

## Кривая намагничивания и магнитные корреляции в наночепочке ферромагнитных зерен со случайной анизотропией

© С.В. Комогорцев, Р.С. Исхаков

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,  
660036 Красноярск, Россия

E-mail: komogor@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 17 мая 2004 г.)

Рассчитаны кривая намагничивания и корреляционная функция намагниченности ферромагнитной цепочки из однодоменных наночастиц со случайной ориентацией оси анизотропии для разных отношений энергии обменных корреляций и анизотропии. Показано, что при росте обменных корреляций коэрцитивная сила уменьшается. При сильных обменных корреляциях кривая намагничивания с ростом поля описывается последовательно тремя различными процессами намагничивания: 1) процессом неоднородного вращения намагниченностей стохастических доменов, 2) процессом коллапса магнитных солитонов, 3) процессом неоднородного вращения обменно-коррелированных векторов намагниченности наночастиц. В области больших полей результаты расчетов корреляционной функции поперечных компонент намагниченности совпадают с предсказаниями линейной теории. В малых и нулевом полях величины основных параметров корреляционной функции (дисперсия и корреляционный радиус) не расходятся согласно линейной теории, а стремятся к вполне определенным величинам. Рассчитан необратимый ход намагниченности в области малых полей (петля гистерезиса), а также гистерезис основных параметров корреляционной функции.

Работа выполнена при поддержке ККФН (грант № 12F0011C); Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-16230); Фонда правительственной поддержки (грант № МК-1684.2004.2).

Интерес к численным экспериментам на модельных системах со случайной ориентацией магнитной анизотропии связан с попытками детально разобраться в механизмах формирования уникальных магнитных свойств аморфных и нанокристаллических магнетиков. Одной из основных причин, обуславливающих эти свойства аморфных и нанокристаллических магнитных сплавов, является существующая в них случайная ориентация локальной магнитной анизотропии при сохранении сильной обменной корреляции магнитных моментов [1,2]. В этом случае ориентационный хаос анизотропии порождает в этих материалах особую магнитную микроструктуру, которую условно можно описать как ансамбль стохастических магнитных доменов. Усредненные самосогласованные характеристики такого домена (анизотропия и размер), как оказалось, и определяют основные интегральные свойства (коэрцитивность и проницаемость) аморфных и нанокристаллических магнетиков [3]. Определение стохастического магнитного домена вводится следующим образом. В работе [4] было показано, что случайно ориентированное локальное магнитное поле разрушает дальний магнитный порядок в неупорядоченном ферромагнетике. В то же время ферромагнитное упорядочение (корреляции) здесь все же сохраняется на конечных масштабах: обменное взаимодействие приводит к распространению магнитного порядка на довольно большие в сравнении с межатомным расстояния. Эта ферромагнитно упорядоченная область представляет собой стохастический домен. Для описания магнитной структуры таких систем с „промежуточным“ магнитным порядком необходимо изучать корреляционную функцию намагниченности  $K_m(r)$  [5].

Непосредственное восстановление вида корреляционной функции  $K_m(r)$  может быть проведено из экспериментальных исследований малоуглового рассеяния нейтронов в наноструктурных ферромагнетиках [6,7]. Один из основных параметров этой функции дисперсия  $K_m(0)$  определяется из кривых приближения намагниченности к насыщению [8]. Недавние исследования показали, что из кривых намагничивания может быть определена и величина корреляционного радиуса  $R_m$  [9,10]. Однако, в области малых полей теория возмущений не работает и построение здесь линейной аналитической теории кривой намагничивания становится невозможным. В то же время эксперименты интенсивно проводятся. Поэтому растет интерес к применению численных методов для описания наномангнетиков. Отметим общее: актуальность численных экспериментов растет в связи с возможностью описания новых физических эффектов.

Существующие работы по микромагнитному моделированию посвящены как некоторым задачам прикладного магнетизма [11–16] (численное исследование кривых намагничивания определенного узкого класса материалов), так и некоторым фундаментальным проблемам [17–22]. Эти работы выявили, что и вид кривой намагничивания, и вид корреляционной функции намагниченности определяются размером зерна и фундаментальными магнитными константами. С нашей точки зрения, в этом ряду работ недостает исследования связи магнитной структуры в различных полях и при различных соотношениях величин обменных корреляций и анизотропии с кривой намагничивания модельной системы, т.е. исследования, ориентированного на решение основной задачи магнитного материаловедения наномангнетиков. Действительно, сейчас становится ясным, что

вид корреляционной функции намагниченности  $K_m(r)$  (характеристика спиновой структуры) и вид кривой намагничивания  $M(H)$  (магнитное свойство наноматериала) взаимообусловлены. Цель настоящей работы — исследовать одновременно и корреляционную функцию, и кривую намагничивания для простой модельной системы: цепочка обменно-связанных наночастиц со случайно ориентированной анизотропией. Наш машинный эксперимент должен был ответить на следующие вопросы.

- 1) Как изменяется вид кривой намагничивания в промежуточном режиме между слабой по отношению к энергии обменных корреляций и сильной анизотропией?
- 2) Каковы особенности кривой намагничивания в малых полях в случае слабой анизотропии?
- 3) Каков характер поведения корреляционной функции наноструктурного магнетика в малых полях?

Рассматриваемая модель является частным случаем модели наноматериала с одномерной неоднородностью анизотропии. Однако общие закономерности, присущие наноматериалу, как будет показано далее, здесь проявляются. Кроме того, известно, что в последнее время значительное внимание исследователей обращено к новому классу магнитных материалов, такому как магнитные нанонити. Оказалось, что данные материалы чаще всего представляют собой именно наночепочку обменно-связанных наночастиц [23,24]. Поэтому результаты расчетов на выбранной нами модели вполне могут быть применены для описания результатов экспериментов по намагничиванию нанонитей.

## 1. Метод и модель

Дискретным аналогом нашей модели является одномерная цепочка спинов  $\mathbf{s}$  со случайной анизотропией на каждом узле  $i$  с постоянной величиной обменного взаимодействия  $J$  между ближайшими соседями. Энергию такой цепочки, как известно, можно представить в виде суммы по узлам цепочки

$$E = - \sum_i (J \mathbf{s}_i \mathbf{s}_{i+1} + K (\mathbf{s}_i \mathbf{n}_i)^2 + \mathbf{H} \mathbf{s}_i). \quad (1)$$

Аналогично для наночепочки ферромагнитных зерен энергию запишем как

$$E = - \sum_i \left[ \frac{1}{8} \cdot \frac{A}{R_c^2} \cdot (\cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + \cos(\theta_i - \theta_{i-1})) + K \cos^2(\theta_i - \theta_i^a) + H \cdot M \cdot \cos \theta_i \right], \quad (2)$$

где направление орта локальной намагниченности характеризуется углом  $\theta_i$ , отсчитываемым от направления  $\mathbf{H}$ ; соседние узлы отстоят друг от друга на расстоянии  $2R_c$  — размер наночастицы, в этом случае  $R_c$  — корреляционный радиус случайной анизотропии,  $A \equiv J \cdot (2R_c)^2$  — константа обменного взаимодействия;  $M_s$  — намагниченность насыщения;  $K$  — плотность

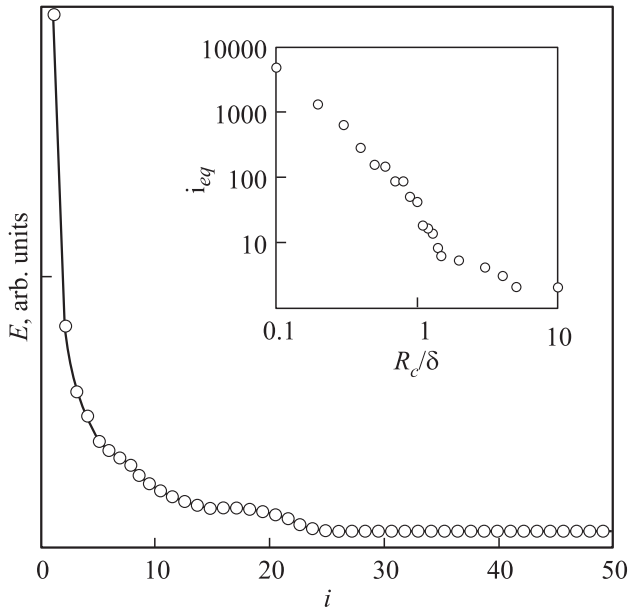
энергии локальной магнитной анизотропии, связанная с полем анизотропии  $H_a$  соотношением  $K = H_a M_s / 2$ ;  $\theta_i^a$  — угол орта легкой оси анизотропии (случайная функция),  $H$  — внешнее магнитное поле. Поскольку нас будут интересовать только состояния, соответствующие минимуму энергии, выражение (2) удобно представить в виде

$$E = -K \sum_i \left[ \frac{1}{8} \left( \frac{\delta}{R_c} \right)^2 \cdot (\cos(\theta_i - \theta_{i+1}) + \cos(\theta_i - \theta_{i-1})) + \cos^2(\theta_i - \theta_i^a) + 2 \cdot h \cdot \cos \theta_i \right], \quad (3)$$

где  $\delta/R_c = \sqrt{A/KR_c^2}$  — безразмерный параметр, характеризующий отношение энергии обменных корреляций и анизотропии,  $h = H/H_a$ . В нашем случае (анизотропия случайна на каждом узле)  $R_c = 1/2$  (см., например, [20]). Мы намеренно оставили величину  $R_c$  в выражениях (2), (3), чтобы при интерпретации результатов сохранить важную идею скейлинга (прямой зависимости минимумов полной энергии от безразмерных параметров  $\delta/R_c$  и  $h$ ) в системах со случайной анизотропией.

В настоящей работе вклад от диполь-дипольного взаимодействия в полную энергию не рассматривается по нескольким причинам. Во-первых, в более ранних работах по моделированию подобных систем [11,12] было показано, что магнитная структура и кривая намагничивания наноматериала лишь в малой степени зависят от учета магнитодипольного взаимодействия в отличие от крупнозернистых и монокристаллических ферромагнетиков. Этот результат качественно понятен, так как в формировании основной единицы спиновой структуры — стохастического магнитного домена — в основном участвуют лишь обменные корреляции и магнитная анизотропия. Во-вторых, учет дальнедействующих магнитодипольных сил приводит к возрастанию и без того большого объема вычислений на порядки.

Существуют два различных подхода к численному решению нашей задачи: 1) численное решение дифференциального уравнения, возникающего при отыскании минимума функционала (2), (3) [18–20]; 2) прямой выбор распределения спинов, соответствующего минимуму полной энергии (2), (3) (см., например, [17]). К преимуществам первого метода относится быстрый счет при величинах  $R_c/\delta \ll 1$  (сильные обменные корреляции, слабая анизотропия) в отличие от второго, где время расчетов при уменьшении отношения  $R_c/\delta$  очень сильно возрастает (вставка к рис. 1). При величинах  $R_c/\delta$  порядка либо больших единицы (сильная анизотропия, слабые обменные корреляции) первый метод терпит неудачу, так как система становится сильно нелинейной, что приводит к расходимости при численном решении дифференциального уравнения. Кроме того, дифференциальное уравнение предполагает однозначное решение, а значит, в принципе не пригодно для работы в малых полях в области гистерезиса. Здесь результаты получают вторым методом.



**Рис. 1.** Зависимость полной энергии цепочки от количества возвратных итераций. На вставке: зависимость числа возвратных итераций, необходимых для достижения минимума энергии, при различных величинах параметра  $R_c/\delta$ .

Принцип построения кривых намагничивания по первому методу предложен и описан в работах [18,19]. Принцип построения кривых намагничивания по второму методу таков: выбирается некоторое поле (например,  $H = 0$ ), проводится „релаксация“ системы (выбор распределения намагниченности, отвечающего здесь минимуму энергии), далее поле изменяется на небольшую величину и проводится „релаксация“ из предыдущего состояния. Предполагается, что в таком подходе должны достигаться локальные минимумы энергии, благодаря которым в магнетике и возникает гистерезис.

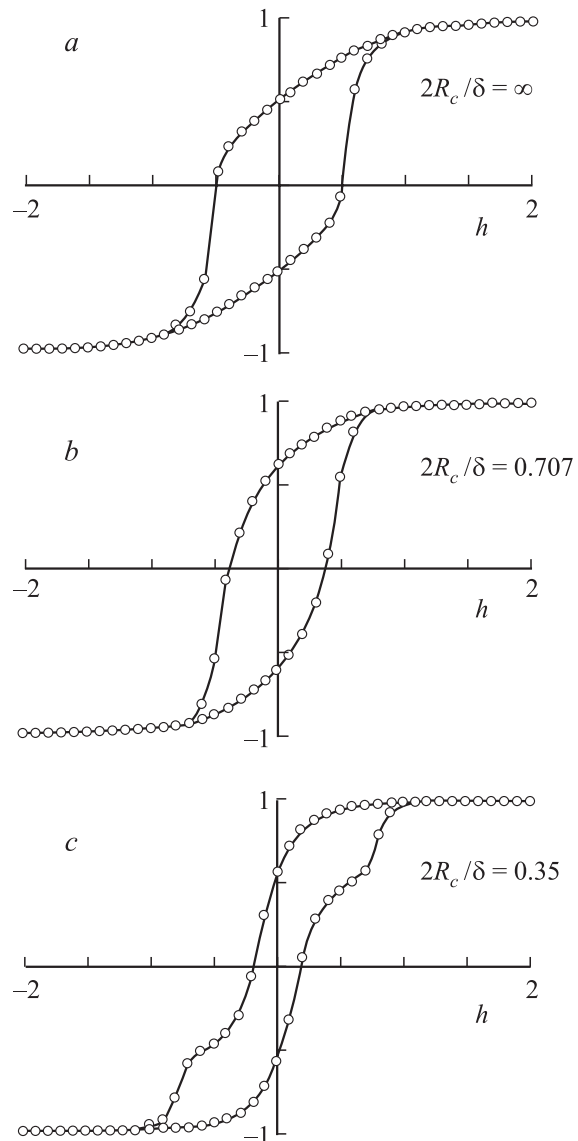
Сценарий релаксации такой: угол  $\theta_i$  на  $i$ -м узле изменяется с шагом  $\Delta$ , подсчитывается энергия на этом узле, если энергия возросла в сравнении с предыдущим состоянием, состояние не запоминается и угол изменяется на  $-\Delta$ , эта процедура продолжается с последовательным уменьшением шага до  $\pm 0.0001$  rad. Данная процедура выполняется последовательно для каждого узла.

Связь между ближайшими соседями привела к тому, что, достигнув минимума энергии на  $i + 1$  узле, мы изменили состояние  $i$ -го узла. Поэтому, чтобы минимизировать энергию, мы вынуждены возвращаться обратно и снова проводить релаксацию на  $i$ -м узле. Проводя такие возвращения-итерации для всей цепочки, мы обнаружили, что полная энергия уменьшается и на каком-то этапе перестает изменяться (рис. 1). Принимаем это состояние как соответствующее минимуму энергии. Отметим, что выбор иной последовательности „релаксации“ спинов может привести к другому случайному распределению намагниченности, однако средние характеристики в случае достаточно длинной цепочки здесь не изменятся. Для расчетов использованы цепочки длиной от 1000

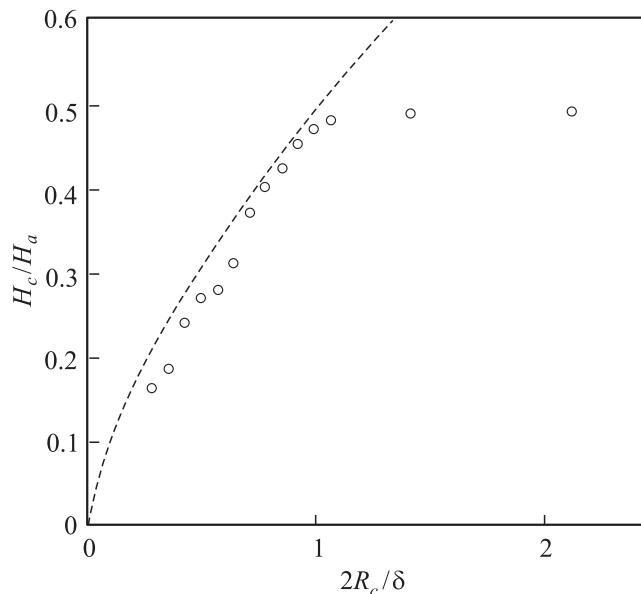
до 5000 спинов с замкнутыми граничными условиями. Поскольку энергия наночепочки симметрична относительно вращений в плоскости, перпендикулярной внешнему полю, при усреднении проекции намагниченности на полевую ось мы учли усреднение по углу в этой плоскости.

## 2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 приведены кривые намагничивания, рассчитанные при разных величинах параметра  $2R_c/\delta$ , указывающего на отношение энергии анизотропии к энергии обменных корреляций. Кривая на рис. 2, *a*, соответствующая нулевой энергии обменных корреляций, повторяет классический результат Стонера и Вольфарта для системы невзаимодействующих однодоменных частиц (либо очень крупных кристаллитов  $R_c \gg \delta$ ) со случайной ани-



**Рис. 2.** Кривые намагничивания, рассчитанные при разных величинах параметра  $2R_c/\delta$ .



**Рис. 3.** Зависимость коэрцитивной силы от приведенного корреляционного радиуса локальной анизотропии. Штриховая линия — зависимость  $H_c = k \cdot H_a (2R_c/\delta)^{2/3}$ .

зотропией типа легкая ось [25]. Видно, что здесь величина коэрцитивного поля  $h_c = 1/2$  ( $H_c = 1/2 H_a$ ), а остаточная намагниченность  $M_r = 1/2 M_s$ . При уменьшении величины  $2R_c/\delta$ , т.е. при включении обменных корреляций, коэрцитивная сила уменьшается (рис. 2, *b* и *c*). Зависимость  $H_c$  от  $2R_c/\delta$ , полученная из рассчитанных кривых намагничивания, приведена на рис. 3. Расчетная зависимость коэрцитивной силы здесь сравнивается с аналитической зависимостью для средней анизотропии одномерного магнитного блока (стохастического магнитного домена) в области  $2R_c/\delta < 1$  [18,26,27]

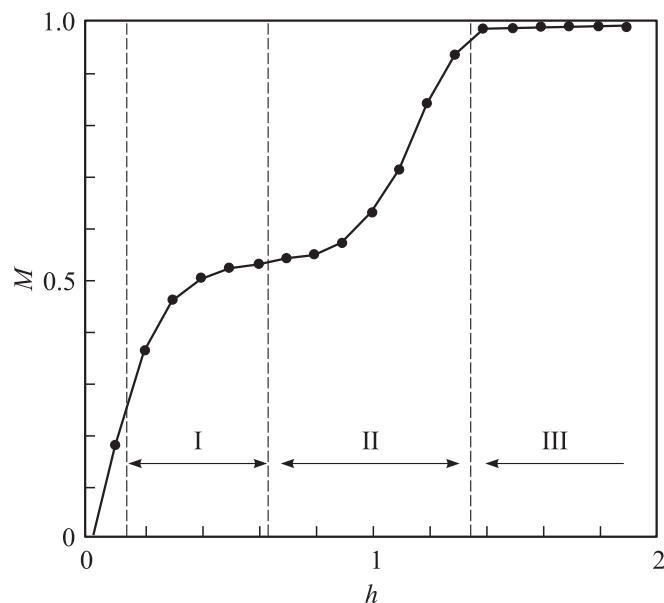
$$\langle H_a \rangle = H_a (2R_c/\delta)^{2/3}. \quad (4)$$

Из сопоставления кривых на рис. 3 видно, что  $H_c$  зависит от  $2R_c/\delta$  по такому же степенному закону, что и  $\langle H_a \rangle$ , и что эти величины могут быть связаны постоянным множителем  $H_c = k \langle H_a \rangle$ . В нашем случае  $k \approx 0.48$ . Обнаруженная корреляция между зависимостью  $H_c$  и зависимостью  $\langle H_a \rangle$  отвечает модельному представлению магнитной структуры наночепочки как системы обменно-несвязанных магнитных блоков со случайно ориентированными осями усредненной в пределах блока анизотропии.

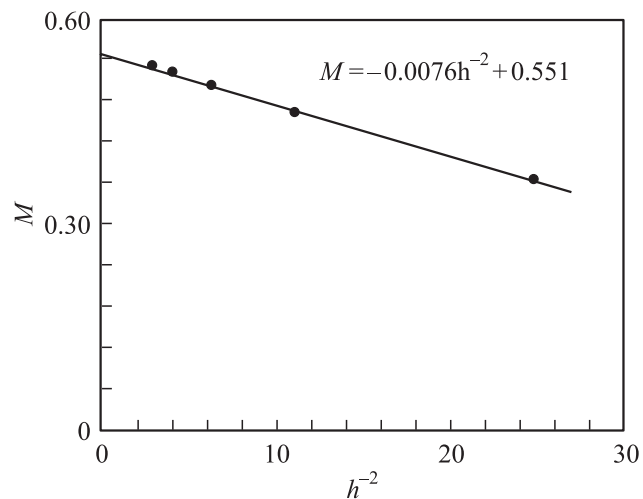
При сильных обменных корреляциях на кривой намагничивания формируется новая особенность в виде ступеньки (рис. 2, *c* и рис. 4). Особенность возникает при  $2R_c/\delta \approx 0.4$  и при дальнейшем усилении обменных корреляций ( $2R_c/\delta \ll 1$ ) становится более выраженной. На рис. 4 представлена расчетная кривая намагничивания из размагниченного состояния наночепочки для случая  $2R_c/\delta \approx 0.28$ . Видно, что эту кривую намагничивания условно можно разбить на три участка, соответственно на три полевые области.

В первой области ход кривой намагничивания с ростом поля обусловлен процессами неоднородного вращения намагниченностей стохастических доменов. На это однозначно указывает выполняющаяся на этом участке зависимость  $M \sim H^{-2}$  (рис. 5). Отметим, что эта зависимость была предсказана и экспериментально обнаружена в [10]. Величина поля средней анизотропии блока  $\langle H_a \rangle$ , определенная из низкополевой акулловской зависимости, хорошо согласуется с величиной  $\langle H_a \rangle$ , рассчитанной по формуле (3).

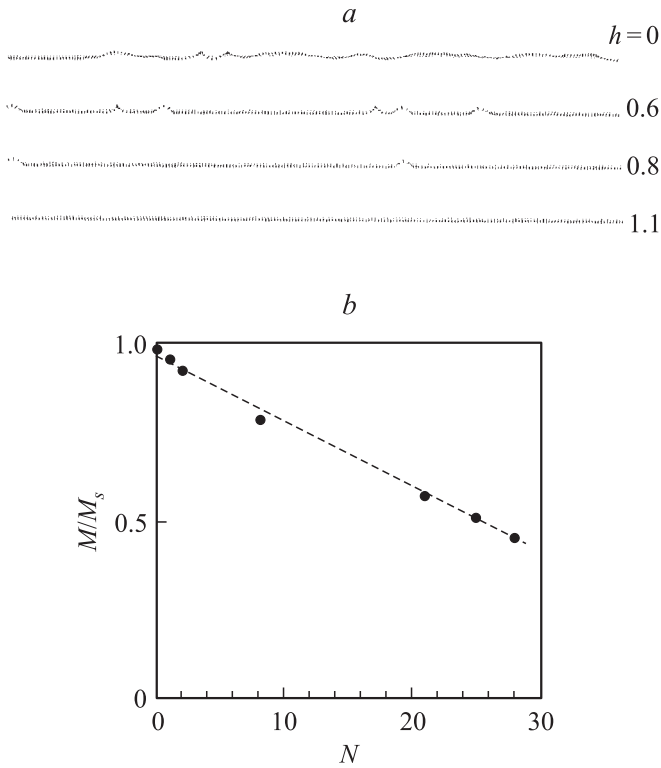
Магнитная структура в диапазоне полей, соответствующих второму участку  $M(h)$ , как оказалось, представляет собой ансамбль магнитных блоков со средними намагниченностями, ориентированными по полю, и дополнительный ансамбль локализованных непере-



**Рис. 4.** Кривая намагничивания из размагниченного состояния наночепочки для случая  $R_c/\delta \approx 0.28$ .



**Рис. 5.** Кривая намагничивания в первой области ( $R_c/\delta \approx 0.28$ ).



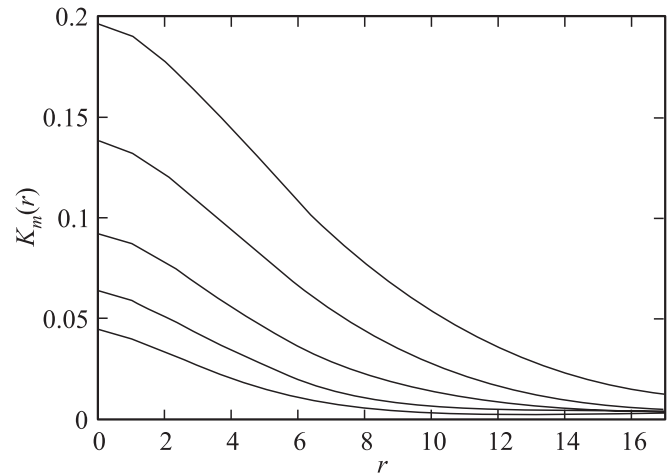
**Рис. 6.** *a* — магнитная структура участка цепочки при различных значениях внешнего поля во второй области. *b* — зависимость намагниченности от числа магнитных солитонов во второй области.

магнитных участков — топологических магнитных солитонов, структура и размер которых не зависят от внешнего поля в пределах второй области (рис. 6, *a*). При увеличении поля число магнитных солитонов сокращается, происходит их скачкообразное перемагничивание и в полях больших  $H_a$  ( $h > 1$ ) они исчезают. На рис. 6, *b* представлена зависимость намагниченности во второй полевой области от числа магнитных солитонов. Обнаруженная здесь линейная зависимость указывает на то, что перемагничивание каждого солитона вносит одинаковый вклад в увеличение намагниченности. Эта неразличимость солитонов по размеру и порциям намагниченности позволяет рассматривать их во второй области как своеобразные кванты намагниченности.

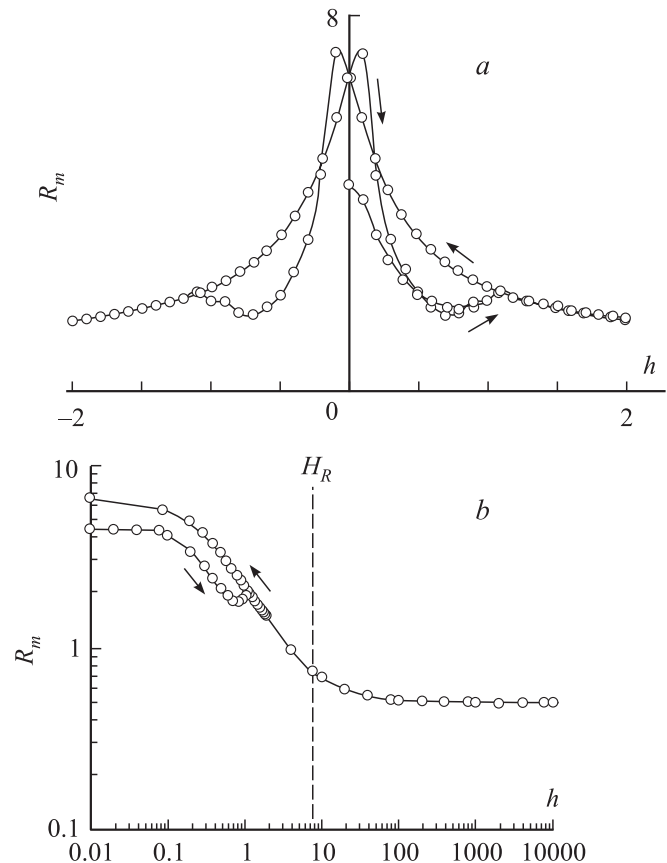
Магнитная структура нанопочки на третьем участке обратимого хода  $M(h)$  представляет собой так называемую стохастическую магнитную структуру или „рябь намагниченности“ (см., например, [28]) и хорошо описывается линейной теорией для обратимых процессов неоднородного вращения намагниченности для одномерного случая [29].

Для каждого магнитного состояния нанопочки, представленного точкой на расчетной петле гистерезиса (полученной при  $2R_c/\delta \approx 0.35$ ), была рассчитана корреляционная функция поперечных компонент намагниченности. На рис. 7 приведены зависимости  $K_m(r)$ , рассчитанные для различных величин полей. Основные

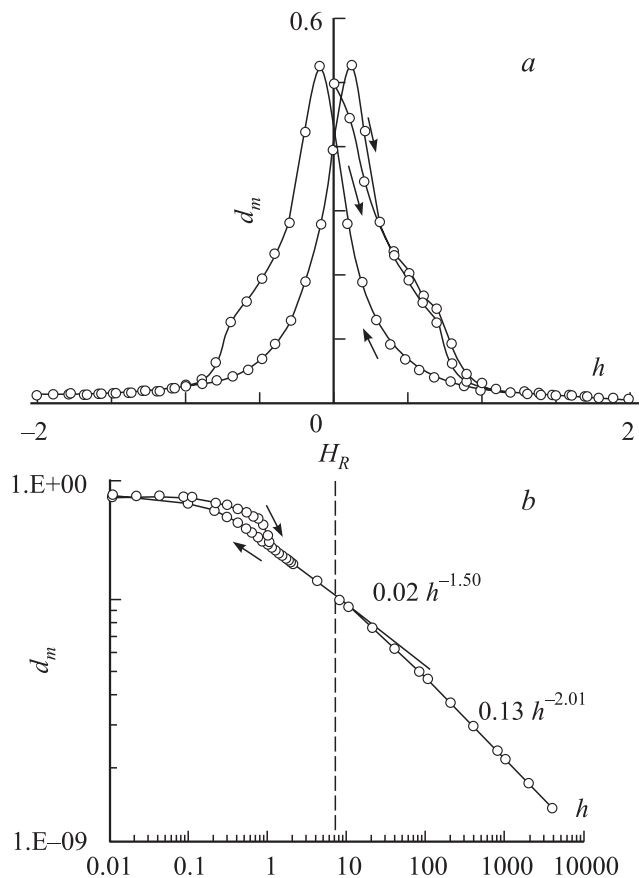
параметры функции  $K_m(r)$  — это дисперсия  $d_m = K_m(0)$  и корреляционный радиус  $R_m$ . Видно, что с ростом внешнего поля как величина дисперсии  $K_m(0)$ , так и величина протяженности магнитных корреляций  $2R_m$  уменьшаются. Для нашей простой модели функцио-



**Рис. 7.** Зависимость корреляционной функции поперечных компонент намагниченности от внешнего поля (сверху вниз  $h = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ ) (при  $2R_c/\delta = 0.35$ ).



**Рис. 8.** Зависимость корреляционного радиуса намагниченности  $R_m$  от поля в линейных (*a*) и в двойных логарифмических координатах (*b*) (при  $2R_c/\delta = 0.35$ ).



**Рис. 9.** Зависимость дисперсии намагниченности  $d_m = K_m(0)$  от поля в линейных (а) и двойных логарифмических координатах (б) (при  $2R_c/\delta = 0.35$ ).

нальные зависимости  $d_m = K_m(0)$  и  $R_m(h)$  могут быть вычислены во всем интервале полей.

На рис. 8 и 9 представлены вычисленные полевые зависимости корреляционного радиуса  $R_m(h)$  и дисперсии поперечных компонент намагниченности  $d_m(h)$  как в линейных, так и двойных логарифмических координатах. Видно, что основные параметры корреляционной функции  $K_m(r)$ , так же как и намагниченность  $M(h)$ , характеризуются областью обратимых изменений от величины  $h$  и областью соответствующих необратимых изменений, т.е. гистерезисом. Наиболее прост для описания обратимый ход  $R_m(h)$  и  $d_m(h)$ . В области больших полей результаты расчетов  $R_m$  и  $d_m$  полностью совпадают с предсказаниями линейной теории (рис. 8, б и 9, б). Действительно, согласно линейной теории [29], в полях ниже  $H_R = 2A/M_s R_c^2$   $R_m = \sqrt{2A/M_s H} \equiv \delta \cdot h^{-1/2}$ ,  $d_m = (aH_a)^2 \cdot H_R^{-1/2} H^{-3/2} = a^2(R_c/\delta)h^{-3/2}$ ; в полях выше  $H_R$  величина  $R_m$  стремится к постоянной величине, приблизительно равной корреляционному радиусу случайной магнитной анизотропии (в нашем случае  $R_c = 1/2$ ), а дисперсия намагниченности ведет себя как  $d_m = (aH_a)^2 \cdot H^{-2} = a^2 h^{-2}$ . Аналогичным поведением, как видно из рис. 8, б и 9, б, характеризуются и рассчитанные зависимости  $R_m(h)$  и  $d_m(h)$ . Отметим, что

данные результаты были получены как используемым в настоящей работе методом прямой минимизации полной энергии, так и методом решения соответствующего дифференциального уравнения [30].

Наиболее сложен для описания необратимый ход  $R_m(h)$  и  $d_m(h)$ . Видно, что при подходе к нулевому полю величины  $R_m$  и  $d_m$  не расходятся, как предсказывает линейная теория, а стремятся к вполне определенным величинам. Полевой ход  $R_m(h)$  и  $d_m(h)$  характеризуется гистерезисом. Сделаем акценты на некоторые особенности этого гистерезиса. Во-первых, видно, что  $R_m(0)$  в размагниченном состоянии меньше  $R_m(0)$  в состоянии с остаточной намагниченностью (для  $d_m(0)$  выполняется обратное). Во-вторых, видно, что существует некоторая область полей (близкая к  $h = 1$ ), где  $R_m(h)$  увеличивается с ростом  $H$ , что качественно противоречит выводам линейной теории. Заметим, что эта область полей совпадает с областью существования магнитных солитонов и характерной особенностью на кривой намагничивания (вторая область).

Поведение  $R_m(h)$  и  $d_m(h)$  в области полей  $h < 1$  ( $H < H_a$ ) дает основание утверждать, что количественные характеристики стохастических доменов, т.е. его размер и средняя анизотропия, во многом достаточно условны (по крайней мере, в одномерном случае). Следовательно, эти величины могут быть оценены только по порядку величины.

Таким образом, в ходе нашего численного эксперимента удалось получить ответы на все три вопроса, сформулированные во введении.

## Список литературы

- [1] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков. ЖЭТФ **72**, 1005 (1977).
- [2] R. Alben, J.J. Becker, M.C. Chi. J. Appl. Phys. **49**, 1653 (1978).
- [3] G. Herzer. IEEE Trans. Magn. **26**, 1397 (1990).
- [4] Y. Imry, S.-K. Ma. Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
- [5] Дж. Займан. Модели беспорядка. Мир, М. (1982). 592 с.
- [6] J. Weissmuller, A. Michels. J.G. Barker, A. Wiedenmann, U. Erb, R.D. Shull. Phys. Rev. B **63**, 21 414 (2001).
- [7] A. Michels, R.N. Viswanath, J.G. Barker, R. Birringer, J. Weissmuller. Phys. Rev. Lett. **91**, 267204-1 (2003).
- [8] В.А. Игнатченко, Р.С. Исхаков, Г.В. Попов. ЖЭТФ **82**, 1518 (1982).
- [9] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, Ж.М. Мороз, Е.Е. Шалыгина. Письма в ЖЭТФ **72**, 872 (2000).
- [10] Р.С. Исхаков, В.А. Игнатченко, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев. Письма в ЖЭТФ **78**, 1142 (2003).
- [11] H. Kronmuller, R. Fischer, M. Seeger, A. Zern. J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 2274 (1996).
- [12] R. Fischer, H. Kronmuller. J. Magn. Magn. Mater. **184**, 166 (1998).
- [13] J. Fidler, T. Schrefl. J. Magn. Magn. Mater. **203**, 28 (1999).
- [14] W.M. Saslow, N.C. Koon. Phys. Rev. B **49**, 3386 (1994).
- [15] O. Nedelko, P. Dikukh, A. Slawska-Waniewska. J. Magn. Magn. Mater. **254–255**, 281 (2003).
- [16] I.R. McFadyen, I.A. Beardsley. J. Appl. Phys. **67**, 5540 (1990); I.A. Beardsley, J.S. Zhu. J. Appl. Phys. **67**, 5352 (1990).

- [17] R. Dickmann, E.M. Chudnovsky. Phys. Rev. B **44**, 4397 (1991).
- [18] А.А. Иванов, В.А. Орлов, Г.О. Патрушев. ФММ **84**, 47 (1997).
- [19] А.А. Иванов, Г.О. Патрушев. ФММ **86**, 331 (1998).
- [20] А.А. Иванов, В.А. Орлов, Г.О. Патрушев. ФТТ **41**, 1432 (1999).
- [21] B. Dieny, B. Barbara. Phys. Rev. B **41**, 11 549 (1990).
- [22] D.R. Denholm, T.J. Sluckin. Phys. Rev. B **48**, 901 (1993).
- [23] H. Zeng, R. Skomski, L. Menon, Y. Liu, S. Bandyopadhyay, D.J. Sellmyer. Phys. Rev. B **65**, 134 426 (2002).
- [24] Р.С. Исааков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, А.В. Окотруб, А.Г. Кудашов, В.Л. Кузнецов, Ю.В. Бутенко. Письма в ЖЭТФ **78**, 271 (2003).
- [25] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth. Phil. Trans. Roy. Soc. A **240**, 599 (1948).
- [26] Р.С. Исааков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, Л.А. Чеканова. Письма в ЖЭТФ **72**, 440 (2000).
- [27] R. Skomski. J. Phys.: Condens. Matter **15**, R841 (2003).
- [28] В.А. Игнатченко. ЖЭТФ **54**, 303 (1968).
- [29] В.А. Игнатченко, Р.С. Исааков. ФММ **6**, 75 (1992).
- [30] А.В. Лукьяненко, С.В. Комогорцев. Сб. тр. II Байкальской Междунар. конф. „Магнитные материалы“. Иркутск (2003). С. 72.