, \quad m_0 H_{sat} = (3J_d - J_s - J_a - 2K). \quad (9)$$

Если ввести поле анизотропии  $H_a = 2K/m_0$ , то поле насыщения  $H_{sat}$  и поле перехода можно записать в виде  $H_{sat} = H_e - H_a$ ,  $H_t = \sqrt{H_a(\tilde{H}_e - H_a)}$ , где величина  $\tilde{H}_e = (3J_d - J_s - J_a)/m_0 \simeq 0.582065 \cdot m_0/a^3$  играет ту же роль, что и обменное поле  $H_e$  для обычного АФМ. Анизотропный характер дипольного взаимодействия проявляется в том, поле  $H_1$  содержит существенно комбинацию дипольных сумм, и соответствующая величина  $\tilde{H}'_e = (3J_d - J_s + J_a)/m_0 \simeq 6.421825 \cdot m_0/a^3$  существенно превышает  $\tilde{H}_e$ , что и обеспечивает условие  $H_1 > H_2$  и наличие перехода первого рода.

Описание эффекта в том случае, когда магнитная анизотропия системы обусловлена анизотропией решетки ( $a \neq b$ ), проводится аналогично и приводит к таким же результатам при значении поля анизотропии  $H_a = 4m_0(b - a)/a^4$ . Здесь важно отметить, что для обменного АФМ с магнитной анизотропией, обусловленной только слабой анизотропией спин-спинового взаимодействия, значение  $H_1 = H_2$  и спин-флоп переход являются вырожденными [12–14]. В случае же дипольного АФМ условие  $H_1 > H_2$  выполняется при любом источнике магнитной анизотропии, вызванной как анизотропией отдельной частицы, так и анизотропией решетки, и обусловлено неравенством  $\tilde{H}'_e > \tilde{H}_e$ .

**Численное моделирование.** Как прямое численное моделирование состояний системы, так и расчет дипольных сумм проводились таким же способом, как и в работе [8], и мы их не обсуждаем. В целом численный анализ подтверждает описанные выше закономерности. В частности, наблюдается наличие скачкообразного спин-флоп перехода и при

дальнейшем увеличении поля непрерывное изменение намагниченности за счет роста “скаса” подрешеток (роста угла  $\mu$ , см. рис.2с) и непрерывный переход к насыщению при  $H \rightarrow H_{sat}$ . При уменьшении значения поля от насыщенного состояния зарождение неколлинеарной фазы происходит вблизи поверхности системы, см. рис.2d. Рассчитанные выше значения критических полей также неплохо согласуются со значениями, полученными при численном моделировании этой системы, причем при достаточно малом размере системы,  $40 \times 40$  точек, см. рис.3.

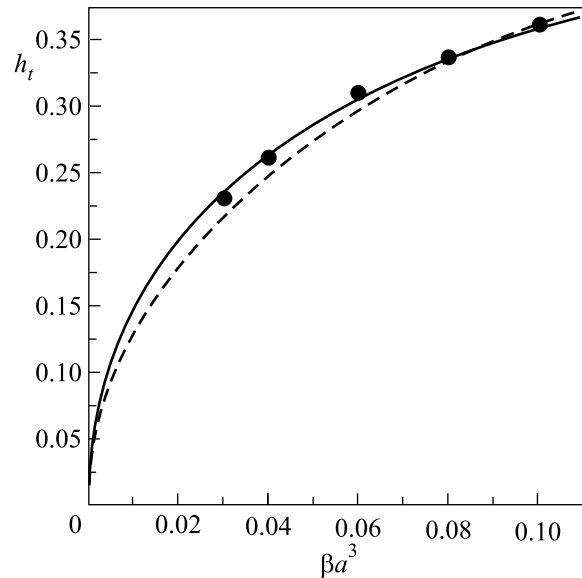


Рис.3. Поле перехода (приведена безразмерная величина  $h_t = H_t a^3/m_0$ ) для различных значений константы магнитной анизотропии  $\beta a^3$ . Символы — численные значения, найденные для квадратной ( $40 \times 40$ ) решетки магнитных точек, сплошная и штриховая линии — различные приближения численных данных к теоретической зависимости (8), см. текст

Однако различие численных данных с теорией для данной задачи оказалось достаточно заметным и, во всяком случае, более существенным, чем для рассмотренной в работе [8] системы с диполями, перпендикулярными поверхности. Дело в том, что для планарных диполей оказалась весьма важной роль границы массива, на которой распределение диполей отличалось от того, что наблюдалось внутри системы. (В системе с диполями, перпендикулярными поверхности, основное состояние в виде шахматного порядка существовало на границе системы в широком интервале полей.) Для планарных диполей магнитные моменты вблизи границы ориентируются параллельно границе, что приводит к существованию достаточно широкого приповерхностного слоя на тех

двух границах, которые перпендикулярны направлению магнитных моментов в объеме. Интересно отметить, что в этом слое восстанавливается четырех-подрешеточная неколлинеарная структура, характерная для квадратной решетки без анизотропии, см. рис.2e,f. Естественно, что при спин-флоп переходе происходит изменение положения этих поверхностных слоев. Хотя размер этих слоев меньше, чем размер системы, это обстоятельство приводит к тому, что наилучшее приближение численных данных дается формулой  $h_t = [2\beta a^3(0.68 - 2\beta a^3)]^{0.44}$  (сплошная линия на рис.3) с иным значением показателя степени, чем теоретическое значение 0.5. Подгонка с использованием корневой зависимости, как в уравнении (8), дает в целом худшее согласие и значение  $\tilde{H}_c$ , заметно большее, чем теоретическое,  $0.88m_0/a^3$  вместо  $0.68m_0/a^3$  (штриховая линия на рис.3). Детальное обсуждение этих поверхностных эффектов выходит за рамки настоящей работы. Отметим только, что толщина поверхностного слоя увеличивается при уменьшении анизотропии системы, и для значений  $\beta \sim 0.02/a^3$  она сравнивается с размером использованной нами решетки, что затрудняло численный анализ случая предельно малых анизотропий.

Указанные поверхностные эффекты могут представлять интерес для описания реальной экспериментальной ситуации. Действительно, все практически реализуемые сверхструктуры являются хотя и большими (до десятков тысяч частиц в системе), но конечными системами, и для них следует ожидать значительно большей роли граничных элементов (поверхности) в формировании свойств системы. В частности, можно ожидать и появления описанных выше поверхностных слоев.

В соответствии с формулой (8), спин-флоп переход может наблюдаться только при достаточно малом значении константы анизотропии,  $\beta < 0.291/a^3$ . Численный анализ дает, что соответствующее критическое значение анизотропии еще меньше, и аналог спин-флоп фазы не реализуется уже при  $\beta > \beta_c \simeq 0.15/a^3$ . В случае  $\beta > \beta_c$  намагничивание системы идет за счет последовательных переворотов отдельных линий, параллельных кристаллическим направлениям типа (1, 0) и в ненасыщенном состоянии простая схема с четырьмя подрешетками неприменима.

Таким образом, для прямоугольных или квадратных решеток планарных диполей с не очень сильной магнитной анизотропией в плоскости системы магнитное поле, параллельное легкой оси системы индуцирует переориентационный фазовый переход. Этот переход очень похож на спин-флоп переход в кри-

сталлических АФМ. В частности, он сопровождается скачкообразной переориентацией магнитных моментов на угол, близкий к  $90^\circ$ , и изменением магнитного момента системы, кроме того, поле перехода (8) похожим образом зависит от константы анизотропии. Но есть и существенные отличия. Прежде всего, для дипольных систем переход связан с изменением подрешеточной структуры магнетика, и может быть классифицирован как топологический аналог спин-флоп перехода. Важно также, что этот переход является переходом первого рода независимо от происхождения анизотропии, которая может быть связана как с магнитной анизотропией отдельной частицы ( $\beta \neq 0$ ), так и с анизотропией решетки, то есть ее отличием от квадратной при ( $a \neq b$ ).

Мы благодарны В.Г. Барьяхтару за полезные обсуждения работы.

1. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R841 (2003).
2. S. O. Demokritov, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Phys. Rep. **348**, 441 (2001).
3. J. M. Luttinger and L. Tisza, Phys. Rev. **70**, 954 (1946).
4. П. И. Белобров, Р. С. Гехт, В. А. Игнатченко, ЖЭТФ **84**, 1097 (1983).
5. J. G. Brankov and D. M. Danchev, Physica A **144**, 128 (1987).
6. В. М. Розенбаум, В. М. Огенько, А. А. Чуйко, УФН **161**, 79 (1991).
7. К. Ю. Guslienko, Appl. Phys. Lett. **75**, 394 (1999); К. Ю. Guslienko, S. Choe, and S. Shin, Appl. Phys. Lett. **76**, 3609 (2000).
8. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, А. Ю. Меркулов, ЖЭТФ **128**, 1260 (2005).
9. J. E. L. Bishop, A. Yu. Galkin, and B. A. Ivanov, Phys. Rev. B **65**, 174403 (2002).
10. Б. А. Иванов, ФНТ **31**, 635 (2005).
11. А. С. Боровик-Романов, Антиферромагнетизм, "Итоги науки", М.: Издательство АН СССР, 1962.
12. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М.: Наука, 1979.
13. V. G. Bar'yakhtar and B. A. Ivanov, Intermediate state and the dynamic and static properties of domain walls in two-sublattice magnets, Vol. 6 of Sov. Sci. Rev. Sec. A-Phys., Ed. I. M. Khalatnikov, Harwood, Amsterdam, 1985, pp. 404–513.
14. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков, М.: Физматлит, 2001.
15. А. И. Ахизер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, Спиновые волны, М.: Наука, 1967.