

МИКРОМАГНЕТИЗМ В ПЛАНАРНОЙ СИСТЕМЕ СО СЛУЧАЙНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ И ДВУМЕРНЫМИ МАГНИТНЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

С. В. Комогорцев^а, В. А. Фельк^{б}, Р. С. Исаков^а, Г. В. Шадрина^с*

^а *Институт физики им. Л. В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Красноярск, Россия*

^б *Сибирский Государственный аэрокосмический университет им. М. Ф. Решетнёва
660014, Красноярск, Россия*

^с *Сибирский федеральный университет
660074, Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 27 января 2017 г.

Петли гистерезиса и микромагнитная структура ферромагнитного нанослоя со случайно ориентированной локальной осью легкого намагничивания и двумерными корреляциями намагниченности изучены с помощью микромагнитного моделирования. Особенности свойств и микромагнитной структуры определяются конкуренцией между энергиями анизотропии и обмена, а также энергией диполь-дипольного взаимодействия. Магнитная микроструктура может быть описана как ансамбль стохастических магнитных доменов и топологических дефектов намагниченности. Диполь-дипольное взаимодействие подавляет формирование топологических дефектов намагниченности. Топологические дефекты магнитной микроструктуры могут приводить к более резкому изменению коэрцитивного поля в зависимости от размера кристаллита, чем это предсказывается моделью случайной магнитной анизотропии.

DOI: 10.7868/S0044451017080144

1. ВВЕДЕНИЕ

Многие функциональные элементы наноэлектроники, такие как сенсоры магнитного поля, спиновые волноводы, спиновые вентили, содержат магнитные слои нанометровых толщин [1–3]. Оптимизация магнитных свойств этих слоев нуждается в детальном понимании связи свойств с магнитной микроструктурой. Проблема исчерпывающего теоретического описания тонких пленок состоит в чрезвычайной чувствительности магнитных свойств к несовершенствам структуры пленок. К таким дефектам можно отнести неровность поверхности, поликристаллическую структуру, границы кристаллитов, внутренние межфазные границы, дислокации, поры и т. д. Интенсивная работа многих научных групп технологов и материаловедов на протяжении последних десятилетий привела к появлению методов управления каждым из известных дефектов [1–6]. Наиболее об-

суждаемым в последнее время является влияние на свойства поликристаллического строения наноматериалов и нанослоев в частности. Оказалось, что изменяя размер кристаллического зерна, можно изменять гистерезисные свойства материала в очень широких пределах [7–9].

Обменное и диполь-дипольное взаимодействия между нанокристаллитами приводят к корреляциям намагниченности на масштабах, которые могут значительно превышать размер кристаллического зерна [10–15]. Эти корреляции намагниченности, наряду со случайностью в ориентации осей легкого намагничивания, являются основными атрибутами модели случайной магнитной анизотропии (RMA), на основе которой в данный момент объясняются магнитные свойства наноструктурированных материалов [16, 17].

В пределе сильной магнитной анизотропии, когда энергия магнитной анизотропии (E_{an}) значительно больше обменной энергии (E_{ex}), справедливо приближение независимых кристаллитов, в рамках которого был получен ряд классических результа-

* E-mail: vlaf@sibsau.ru

тов, касающихся петли магнитного гистерезиса [18], приближения намагниченности к насыщению [19], ферромагнитного резонанса [20, 21]. На языке пространственных масштабов условие сильной магнитной анизотропии можно выразить как $R_c/\delta \gg 1$, где R_c — корреляционный радиус локальной оси легкого намагничивания — структурный корреляционный радиус, пропорциональный размеру кристаллита, $\delta = \sqrt{A/K}$, где A — параметр обмена, K — константа анизотропии кристаллита. Действительно, отношение пространственных масштабов может быть заменено отношением соответствующих энергий $R_c/\delta = \sqrt{K/(A/R_c)^2} = \sqrt{E_{an}/E_{ex}}$, таким образом, из $R_c/\delta \gg 1$ следует $E_{an}/E_{ex} \gg 1$.

В пределе слабой магнитной анизотропии, когда энергия магнитной анизотропии значительно меньше обменной энергии либо $R_c/\delta \ll 1$, корреляции намагниченности простираются на масштабы, значительно превышающие R_c (размер кристаллического зерна) [11, 15, 22–27]. В этом пределе аналитически решены задачи о кривой намагничивания и особенностях микромагнитной структуры для высоких полей [11, 22–24, 26–28]. Для полей, сопоставимых с величиной коэрцитивного поля, построение аналитической теории кривой намагничивания наталкивается на ряд трудностей, связанных с неприменимостью в этой области теории возмущений, необратимым изменением микромагнитных состояний и т. д. Однако для практических приложений важно поведение материала именно в невысоких полях, сопоставимых с коэрцитивным полем. В настоящее время в области малых полей используются простые оценочные формулы, полученные в рамках модели RMA [10, 11, 16, 17, 29, 30]. Эти оценки предсказывают степенной рост коэрцитивной силы в зависимости от R_c (либо размера кристаллита) и уменьшение магнитного корреляционного размера с ростом R_c :

$$R_L \propto \frac{\delta^{4/(4-d)}}{R_c^{d/(4-d)}}, \quad H_c \propto K \left(\frac{R_c}{\delta} \right)^{2d/(4-d)}, \quad (1)$$

где d — размерность системы.

Очевидно, что при $R_c/\delta \sim 1$ должен происходить переход между предельными случаями слабой и сильной анизотропии. Структурная неоднородность и магнитные константы множества реальных нанокристаллических сплавов таковы, что для них справедливо соотношение $R_c/\delta \sim 1$ (например, используя константы A и K для ОЦК-Fe, а также $R_c = 21$ нм, получим $R_c/\delta = 1$). Для расчета кривых намагничивания и микромагнитной структуры таких материалов нельзя воспользоваться ни аналитическими результатами, ни скейлинговыми форму-

лами модели RMA. Однако в данном случае с помощью микромагнитного моделирования могут быть получены численные результаты [31–40].

В настоящей работе мы выполнили микромагнитные расчеты особенностей магнитной микроструктуры и кривых намагничивания нанокристаллического слоя со случайной магнитной анизотропией и двумерными корреляциями намагниченности.

Магнитные пленки, получаемые широко распространенными методами магнетронного, плазменного и термического напыления, а также методами химического и электрохимического осаждения, являются поликристаллическими, т. е. состоящими из большого количества кристаллических зерен. В отсутствие эпитаксиальной связи подложки и пленки оси магнитокристаллической анизотропии зерен ориентированы случайным образом.

Обсудим рамки применимости модели случайно ориентированной оси легкого намагничивания. В нанокристаллических материалах в зависимости от технологии получения могут образовываться различные типы границ зерен: когерентные, полукogerентные и некогерентные. При наличии когерентных границ ориентации соседних кристаллитов не случайны. Здесь протяженность структурных корреляций может превышать размер кристаллита. Однако в больших ансамблях кристаллитов, на масштабах, значительно превышающих размер индивидуального зерна, ориентационные корреляции разрушаются, что наблюдается, например, методом рентгеновской дифракции. В нанокристаллических сплавах, полученных кристаллизацией из аморфного состояния, границы зерен толщиной около 1 нм имеют аморфную структуру, приводящую к тому, что кристаллографическая ориентация соседних кристаллитов полностью независима [41–43].

В слое толщиной несколько нанометров в направлении нормали, как правило, укладывается один кристаллит [30, 44–46]. Магнитные корреляции при этом двумерны, так как распространяются в плоскости магнитного нанослоя. Для магнетиков с двумерными корреляциями намагниченности модель RMA предсказывает квадратичный рост коэрцитивной силы в зависимости от размера кристаллита и уменьшение магнитного корреляционного размера обратно пропорционально размеру кристаллита (см. формулу (1) для случая $d = 2$).

Особенностью тонких магнитных пленок является значительный вклад диполь-дипольного взаимодействия в полную магнитную энергию системы. К сожалению, в литературе отсутствуют работы, аналитически учитывающие такой вклад для пленок в

полях, сравнимых с коэрцитивным полем для случая слабой магнитной анизотропии.

Цель работы — микромагнитное моделирование тонкого нанокристаллического слоя в магнитных полях, сравнимых с коэрцитивным полем, при различных соотношениях энергии обмена и магнитной анизотропии кристаллитов. Также целью работы является изучение влияния диполь-дипольного взаимодействия на магнитные свойства и особенности магнитной микроструктуры в нанослое.

Практическим примером ситуации, когда диполь-дипольным взаимодействием можно пренебрегать, могут служить пленки, для которых константа анизотропии кристаллитов (K) значительно превышает максимальную плотность энергии диполь-дипольного взаимодействия ($2\pi M_s^2$). Сюда относятся как пленки материалов с гигантской константой анизотропии, например CoFe_2O_4 ($2\pi M_s^2 = 3 \cdot 10^5$ Дж/м³, $K = 1.4 \cdot 10^6$ Дж/м³) [49, 50], либо упорядоченного твердого раствора CoPt ($2\pi M_s^2 = 7 \cdot 10^5$ Дж/м³, $K = 4.7 \cdot 10^6$ Дж/м³) [51, 52], так и пленки с малой намагниченностью, например, нанослой Ni(P) [47, 48, 53, 54]. Включение и выключение дипольного взаимодействия, как мы покажем далее, в планарной системе эффективно изменяет количество компонент намагниченности и, таким образом, приводит к новым особенностям, обусловленным изменением топологии системы.

Статья организована следующим образом. В разд. 2 приводятся теоретические сведения и параметры микромагнитной проблемы. В разд. 3 обсуждаются особенности поведения петель гистерезиса от R_c/δ . В разд. 4 показана взаимосвязь корреляционных свойств системы с ее микроструктурой. Раздел 5 затрагивает вопрос о влиянии топологических дефектов на характер данной зависимости.

2. МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Определим вектор намагниченности \mathbf{M} как сумму N отдельных магнитных моментов $\boldsymbol{\mu}_j$ ($j = 1, \dots, N$) в малом объеме dV , определяемом позицией \mathbf{r} ферромагнитной частицы, а именно

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) \equiv \frac{1}{dV} \sum_{j=1}^N \boldsymbol{\mu}_j. \quad (2)$$

Микромагнетизм допускает, что направление \mathbf{M} изменяется непрерывно в зависимости от положения [55]. Таким образом, микромагнитная модель предполагает феноменологическое описание магнитной

системы как континуальной среды. При этом намагниченность является непрерывной функцией координат.

Каждая точка континуальной среды находится в эффективном магнитном поле, которое выражается через полную энергию E_{tot} системы следующим образом:

$$\mathbf{H}_{eff} \equiv -\mu_0^{-1} \frac{\partial E_{tot}}{\partial \mathbf{M}}. \quad (3)$$

Здесь μ_0 — магнитная постоянная. Тогда условие, определяющее равновесную ориентацию вектора намагниченности, будет иметь вид

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (4)$$

Полная энергия магнитной системы является функционалом намагниченности. В ферромагнитных материалах полная энергия системы может быть представлена в виде суммы следующих слагаемых:

$$E_{tot} = E_{exch} + E_{anis} + E_{mag} + E_{Zee}. \quad (5)$$

Эти четыре члена являются соответственно обменной энергией, энергией анизотропии, магнитостатической или диполь-дипольной энергией и энергией Зеемана (энергией, связанной с внешним магнитным полем). В равновесном состоянии полная энергия (5) минимизируется. Таким образом, каждое равновесное состояние магнитной системы соответствует локальному минимуму функционала (5). В настоящей работе проведено микромагнитное моделирование нанокристаллического слоя с двумерными корреляциями намагниченности с помощью программного пакета ООММФ [56]. При моделировании задавалась толщина слоя $L_z = 10$ нм. Расчет корреляционной функции намагниченности осуществлялся на прямоугольных образцах с латеральными размерами 1000 нм \times 500 нм. Расчет петель гистерезиса велся на квадратных образцах с латеральными размерами 4000 нм \times 4000 нм. Размер ячейки выбирался равным толщине слоя 10 нм. Таким образом, размер ячейки в плоскости много меньше размера образца (условие нанокристаллическости), а толщина равна размеру ячейки, что позволяет корреляциям намагниченности распространяться только в плоскости пластины (двумерные корреляции намагниченности). Константа локальной одноосной анизотропии каждой ячейки выбиралась равной $K = 10^5$ Дж/м³, намагниченность насыщения каждой ячейки $M_s = 8.6 \cdot 10^5$ А/м. Оси легкого намагничивания ячеек ориентировались случайным образом. Размер использованных в расчетах образцов достаточно велик, для того чтобы пренебречь влиянием границ. Так, дополнительными

тестами было установлено, что учет замкнутых граничных условий не изменяет результатов, полученных без такого учета. Положительная константа обменного взаимодействия A выбиралась так, чтобы обеспечить различные требуемые соотношения между конкурирующими энергиями обмена и анизотропии. Отметим, что отношение этих энергий, приведенное к безразмерному виду, может быть выражено через отношение характерных масштабов R_c/δ как $K R_c^2/A = (R_c/\delta)^2$. В дальнейшем мы будем представлять результаты именно в зависимости от R_c/δ . Далее мы будем считать R_c равным размеру ячейки 10 нм. Диполь-дипольная энергия рассчитывалась исходя из допущения, что намагниченность постоянна в каждой ячейке [57, 58].

3. МАГНИТНЫЙ ГИСТЕРЕЗИС

Петли гистерезиса (рис. 1), рассчитанные при приложении внешнего поля вдоль оси x , существенно различаются для различных величин R_c/δ как для пленок с учетом диполь-дипольного взаимодействия, так и в его отсутствие. Обсудим поведение важных прикладных характеристик петли гистерезиса — коэрцитивной силы H_c и остаточной намагниченности M_r . На рис. 1 они представлены как сечения нисходящей ветви петель гистерезиса: $M_r/M_s - (H = 0, R_c/\delta, M/M_s)$ и $H_c - (H, R_c/\delta, M/M_s = 0)$.

Для численной оценки средних значений и дисперсии коэрцитивного поля и остаточной намагниченности рассчитывались несколько петель гистерезиса при одних и тех же параметрах микромагнитной проблемы, но для различных случайных выборок осей легкого намагничивания. Поскольку конкретная случайная выборка осей легкого намагничивания конечна, петли гистерезиса, рассчитанные при одних и тех же параметрах микромагнитной задачи, будут различаться для различных выборок. Эти флуктуации при расчете невзаимодействующих систем составляют величину порядка $1/\sqrt{N}$, где N — количество независимых элементов. В пределе обменно-несвязанных зерен (в нашем случае $N = 1.6 \cdot 10^5$) флуктуация средней намагниченности составляет порядка 0.025%. При усилении обменных корреляций (или при уменьшении R_c/δ) количество независимых элементов N уменьшается и флуктуации растут (рис. 2, 3).

Величина коэрцитивной силы, рассчитанная без учета диполь-дипольного взаимодействия, растет с

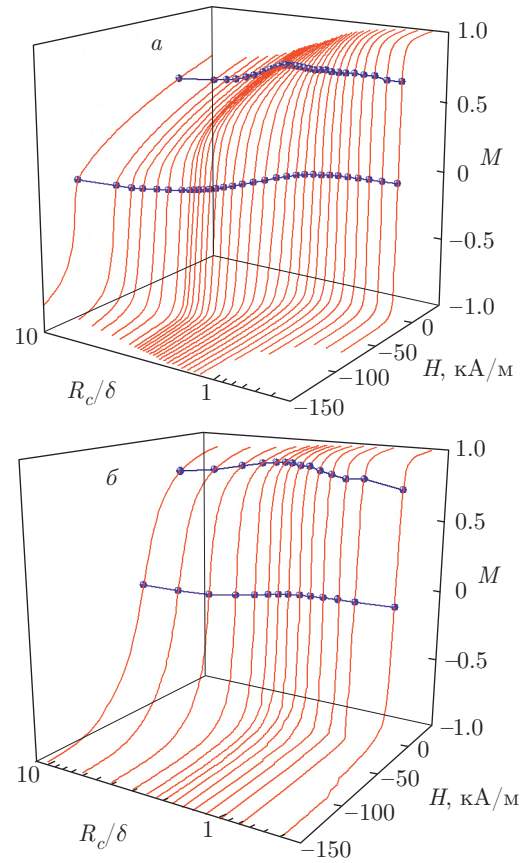


Рис. 1. Петли гистерезиса без учета (а) и с учетом диполь-дипольного взаимодействия (б)

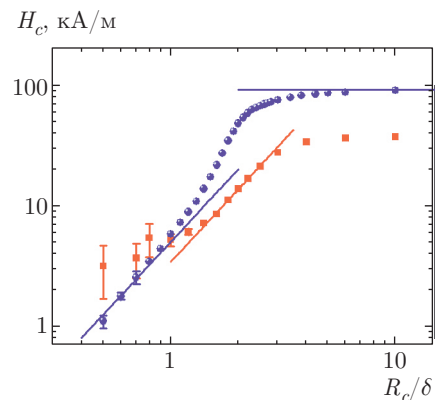


Рис. 2. Коэрцитивная сила в пленках с различным отношением R_c/δ . Круглые символы — расчет без учета диполь-дипольного взаимодействия, квадратные — с учетом диполь-дипольного взаимодействия. Горизонтальная линия — предельная величина коэрцитивной силы в модели Стонера–Вольфарта. Наклонные линии — степенные зависимости типа $H_c \propto R_c^2$

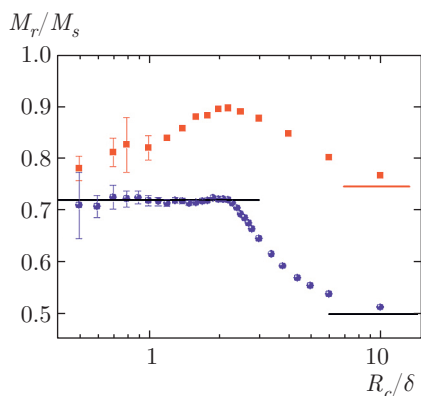


Рис. 3. Остаточная намагниченность в пленках с различным отношением R_c/δ . Круглые символы — расчет без учета диполь-дипольного взаимодействия, квадратные — с учетом диполь-дипольного взаимодействия. Горизонтальные линии — предельные величины остаточной намагниченности при $R_c/\delta \gg 3$ и $R_c/\delta \ll 3$

ростом R_c/δ (рис. 2), при этом на полученной зависимости H_c от R_c/δ можно выделить три подобласти. Для слоя с R_c/δ больше трех с ростом R_c/δ петли гистерезиса приближаются по форме к петле в модели Стонера–Вольфарта [18], при этом коэрцитивное поле стремится к величине $H_c = 0.96 K/M_s$ (где M_s — спонтанная намагниченность), а остаточная намагниченность — к $M_r/M_s = 0.5$ (рис. 3), рассчитанными Стонером и Вольфартом для невзаимодействующих частиц, т. е. в пределе $R_c/\delta \rightarrow \infty$.

Для слоя с R_c/δ от 0.5 до 1 зависимость H_c от R_c/δ согласуется с предсказаниями модели RMA $H_c \propto (R_c/\delta)^2$ для двумерных систем [29,30,59]. Действительно, согласно модели RMA, $H_c \propto H_a/\sqrt{N}$. Для двумерного случая это дает $N \propto (R_m/R_c)^2$ и $H_c \propto H_a(R_c/R_m) \propto H_a(R_c/\delta)^2$. Для R_c/δ от единицы до двух наблюдается рост H_c в зависимости от R_c/δ более резкий, чем квадратичный. Такое поведение, как будет обсуждаться ниже, можно связать с формированием в магнитной микроструктуре топологических магнитных дефектов.

Остаточная намагниченность (рис. 3) M_r/M_s растет при снижении R_c/δ и в области $R_c/\delta < 2$ становится постоянной величиной ($M_r/M_s \approx 0.72$). Отсутствие зависимости остаточной намагниченности от соотношения энергий обмена и анизотропии (при $R_c/\delta < 2$) означает инвариантность статистических свойств магнитной микроструктуры от этого соотношения. Рост остаточной намагниченности при уменьшении R_c/δ можно объяснить следующим образом. В нулевом поле магнитная микроструктура состоит из стохастических магнитных доме-

нов. Эти домены статистически независимы и могут рассматриваться как система обменно-несвязанных частиц. Согласно модели Стонера–Вольфарта, если бы оси легкого намагничивания стохастических доменов были ориентированы случайным образом, а сами домены были бы идеально намагничены (средняя намагниченность домена составляла бы $M/M_s = 1$), для остаточной намагниченности мы имели бы результат $M_r/M_s \approx 0.5$. В действительности средняя намагниченность стохастического домена меньше единицы, поэтому следовало бы ожидать величины $M_r/M_s < 0.5$. Наблюдение роста остаточной намагниченности до величины $M_r/M_s \approx 0.72$ можно объяснить возникновением текстуры в ансамбле стохастических магнитных доменов. Действительно, система может понизить энергию анизотропии, если стохастические домены располагаются в таких позициях, где их усредненные оси легкого намагничивания приближаются к направлению внешнего магнитного поля. Это будет приводить к росту остаточной намагниченности. При этом предельная величина остаточной намагниченности будет ограничена величиной средней намагниченности стохастического магнитного домена. Можно предположить, что наблюдаемая нами предельная величина $M_r/M_s \approx 0.72$ дает оценку средней намагниченности стохастического магнитного домена.

Диполь-дипольное взаимодействие приводит к меньшим предельным величинам коэрцитивных полей для больших величин R_c/δ ($R_c/\delta > 3$), чем это предсказывается в модели Стонера–Вольфарта (рис. 2). При учете диполь-дипольного взаимодействия на зависимости H_c от R_c/δ наблюдается квадратичный рост, предсказываемый в модели RMA для $1.5 < R_c/\delta < 3$, после чего (при $R_c/\delta > 3$) коэрцитивная сила монотонно выходит на постоянную величину. При $R_c/\delta < 1$ снижение H_c замедляется. Это можно понять, используя соотношение $H_c \propto H_a(R_c/R_m)$. В пределе малых R_c/δ приближение к максимальной предельной величине R_m должно приводить к минимальной предельной величине H_c . Однако максимальная величина R_m ограничена размером образца. Наличие такого ограничения демонстрируют приведенные ниже расчеты корреляционного радиуса намагниченности (см. ниже рис. 7 и обсуждения).

Это ограничение также является причиной возрастания ошибки численного эксперимента при уменьшении R_c/δ . При приближении R_m к размеру образца, малое число стохастических доменов приводит к неусредненности системы, т. е. к росту флуктуаций физических параметров. Величина

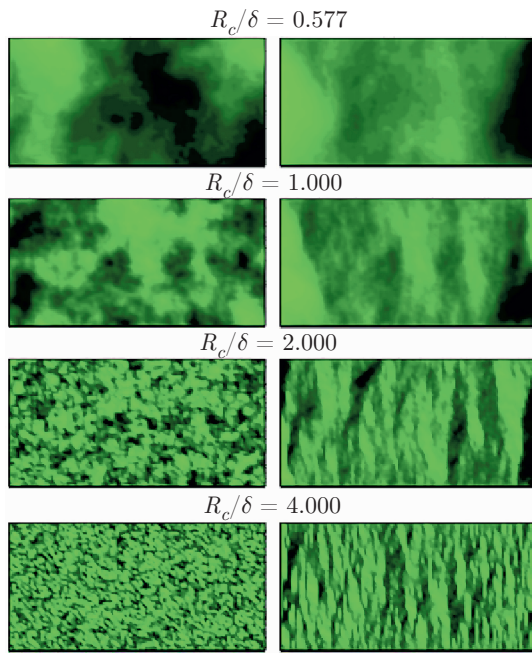


Рис. 4. Неоднородность намагниченности (по компоненте m_y) в реманентном состоянии при различных значениях R_c/δ . Левый столбец — без учета диполь-дипольного взаимодействия, правый — с учетом диполь-дипольного взаимодействия

остаточной намагниченности для расчета с диполь-дипольным взаимодействием выше, чем для расчета с его отсутствием, и при изменении R_c/δ проходит через максимум при $R_c/\delta \approx 2.5$.

4. СТОХАСТИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ МИКРОСТРУКТУРА. КОРРЕЛЯЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Распределение проекций намагниченности в состоянии с остаточной намагниченностью приведено на рис. 4. При малых R_c/δ намагниченность практически однородна (рис. 4, $R_c/\delta = 0.577$) для обоих вариантов: с отсутствием и с наличием диполь-дипольного взаимодействия. С ростом R_c/δ неоднородность становится более выраженной — уменьшается размер однородных областей, увеличивается амплитуда флуктуаций намагниченности. При $R_c/\delta = 4$ размер областей однородной намагниченности становится сопоставим с размером ячейки.

Неоднородности магнитной микроструктуры, рассчитанной с учетом диполь-дипольного взаимодействия, несколько вытянуты вдоль оси y , в то время как неоднородности, рассчитанные без учета

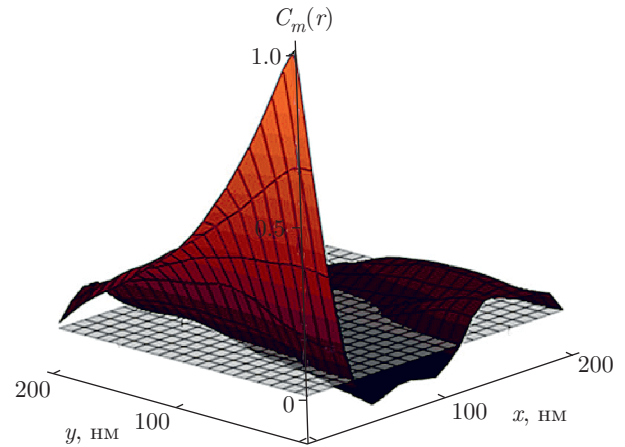


Рис. 5. Корреляционная функция намагниченности с учетом диполь-дипольного взаимодействия

этого взаимодействия, изотропны. Корреляционные функции намагниченности, рассчитанные как

$$C_m(r) = \langle m_y(x' + r)m_y(x') \rangle, \tag{6}$$

являются убывающими (рис. 5, 6) и могут быть использованы для численной оценки пространственной протяженности магнитных корреляций и величины дисперсии намагниченности $C_m(0)$. Анизотропные корреляции намагниченности в системе, рассчитанной с учетом диполь-дипольного взаимодействия, характеризуются анизотропной корреляционной функцией (рис. 5). При этом в направлении x наблюдаются отрицательные корреляции, что согласуется с полученными ранее численными результатами и экспериментальными данными для тонких пленок [40, 60–62]. Количественную оценку корреляционных свойств для данного случая в дальнейшем проведем только для корреляций в направлении x .

Магнитный корреляционный радиус R_m (рис. 7) определяется из функций $C_m(r)$ как расстояние, на котором корреляции ослабляются вдвое. На зависимости R_m от R_c/δ , так же, как и на зависимости H_c от R_c/δ , выделяется несколько подобластей. Для $R_c/\delta > 3$ величина R_m практически совпадает с половиной размера ячейки. Этот результат легко понять, так как ячейки становятся обменно-несвязанными друг с другом. В этом пределе корреляционная функция намагниченности повторяет корреляционную функцию оси легкого намагничивания ячеек [11, 28, 63]. В нашей микромагнитной модели, где ось легкого намагничивания однородна внутри индивидуальной кубической ячейки с размером 10 нм, корреляции оси легкого намагничивания уменьшаются с расстоянием как

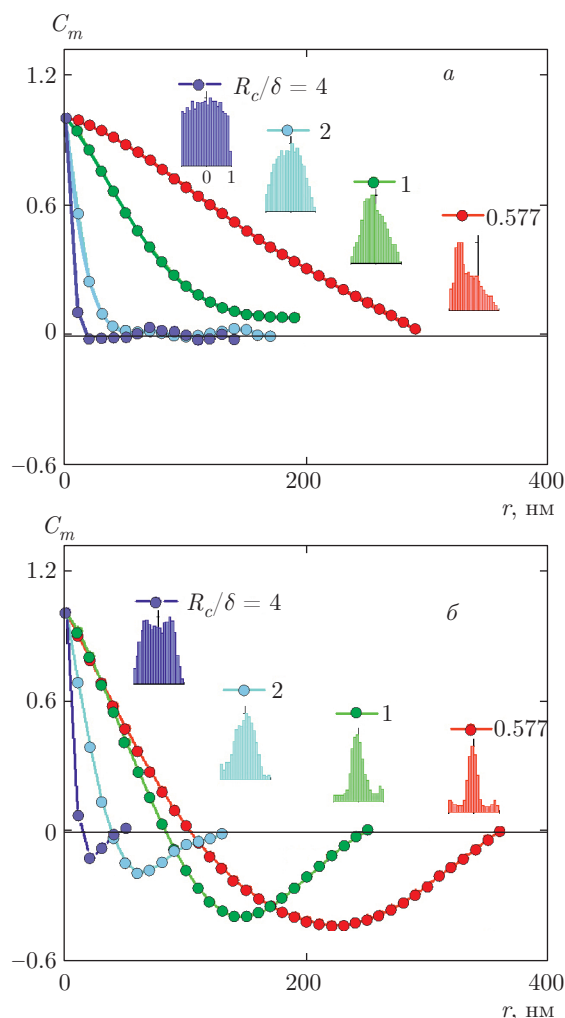


Рис. 6. Корреляционные функции и распределение проекций намагниченности (m_y) без учета (а) и с учетом диполь-дипольного взаимодействия (б)

$C(r) = C(0)(1 - r/R_c)$ для $r < R_c$ и $C(r) = 0$ для $r > R_c$. Из этой формулы следует, что корреляционный радиус оси легкого намагничивания, определенный как расстояние, на котором корреляции ослабевают вдвое, будет равен $0.5R_c$, т.е. 5 нм. Действительно, корреляционный радиус намагниченности на рис. 7 при $R_c/\delta > 3$ стремится именно к этой величине.

В расчетах без учета диполь-дипольного взаимодействия для слоя с $0.8 < R_c/\delta < 1.5$ зависимость R_m от R_c/δ согласуется с предсказаниями модели RMA. Согласно модели RMA, для двумерных систем с гейзенберговским (трехкомпонентным) магнитным моментом $R_m \propto \delta^2/R_c = R_c \cdot (R_c/\delta)^{-2}$ [30, 59, 64]. Данные на рис. 7 при $0.8 < R_c/\delta < 1.5$ хорошо группируются возле прямой в двойных логарифмических координатах с тангенсом угла наклона -2 , что означает выполнение зависимости $R_m \propto (R_c/\delta)^{-2}$.

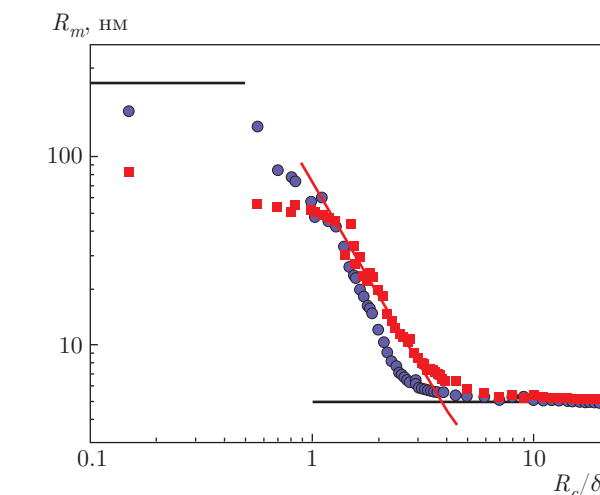


Рис. 7. Зависимости магнитного корреляционного радиуса R_m от R_c/δ . Круглые символы соответствуют системам с выключенным диполь-дипольным взаимодействием, квадратные — с диполь-дипольным взаимодействием. Прямая наклонная линия соответствует модели RMA. Верхняя горизонтальная прямая — размер образца, нижняя горизонтальная прямая — половина размера ячейки

Как и на зависимости коэрцитивной силы, при $1.5 < R_c/\delta < 3$ наблюдается отклонение от степенной зависимости, предсказываемой моделью случайной магнитной анизотропии. Кроме формирования в магнитной микроструктуре топологических магнитных дефектов, как будет показано ниже, такое отклонение может быть связано с изменением формы корреляционной функции намагниченности. Действительно, в области больших R_c/δ убывание корреляционной функции с расстоянием линейно, а в области малых R_c/δ нелинейно (см. рис. 6). При $R_c/\delta < 0.8$ точки на рис. 7 медленно приближаются к постоянной величине, обусловленной конечным размером изучаемого образца. Действительно, наблюдаемый на рис. 7 верхний предел около 200 нм близок к половине короткой стороны нашей прямоугольной пластины 500 нм. В этом пределе корреляции намагниченности естественно ограничены сверху данным размером.

Диполь-дипольное взаимодействие, как оказалось, не влияет на качественный ход зависимости корреляций намагниченности от R_c/δ . Однако можно заметить, что корреляционные радиусы в области $R_c/\delta > 0.8$ превышают таковые в образце без учета диполь-дипольного взаимодействия. При

$R_c/\delta < 0.8$ ситуация инвертируется — корреляционные радиусы намагниченности в образце с диполь-дипольным взаимодействием оказываются ниже. Интересно то, что при учете диполь-дипольного взаимодействия зависимость R_m от R_c/δ не содержит дополнительной области, подобной третьей области на обсужденной выше зависимости R_m от R_c/δ без учета диполь-дипольного взаимодействия. Переход от зависимости $R_m \propto (R_c/\delta)^{-2}$ к постоянной величине R_m , ограниченной со стороны больших R_c/δ размером ячейки, происходит в очень узком диапазоне R_c/δ . Отметим, что данные по зависимостям R_m от R_c/δ (рис. 7) согласуются с наблюдаемыми данными по зависимости H_c от R_c/δ (рис. 2) в рамках модели RMA: $H_c \propto H_a/\sqrt{N} = H_a R_c/R_m$.

Распределения проекции намагниченности, также приведенные на рис. 6, показывают более компактный и симметричный разброс компонент относительно нуля с учетом диполь-дипольного взаимодействия и малыми величинами R_c/δ . Для $R_c/\delta = 4$ видно качественное различие между распределениями на рис. 6а,б. На рис. 6а распределение компонент практически однородно относительно нуля, а на рис. 6б вблизи нуля наблюдается особенность в виде минимума. Этот результат можно понять из следующих рассуждений. В случае расчета с учетом диполь-дипольного взаимодействия намагниченность утрачивает одну степень свободы: проекция намагниченности m_z оказывается близкой к нулю, в то время как m_x и m_y могут флуктуировать в диапазоне от -1 до $+1$. Без учета диполь-дипольного взаимодействия все три проекции могут флуктуировать в диапазоне от -1 до $+1$. Векторы намагниченности для $R_c/\delta = 4$ без учета диполь-дипольного взаимодействия должны быть распределены практически однородно в пределах полусферы, а с учетом этого взаимодействия должно реализоваться однородное распределение в пределах полукруга. Легко проверяется, что распределение поперечных проекций намагниченности при этом должно качественно различаться именно так, как это наблюдается на рис. 6а,б.

5. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ДЕФЕКТЫ В МАГНИТНОЙ МИКРОСТРУКТУРЕ

В магнитной микроструктуре, помимо плавных стохастических разворотов намагниченности между различными точками образца, наблюдаются особые точки, так называемые топологические магнитные дефекты. В области дефекта ориентация намагни-

ченности претерпевает резкие изменения. В окрестности дефекта реализуются структуры намагниченности типа вихрь, ёж, либо седло. Для оценки влияния таких дефектов на магнитные свойства мы считали их количество. Визуальное выделение индивидуальных дефектов на фоне стохастического распределения намагниченности сложно и неоднозначно, поэтому мы воспользовались такой количественной характеристикой, как топологический или скирмионный заряд [65]:

$$q = \frac{1}{4\pi M^3} \int \mathbf{M} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right) dV. \quad (7)$$

Плотность топологического заряда (под интегралом в данном выражении) является скалярной знакопеременной величиной. Рассчитанная для различных R_c/δ величина q флуктуирует относительно нулевого значения (рис. 8). Величину, пропорциональную количеству дефектов, мы получали, интегрируя модуль плотности топологического заряда:

$$N_T = \frac{1}{4\pi M^3} \int \left| \mathbf{M} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right) \right| dV. \quad (8)$$

С ростом R_c/δ наблюдается увеличение количества дефектов от нуля с выходом на постоянную величину (рис. 8) при больших значениях R_c/δ . Такая картина вполне согласуется с наблюдаемой эволюцией неоднородности магнитной структуры, обсуждавшейся для рис. 4, 6, 7. Уменьшение размера областей с однородной ориентацией намагниченности с ростом R_c/δ приводит к росту объемной доли границ между магнитными корреляционными объемами, где формируются топологические магнитные дефекты.

Таким образом, рост количества топологических магнитных дефектов с ростом R_c/δ ожидаем. Рисунок 8 позволяет качественно объяснить отклонение от квадратичной зависимости H_c от R_c/δ в диапазоне $1.5 < R_c/\delta < 2$ на рис. 2. При малых R_c/δ количество дефектов невелико и в согласии с моделью RMA квадратичная зависимость H_c от R_c/δ целиком обусловлена средней магнитной анизотропией стохастического магнитного домена. Отклонение от нее с ростом R_c/δ в диапазоне $1.5 < R_c/\delta < 2$ в сторону увеличения можно связать с наблюдаемым на рис. 8 ростом количества дефектов. Действительно, для разворота намагниченности вблизи дефекта требуется дополнительная работа со стороны магнитного поля, что должно приводить к увеличению магнитного гистерезиса. Для высоких R_c/δ упорядоченное состояние намагниченности, на фоне

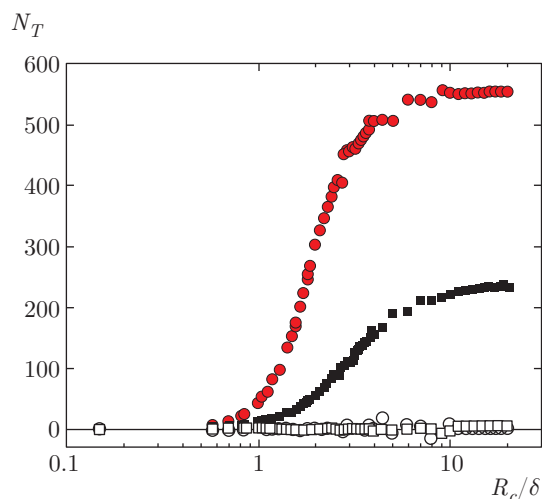


Рис. 8. Зависимость топологического заряда q (светлые символы) и числа топологических дефектов N_T (темные символы) от R_c/δ . Кружки — без учета диполь-дипольного взаимодействия, квадраты — с учетом диполь-дипольного взаимодействия

которого можно определить дефект, разрушается и представление о дефекте становится неприменимым. Отсутствие подобного отклонения для зависимостей H_c от R_c/δ в результатах расчета, учитывающего диполь-дипольное взаимодействие, можно связать с существенно меньшим количеством топологических дефектов, формирующихся в такой системе (рис. 8). Действительно, диполь-дипольное взаимодействие эффективно «выключает» поперечную компоненту намагниченности. В нашей двумерной системе такое выключение может рассматриваться как переход от модели Гейзенберга к так называемой xy -модели, характеризующейся двухкомпонентным спином. Согласно работе [66], такой переход должен соответствовать переходу от несингулярных топологических структур со слабой метастабильностью к сингулярным структурам с сильной метастабильностью. Усиление метастабильности означает рост потенциальных барьеров, разделяющих бездефектное и дефектное состояния. При движении по предельной петле гистерезиса из области больших полей до нуля и затем до коэрцитивного поля мы переходим от полностью однородного состояния намагниченности к неоднородному состоянию, содержащему топологические дефекты. Поскольку причиной зарождения дефекта в обоих случаях (с диполь-дипольным взаимодействием и без него) является случайная локальная анизотропия, одинаковая по абсолютной величине, в случае с сильной метастабильностью (с диполь-дипольным взаимодействием) в магнитной микроструктуре долж-

но формироваться меньшее количество топологических дефектов. Данные рис. 8 подтверждают это рассуждение — количество дефектов при включении диполь-дипольного взаимодействия существенно понижается. Абсолютно стабильное состояние в системе со случайной магнитной анизотропией согласно Имри и Ма должно характеризоваться нулевой средней проекцией намагниченности [66, 67], поэтому большая величина остаточной намагниченности в системе с включенным диполь-дипольным взаимодействием (рис. 3) также свидетельствует о более высокой метастабильности этой системы.

В наших расчетах для простоты мы использовали случайную одноосную анизотропию соседних кристаллитов. Обсудим применимость полученных результатов к системам с кубической анизотропией кристаллита. Известно, что форма петли гистерезиса в системе невзаимодействующих кристаллитов с кубической локальной симметрией отличается от формы петли для системы одноосных зерен [18]. В частности, в модели Стонера – Вольфарта при учете хаоса в ориентации локальной магнитной анизотропии получено $H_c = 0.32H_a$ и $M_r/M_s = 0.83$ для положительной константы кубической анизотропии [68]. Можно также ожидать, что численное исследование данной задачи для кубической локальной анизотропии приведет не только к изменению асимптотических величин H_c и M_r/M_s в пределе обменно-несвязанных кристаллитов, но и к сдвигу характерных размеров, при которых происходит смена режимов обменно-связанных и обменно-независимых кристаллитов. Некоторые из полученных результатов сохраняются и для ферромагнетиков с кубической структурой. Например, показатели степенных зависимостей коэрцитивной силы и корреляционного радиуса намагниченности определяются исключительно размерностью системы, а также конкуренцией хаоса в ориентации локальной оси легкого намагничивания, разрушающего дальний магнитный порядок и упорядочивающего влияния обменного взаимодействия. Кроме того, должно сохраняться качественное различие в поведении коэрцитивной силы и количестве топологических дефектов при наличии и отсутствии диполь-дипольного взаимодействия в переходных режимах, поскольку данное различие обусловлено сменой топологического класса задачи.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью микромагнитного моделирования исследованы петли гистерезиса и микромагнитная

структура ферромагнитного нанокристаллического слоя со случайно ориентированной локальной осью легкого намагничивания и двумерными корреляциями намагниченности. Особенности свойств и микромагнитной структуры определяются конкуренцией между энергиями анизотропии и обмена, а также энергией диполь-дипольного взаимодействия. Расчет без учета диполь-дипольного взаимодействия для невзаимодействующих кристаллитов приводит к форме петли гистерезиса, предсказываемой моделью Стонера – Вольфарта. Корреляционный радиус намагниченности здесь приближается к постоянной величине, сопоставимой с размером кристаллита. Для слоя с сильно взаимодействующими кристаллитами зависимости коэрцитивной силы и корреляционного радиуса намагниченности от приведенного размера зерна, либо структурного корреляционного радиуса, согласуются с предсказаниями модели случайной магнитной анизотропии для двумерных систем, а именно, квадратичный рост для коэрцитивной силы и гиперболическое убывание корреляционного радиуса намагниченности. Для промежуточного случая, когда плотность энергии обменных корреляций сопоставима с константой локальной анизотропии, наблюдается более резкий рост коэрцитивной силы в зависимости от приведенного размера зерна, чем это предсказывается моделью RMA. В расчете с учетом диполь-дипольного взаимодействия такой участок на зависимости коэрцитивной силы от приведенного размера зерна не наблюдается. Магнитная микроструктура представляет собой ансамбль магнитных корреляционных объемов, либо стохастических магнитных доменов. На границах между магнитными корреляционными объемами формируются топологические дефекты намагниченности. С ростом приведенного размера зерна наблюдается увеличение количества дефектов от нуля с выходом на постоянную величину. Диполь-дипольное взаимодействие подавляет формирование топологических дефектов намагниченности. Изменение количества этих дефектов в зависимости от соотношения между параметрами анизотропии и обмена согласуется с более резким изменением коэрцитивного поля в зависимости от размера зерна, чем это предсказывается моделью RMA для расчета без диполь-дипольного взаимодействия, а также с отсутствием этого эффекта при учете диполь-дипольного взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-03-00256).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. T. Seng and B. A. J. Mansoor, in: *A Vol. Woodhead Publ. Ser. Electron. Opt. Mater.*, Elsevier (2012), p. 312.
2. *Nanoelectronics and Information Technology*, ed. by R. Waser, 3rd ed., Wiley (2012).
3. *Micro- and Nanoelectronics: Emerging Device Challenges and Solutions*, ed. by T. Brozek, CRC Press, Taylor and Francis Group (2014).
4. *Nanoscale Magnetic Materials and Applications*, ed. by J. P. Liu, E. Fullerton, O. Gutfleisch, and D. J. Sellmyer, Springer Science and Business Media (2009).
5. J. P. Volkerts, *Magnetic Thin Films: Properties, Performance, and Applications*, Nova Science Publishers (2011).
6. H. S. Nalwa, in: *Handb. Thin Film Mater.*, Academic Press (2002).
7. G. Herzer, in: *Handb. Magn. Adv. Magn. Mater.* (2007).
8. G. Herzer and L. K. Varga, *J. Magn. Magn. Mater.* **506**, 215 (2000).
9. G. Herzer, *J. Magn. Magn. Mater.* **294**, 99 (2005).
10. R. Alben, J. J. Becker, and M. C. Chi, *J. Appl. Phys.* **49**, 1653 (1978).
11. E. M. Chudnovsky, W. M. Saslow, and R. A. Serota, *Phys. Rev. B* **33**, 251 (1986).
12. R. Skomski, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, R841 (2003).
13. Р. С. Исхаков, С. В. Кологорцев, Х. М. Мороз, Е. Е. Шальгина, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 872 (2000).
14. Р. С. Исхаков, В. А. Игнатченко, С. В. Кологорцев, А. Д. Балаев, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 1142 (2003).
15. A. Michels, R. Viswanath, J. Barker, R. Birringer, and J. Weissmüller, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 267204 (2003).
16. G. Herzer, *Acta Mater.* **61**, 718 (2013).
17. R. S. Iskhakov and S. V. Komogortsev, *Phys. Met. Metallogr.* **112**, 666 (2011).
18. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* **240**, 559 (1948).
19. N. S. Akulov, *Z. Phys.* **69**, 822 (1931).

20. E. Schlömann, J. Phys. Radium **20**, 327 (1959).
21. E. Schlömann, Phys. Rev. **182**, 632 (1969).
22. H. Hoffmann, Phys. Stat. Sol. **5**, 187 (1964).
23. H. Hoffmann, J. Appl. Phys. **35**, 1790 (1964).
24. В. А. Игнатченко, ЖЭТФ **54**, 303 (1968).
25. G. Herzer, IEEE Trans. Magn. **25**, 3327 (1989).
26. K. J. Harte, J. Appl. Phys. **39**, 1503 (1968).
27. K. J. Harte, J. Appl. Phys. **37**, 1295 (1966).
28. В. А. Игнатченко, Р. С. Исхаков, Г. В. Попов, ЖЭТФ **82**, 1518 (1982).
29. G. Herzer, Mater. Sci. Eng. A **133**, 1 (1991).
30. Р. С. Исхаков, С. В. Колмогорцев, А. Д. Балаев, Л. А. Чеканова, Письма в ЖЭТФ **72**, 440 (2000).
31. S. V. Komogortsev and R. S. Iskhakov, Phys. Sol. St. **47**, 495 (2005).
32. H. Kronmüller, R. Fischer, R. Hertel, and T. Leineweber, J. Magn. Magn. Mater. **175**, 177 (1997).
33. A. A. Ivanov, V. A. Orlov, and G. O. Patrushev, Phys. Met. Metallogr. **102**, 485 (2006).
34. A. A. Ivanov, V. A. Orlov, and G. O. Patrushev, Phys. Met. Metallogr. **103**, 219 (2007).
35. R. Fischer and H. Kronmüller, J. Magn. Magn. Mater. **191**, 225 (1999).
36. I. R. McFadyen and I. A. Beardsley, J. Appl. Phys. **67**, 5540 (1990).
37. R. C. Giles and M. Mansuripur, J. Appl. Phys. **69**, 4712 (1991).
38. J. J. Miles and B. K. Middleton, J. Magn. Magn. Mater. **95**, 99 (1991).
39. Б. А. Беляев, А. В. Изотов, А. В. Лексиков, ФТТ **52**, 1549 (2010).
40. D. Berkov and N. Gorn, Phys. Rev. B **57**, 14332 (1998).
41. H. Gleiter, «Nanocrystalline Materials» Prog. Mater. Sci. **33**, 223 (1989).
42. А. И. Гусев, А. А. Ремпель, *Нанокристаллические материалы*, Физматлит, Москва (2001).
43. Р. А. Андриевский, А. М. Глезер, ФММ **89**, 91 (2000).
44. M. C. Contreras, J. F. Calleja, R. Matarranz, B. Presa, J. A. Corrales, and G. Pan, J. Appl. Phys. **99**, 08F110 (2006).
45. J. Echigoya and R. Yue, J. Mater. Sci. **40**, 3209 (2005).
46. R. S. Iskhakov, S. V. Komogortsev, A. D. Balaev, and L. A. Chekanova, Tech. Phys. Lett. **28**, 725 (2002).
47. K. Hüller, G. Dietz, R. Hausmann, and K. Kölpin, J. Magn. Magn. Mater. **53**, 103 (1985).
48. A. Berrada, F. Gautier, M. F. Lapiere, B. Loegel, P. Panissod, C. Robert, and J. Beille, Sol. St. Comm. **21**, 671 (1977).
49. N. Ranvah, Y. Melikhov, D. C. Jiles, J. E. Snyder, A. J. Moses, P. I. Williams, and S. H. Song, J. Appl. Phys. **103**, 07E506 (2008).
50. M. Grigorova, H. J. Blythe, V. Blaskov, V. Rusanov, V. Petkov, V. Masheva, D. Nihtianova, L. M. Martinez, J. S. Munöz, and M. Mikhov, J. Magn. Magn. Mater. **183**, 163 (1998).
51. S. V. Komogortsev, R. S. Iskhakov, A. A. Zimin, E. Y. Filatov, S. V. Korenev, Y. V. Shubin, N. A. Chizhik, G. Y. Yurkin, and E. V. Eremin, Appl. Phys. Lett. **103**, 152404 (2013).
52. P. Andreazza, V. Pierron-Bohnes, F. Tournus, C. Andreazza-Vignolle, and V. Dupuis, Surf. Sci. Rep. **70**, 188 (2015).
53. J. Carini, S. Nagel, L. Varga, and T. Schmidt, Phys. Rev. B **27**, 7589 (1983).
54. J. Schneider and H. Wiesner, Phys. Stat. Sol. **29**, K25 (1975).
55. W. F. Brown, *Micromagnetics*, Interscience, New York (1963).
56. M. J. Donahue, D. G. Porter, Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. (1999).
57. A. Aharoni, J. Appl. Phys. **83**, 3432 (1998).
58. A. J. Newell, W. Williams, and D. J. Dunlop, J. Geophysical Research — Solid Earth **98**, 9551 (1993).
59. R. Skomski, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R841 (2003).
60. J. N. Chapman, S. McVitie, and S. J. Hefferman, J. Appl. Phys. **6078** (1991).
61. P. ten Berge, J. C. Lodder, and J. N. Chapman, J. Magn. Magn. Mater. **120**, 362 (1993).
62. T. Suzuki, Phys. Stat. Sol. **37**, 101 (1970).

63. V. A. Ignatchenko and R. S. Iskhakov, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **44**, 1434 (1980).
64. L. Thomas, J. Tuaille, J. P. Perez, V. Dupuis, A. Perez, and B. Barbara, *J. Magn. Magn. Mater.* **437**, 140 (1995).
65. А. А. Белавин, А. М. Поляков, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 503 (1975).
66. T. C. Proctor, D. A. Garanin, and E. M. Chudnovsky, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 097201 (2014).
67. Y. Imry and S. K. Ma, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1399 (1975).
68. S. I. Smirnov and S. V. Komogortsev, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1123 (2008).