

Магнитные вихри в малых частицах ферромагнетиков с сильным дипольным взаимодействием.

В. Е. Киреев, Б. А. Иванов¹⁾

Институт магнетизма НАН Украины, 03142 Киев, Украина.

Поступила в редакцию 30 мая 2011 г.

После переработки 24 июня 2011 г.

Исследовано основное состояние цилиндрических магнитных образцов различных размеров с учетом обменного и диполь-дипольного взаимодействий и магнитного поля при произвольном соотношении констант взаимодействия. Помимо слабо неоднородного и стандартного вихревого состояний, известных при слабом дипольном взаимодействии, обнаружены вихревые состояния со сложной структурой вихревого ядра. Построена и проанализирована на основе соображений подобия диаграмма состояний таких частиц.

Интерес к магнитным вихрям возник в 70-х годах 20-го столетия, когда стало понятно, что в двумерных легкоплоскостных магнетиках вихри (или связанные вихревые пары) играют роль нелинейных (солитонных) элементарных возмущений, а разрыв вихревых пар приводит к фазовому переходу Березинского–Костерлица–Таулесса, см. последний обзор [1]. Для малых магнитных частиц вихревое распределение намагниченности минимизирует энергию размагничивающего поля, т.е. вихри являются альтернативой обычной доменной структуры и реализуют основное состояние малых магнитных частиц различной формы [2]. Интерес к магнитным вихрям значительно вырос в последние годы, когда они были обнаружены для случая субмикронных частиц магнитомягких материалов в форме плоского цилиндра. Для таких систем обнаружены уникальные динамические свойства [3], в частности, неньютоновский характер динамики ядра вихря [4]. Ожидается, что использование таких частиц позволит создать новое поколение устройств записи и обработки информации [5].

Магнитные вихри наиболее хорошо изучены для магнетиков со слабой анизотропией типа легкая плоскость [6, 7]. Двумерное распределение намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{m}(x, y)$ в таком вихре характеризуются двумя топологическими инвариантами (зарядами), см. [8, 9]: π_1 -заряд q ($q = \pm 1, \pm 2, \dots$) определяет отображение бесконечно удаленной окружности плоскости xy на окружность $m_x^2 + m_y^2 = 1$ в легкой плоскости $m_z = 0$; π_2 -заряд Q определяет отображение плоскости xy на сферу $|\mathbf{m}| = 1$ при условии, что вдали от центра вихря намагниченность лежит в легкой плоскости; π_3 -заряд (инвариант Хопфа) для этих состояний равен нулю. Для цилиндрических частиц с диаметром $D = 2R$ порядка микрона и с высотой L

порядка 20–50 нм, сделанных из магнитомягкого материала типа пермаллой, важна магнитная анизотропия формы, которая является легкоплоскостной. Для таких частиц вихревые состояния похожи на описанные выше вихри в легкоплоскостных магнетиках. Для обоих типов вихрей внеплоскостная компонента намагниченности m_z сконцентрирована в вихревом ядре с размером порядка обменной длины l_0 (для пермаллой $l_0 \simeq 5$ нм). Наличие условия $m_z = 0$ вдали от ядра приводит к тому, что для обоих типов вихрей π_2 -заряд Q отвечает отображению плоскости xy на полусферы $m_z \geq 0$ или $m_z \leq 0$ и может принимать полуцелые значения, $Q = pq/2$, где *поляризация* вихря $p = \pm 1$ определяет знак m_z [6]. Однако наряду с похожими свойствами, у этих двух типов вихрей есть и отличия, связанные с ролью топологического заряда π_1 . Выгодность вихря в магнитной частице диктуется отсутствием магнитных полюсов на краю диска, что выполняется при единственном значении заряда $q = +1$. В частице вихревое планарное распределение имеет вид $m_z = 0$, $\mathbf{m}^{(pl)} = \sigma \mathbf{e}_\phi$, где *киральность* вихря $\sigma = \pm 1$ играет роль π_0 топологического заряда. Здесь и далее мы используем полярные координаты z, r, φ с ортами \mathbf{e}_z ,

$$\mathbf{e}_\varphi = -\mathbf{e}_x \sin \varphi + \mathbf{e}_y \cos \varphi, \mathbf{e}_r = \mathbf{e}_x \cos \varphi + \mathbf{e}_y \sin \varphi, \quad (1)$$

и значения проекций намагниченности на эти орты, m_z, m_r и m_φ .

Неоднородные состояния вихревого типа обнаружены и для субмикронных магнитомягких частиц в форме вытянутого цилиндра, которые перспективны для сверхплотной записи информации [10–12]. В таких частицах эффективная легкоплоскостная анизотропия пренебрежимо мала, на границе цилиндра $m_z \neq 0$, амплитуда m_φ может быть существенно меньше единицы, а топологические соображения

¹⁾ e-mail: bivanov@i.com.ua

можно применять лишь приближенно. Однако такие состояния также принято называть магнитными вихрями [3]. Для них проекции m_φ и m_z имеют определенный знак во всей частице и можно ввести киральность и поляризацию вихря. Далее будем называть все состояния с определенными киральностью и поляризацией *стандартным вихрем* (standard vortex, SV). Известной альтернативой вихревому состоянию является слабонеоднородное состояние типа *цветок* (flower state, Fl), для которого отличны от нуля m_z и m_r , а $m_\varphi = 0$, см. [12].

Для магнитомягких ферромагнетиков обменная энергия J , приходящаяся на пару спинов, существенно превышает энергию релятивистского происхождения, например энергию магнитного дипольного взаимодействия пары спинов $D = (2\mu_B s)^2/a^3$, где μ_B – магнетон Бора, a – постоянная решетки. В этом случае размер вихревого ядра $l_0 \sim a\sqrt{J/D} \gg a$, распределение намагниченности в вихре – макроскопическое, а эффекты атомного пиннинга ядра вихря пренебрежимо малы.

Целью настоящей работы является исследование основного состояния, в частности вопроса о существовании вихрей и других неоднородных состояний, для малых частиц магнетиков со сравнимыми J и D . Заметим, что для обычных кристаллических магнетиков условие $J \sim D$ представляется достаточно экзотическим. Вместе с тем можно привести ряд примеров систем с такими свойствами, см. ниже. Для частиц приближенно цилиндрической формы, выре-

занных из кубической решетки, получено несколько новых типов существенно неоднородных состояний с вихревой структурой, см. диаграмму состояний на рис. 1.

Модель. Опишем частицу как совокупность магнитных моментов в узлах, принадлежащих фрагменту кубической решетки, ограниченному поверхностью прямого кругового цилиндра с диаметром основания $2R$ и высотой L . Взаимное расположение решетки и цилиндра выбирается таким образом, чтобы ось цилиндра (ось z) совпадала с одной из осей симметрии 4-го порядка решетки и проходила через ее междоузлия. Энергия частицы равна сумме энергии обменного взаимодействия W_J для всех пар ближайших магнитных моментов $\langle ij \rangle$, энергии дипольного взаимодействия W_D всех магнитных моментов ij и зеemanовской энергии W_H , магнитное поле параллельно оси z [13],

$$W_D = D \sum_{i,j} \frac{\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - 3(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{n}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{n}_{ij})}{r_{ij}^3}, \quad (2)$$

$$W_J = -J \sum_{\langle ij \rangle} \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j, \quad W_H = -H \sum_i \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{e}_z,$$

единичный вектор \mathbf{m}_i определяет направление магнитного момента в узле i с координатой \mathbf{r}_i , $\mathbf{n}_{ij} = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)/r_{ij}$, $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$.

В принципе модель (2) описывает на атомном уровне состояния малых частиц стандартных магнитомягких ферромагнетиков. Но для таких частиц $D \ll J$ и характерный размер задачи $l_0 = a\sqrt{J/D}$ таков, что для описания вихря требуется рассматривать системы из по меньшей мере 10^8 – 10^9 магнитных моментов, что нереально. Поэтому часто применяют численное моделирование соответствующей континуальной задачи. Используется также подход, основанный на масштабных преобразованиях, которые включают уменьшение размера системы (до приемлемого значения 10^5 магнитных моментов) и соответствующее увеличение D/J [14] (см. также [15]). В работе [14] анализ проводился для $D/J = 0.04$ – 0.1 . При этом никаких новых состояний, кроме SV и квазиоднородного Fl, обнаружено не было.

Поиск систем с вихрями предельно малого размера (меньших 100 нм) представляет как фундаментальный, так и практический интерес. Можно ожидать, что такие вихревые состояния появятся при достаточно больших значениях D/J . Для кристаллических магнетиков с редкоземельными ионами отношение D/J не мало. Оно достигает значений порядка 0.1 для $\text{Gd}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$ [16] и 0.3 для EuO [17]. Величину $D/J \leq 1$ можно ожидать для композитных магнит-

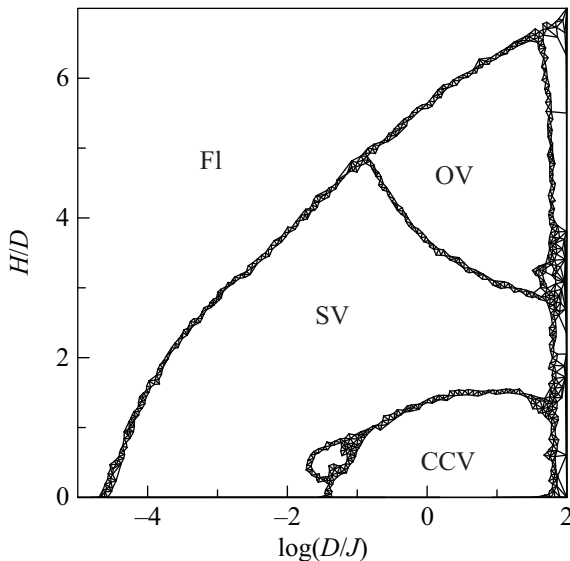


Рис. 1. Диаграмма состояний для цилиндра с высотой $L = 20$ и диаметром $2R = 20$ (в постоянных решетки a). Обозначения различных типов состояний, Fl, SV, CCV и OV, даны в тексте

ных материалов, например гранулярных магнетиков, при концентрации магнитной компоненты несколько выше порога перколяции. Для них при объеме гранул даже $10^5\text{--}10^6 \text{ нм}^3$ характерный магнитный момент превышает 10^4 магнетонов Бора, а характерная энергия D сравнима (или даже выше) с тепловой энергией при комнатной температуре, в то время как обменное взаимодействие, определяющееся малыми областями контакта гранул, аномально мало. Недавно сообщалось о экспериментальной реализации трехмерных “искусственных кристаллов” [18], в которых наночастицы с магнитным моментом порядка $10^4 \mu_B$ упорядочены в узлах правильной ГЦК-решетки. Еще пример – неоднородное состояние, возникающее вблизи перехода металл–диэлектрик в допированных манганитах и включающее малые частицы ферромагнитной фазы (металлической) в немагнитной матрице. Их физические свойства в значительной мере определяются дипольным взаимодействием этих частиц [19]. Как пример реализации условия $D \leq J$ в модели (2) уместно также вспомнить о новом классе материалов – молекулярных кристаллах высокоспиновых молекул. Их суммарный магнитный момент достигает десятков μ_B , но обменное взаимодействие магнитных моментов различных молекул является слабым [20].

Численный анализ. Начнем с численного исследования состояний, отвечающих минимуму энергии $W = W_J + W_D + W_H$ при различных значениях параметров J, D, H (удобно ввести комбинации $x_d = \log(D/J)$ и $x_h = H/D$, см. рис. 1), а также радиуса R и высоты цилиндра L (далее в единицах постоянной решетки). Ограничимся случаем $2R = L$, который дает наиболее интересные результаты.

Нахождение минимума проводилось на основе процедуры последовательной ориентации моментов \mathbf{m}_i в узлах по локальному полю $\mathbf{H}_i = -\delta W / \delta \mathbf{m}_i$. Вблизи минимума использовалась также глобальная процедура нахождения минимума функционала $W[\mathbf{m}_i - \lambda \mathbf{g}_i] - W[\mathbf{m}_i]$ по λ с выбором вектора смещения \mathbf{g}_i в виде разности конфигураций, полученных на предыдущих шагах, или ньютоновского направления. Чередувание таких процедур позволяет ускорить сходимость около линий перехода при наличии мягких мод.

Первоначально выбирался набор из примерно 10^3 точек в прямоугольной области $x_d x_h$. Для каждой точки выбиралась случайная исходная конфигурация и проводилась ее минимизация. При этом получались как минимальные, так и метастабильные конфигурации. Далее программа автоматически проводила процедуру “распространения” конфигураций.

Для этого по исходным точкам строится триангуляционная сетка (система непересекающихся треугольников, покрывающая всю область). Далее выбирается случайная точка и исходя из ее конфигурации проводится минимизация для всех ее соседей. Если в какой-либо из соседних точек энергия понижается, то для нее проводится такая же процедура распространения. В результате оказывается, что наиболее выгодные конфигурации распространяются (в виде “круговой волны”) за счет метастабильных состояний на большие области плоскости до линий фазовых переходов. Вблизи линий переходов проводилась дополнительная, более точная триангуляция, сохраненная на рис. 1. В результате численного анализа для размера цилиндра L от 6 до 20 установлены новые типы существенно неоднородных состояний, см. диаграмму состояний на рис. 1.

Обсудим характер этих состояний и переходов между ними. Прежде всего, на плоскости $x_d x_h$ при всех размерах видна вертикальная линия при $x_d \sim 1.8$, справа от которой выгодны состояния с многоподрешеточным антиферромагнитным порядком, характерные для чисто дипольных систем [21–23]. Слева от этой линии лежат интересующие нас слабонеоднородные состояния, которые мы и обсудим. На диаграмме четко видна линия раздела исследованных ранее состояний, SV и F1, идущая из левого нижнего угла в правый верхний (насколько нам известно, влияние магнитного поля на переход SV \Leftrightarrow F1 ранее не рассматривалось). Этот переход является переходом второго рода во всей области его существования. При больших значениях D/J возникают вихревые состояния принципиально нового типа.

В правой нижней части плоскости на рис. 1 основному состоянию отвечает вихрь с направлением намагниченности в центре, антипараллельным направлению поля. На границе цилиндра присутствует положительная компонента m_z , практически компенсирующая отрицательный магнитный момент ядра, см. рис. 2. Это состояние уместно назвать *вихрь со скомпенсированным ядром* (compensated core vortex, CCV). Для него можно пренебречь зависимостью \mathbf{m} от z и ввести π_2 -заряд, величина которого превышает значение $1/2$, характерное для SV. Таким образом, это состояние представляет собой нечто среднее между обычным вихрем и скирмионом, который характеризуется целым значением π_2 -заряда Q . Оно напоминает состояния с $m_\varphi \neq 0$ и осциллирующей зависимостью $m_z(r)$, найденные для малых частиц с одноосной анизотропией [24]. Для CCV суммарные z -проекции момента как для n -го слоя, перпендикулярного оси z , $M_z^{(n)}$, так и для всей частицы как мини-

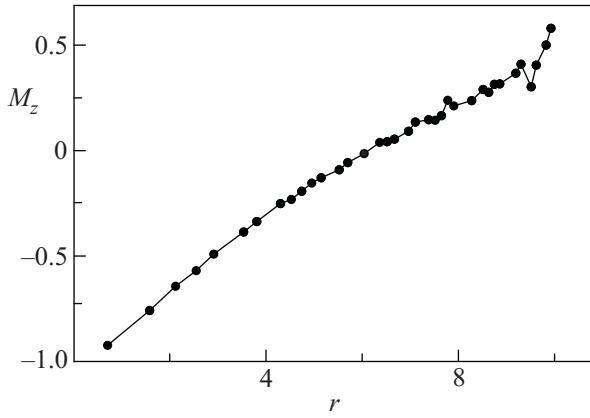


Рис. 2. Зависимость суммарной z -проекции намагниченности $M_z(r)$ в цилиндрических слоях частиц, проходящих на расстоянии r от центра цилиндра, от r (в единицах a) для вихря со скомпенсированным ядром. Здесь и на следующем рисунке значения M (в единицах m_0) даны на одну частицу в слое; размер цилиндра $L = 2R = 20$ (в постоянных решетки a)

мум на порядок меньше, чем для SV. Это и определяет их выгодность при немалой дипольной константе D . При повышении поля компенсация момента невыгодна. Здесь имеет место переход первого рода из состояния CCV в SV.

При увеличении магнитного поля возникает новый тип состояний с существенной зависимостью \mathbf{m} от z . В частности, для них основная вихревая характеристика, m_φ , не мала, но является нечетной функцией z . Поэтому их можно назвать *нечетными вихрями* (odd vortex, OV). В отличие от SV или CCV, для OV нельзя ввести единый параметр – киральность. Их можно представить как сосуществование в одной частице состояния F1 (в центре цилиндра) и двух SV с противоположными киральностями σ около оснований цилиндра, см. рис. 3. Появление OV обусловлено возможностью понизить зеemanовскую энергию (за счет появления области F1 с большим m_z в центре) и энергию дипольного взаимодействия различных слоев на верхней и нижней частях цилиндра. При этом очевидный проигрыш в обменной энергии компенсирован тем, что области с различными знаками σ на краях цилиндра разделены областью F1 с малым m_φ . Для описания OV надо учесть зависимость намагниченности от всех трех координат. Единственной допустимой топологической характеристикой здесь является π_3 -заряд (инвариант Хопфа H), но для данного состояния $H = 0$.

При малых полях и умеренных D/J обнаружены также состояния со стандартной вихревой структурой, но деформированной осью вихря. Очевид-

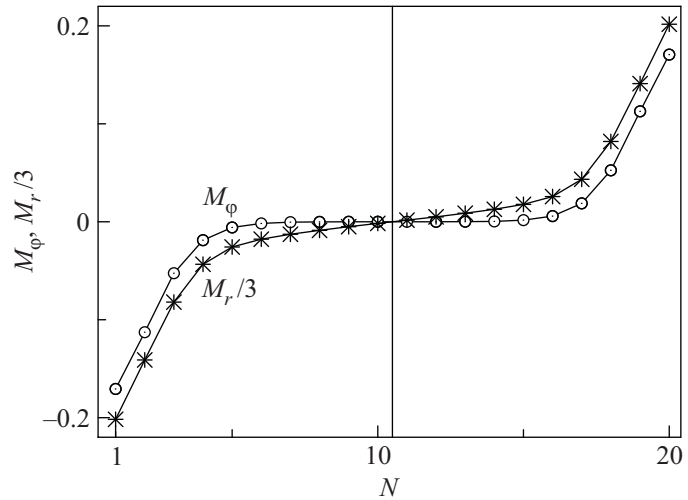


Рис. 3. Зависимости M_φ и M_z для слоев, перпендикулярных оси частицы, от номера слоя N для нечетного вихря

но, что они обусловлены аномалиями пиннинга вихря в решетке. Эти состояния занимают лишь малую часть плоскости, $x_h \leq 1$, $-1.7 \leq x_d \leq -1.2$ на рис. 1. Размер этой области максимален для значений $N \simeq 12-16$ и уменьшается как при увеличении, так и при уменьшении размера частицы. Детальный анализ этих состояний выходит за рамки нашей работы.

Соотношения подобия. Обнаруженные новые вихревые состояния, CCV и OV, так же как и стандартные состояния, SV и F1, качественно не отличаются для различных исследованных размеров частицы. Это позволяет надеяться на возможность применения соображений подобия. Для SV и F1 характерный размер неоднородности порядка размера частицы, что, естественно, приводит для точки перехода между SV и F1 к зависимости $(D/J)_{SV-F1} \sim R^{-2}$ [14, 15]. Это согласуется и с нашими численными данными, см. рис. 4. Для CCV и OV в системе присутствуют дополнительные неоднородности, энергию которых можно оценить как JN_1 , где $N_1 \sim R^2$ – число частиц в одном слое. Сравнивая эту энергию с энергией дипольного взаимодействия, $\Delta W \sim DR^3$, получаем для характерного значения D/J , связанного с переходом к новым типам вихрей, соотношение $(D/J) \sim 1/R$. Для численной проверки нового соотношения подобия, $(D/J) \sim 1/R$, выбраны точка перехода между CCV и SV в нулевом поле, а также тройная точка, в которой сосуществуют SV, F1 и OV. Для этих двух точек, связанных с новыми типами вихревых состояний, хорошей аппроксимацией численных данных является степенная зависимость $D/J \sim R^{-\eta}$ с $\eta \simeq 1$, см. рис. 4. На рис. 4

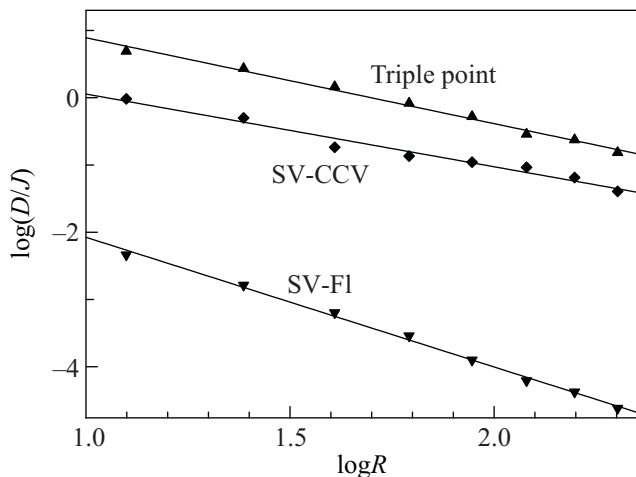


Рис. 4. Зависимости логарифма величины D/J для характерных точек от логарифма радиуса цилиндра. Символы представляют численные данные, сплошные линии получены подгонкой к линейной зависимости

прямые линии проведены согласно линейной аппроксимации. Значения показателей степени для переходов $SV \Leftrightarrow FI$ и $SV \Leftrightarrow CCV$ хорошо согласуются с теоретическими (1.93 и 1.08 соответственно). Для тройной точки показатель степени несколько выше единицы (равен 1.28).

Таким образом, даже для магнитных частиц с малым (порядка 10^3) числом магнитных моментов в основном состоянии может присутствовать дискретный аналог магнитного вихря. Для кристаллических магнитных частиц со сравнимыми обменным и дипольным взаимодействиями эти состояния возможны при размере частицы до 10^3 нм³. В таких частицах, помимо стандартных вихрей с планарной вихревой структурой и однородным ядром, присутствуют новые типы вихревых состояний. Отметим вихревые состояния с компенсацией магнитного момента ядра за счет непланарного распределения на периферии частицы. В присутствии магнитного поля могут существовать состояния, в которых при движении вдоль оси частицы намагниченность существенно неоднородна. Она имеет вихревой характер с разными знаками киральности на краях частицы и напоминает состояние FI с $m_\varphi = 0$ в центральной области частицы.

Работа поддержана совместным грантом РФФИ и НАНУ # 228-11 и грантом УНТЦ (STCU) # 5210.

1. С. Е. Коршунов, УФН **176**, 233 (2006).
2. N. A. Usov and S. E. Peschany, J. Magn. Magn. Mater. **118**, L290 (1993).
3. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R841 (2003); *Advanced Magnetic Nanostructures*, Ed. by D. J. Sellmyer and R. Skomski, Springer, Berlin, 2006.
4. Б. А. Иванов, Г. Г. Аванесян, А. В. Хвальковский и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 190 (2010).
5. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. of Phys. D-Applied Physics **43**, 264001 (2010).
6. B. A. Ivanov, H. Schnitzer, F. G. Mertens, and G. M. Wysin, Phys. Rev. B **58**, 8464 (1998).
7. F. G. Mertens and A. R. Bishop, in: *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, Ed. by P. L. Christiansen and M. P. Soerensen, Springer-Verlag, Berlin, 2000.
8. Г. Е. Воловик, В. П. Минеев, ЖЭТФ **72**, 2256 (1977).
9. N. D. Mermin, Rev. Mod. Phys. **51**, 591 (1979).
10. S. Y. Chou, M. S. Wei, P. R. Krauss, and P. B. Fischer, J. Appl. Phys. **76**, 6673 (1994).
11. G. Meier, M. Kleiber, D. Grundler et al, Appl. Phys. Lett. **72**, 2168 (1998).
12. C. A. Ross, M. Hwang, M. Shima et al., Phys. Rev. B **65**, 144417 (2002).
13. А. И. Ахизер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*. М.: Наука, 1967.
14. J. d'Albuquerque e Castro, D. Altbir, J. C. Retamal, and P. Vargas, Phys. Rev. Lett. **88**, 237202 (2002).
15. K. Yu. Guslienko and V. Novosad, Phys. Rev. Lett. **91**, 139701 (2003); comment on [14] and the author's reply.
16. S. S. Sosin, L. A. Prozorova, A. I. Smirnov et al, Phys. Rev. B **77**, 104424 (2008); S. S. Sosin, L. A. Prozorova, P. Bonville, and M. E. Zhitomirsky, Phys. Rev. B **79**, 014419 (2009).
17. W. Söllinger, W. Heiss, R. T. Lechner et al, Phys. Rev. B **81**, 155213 (2010).
18. O. Kasuyutich, R. D. Desautels, B. W. Southern, and J. van Lierop, Phys. Rev. Lett. **104**, 127205 (2010).
19. V. N. Krivoruchko, M. A. Marchenko, and Y. Melikhov, Phys. Rev. B **82**, 064419 (2010).
20. W. Wernsdorfer, Adv. Chem. Phys. **118**, 99 (2001).
21. J. M. Luttinger and L. Tisza, Phys. Rev. **70**, 954 (1946).
22. П. И. Белобров, Р. С. Гехт, В. А. Игнатченко, ЖЭТФ **84**, 1097 (1983).
23. А. Ю. Галкин, Б. А. Иванов, Письма в ЖЭТФ **83**, 450 (2006); Б. А. Иванов, В. Е. Киреев, Письма в ЖЭТФ **90**, 848 (2009).
24. S. Komineas, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and N. Papanicolaou, Phys. Rev. B **71**, 060405(R) (2005).