

Манаков Н.А., Плетнева М.В.*, Толстобров Ю.В.*

Оренбургский государственный университет,

*Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина

ТЕРМИЧЕСКОЕ НАМАГНИЧИВАНИЕ ВЫСОКОАНИЗОТРОПНЫХ МАГНЕТИКОВ

В статье приводятся результаты теоретического анализа эффекта термического намагничивания (ТН), наблюдаемого в быстрозакаленных сплавах SmCo_5 и $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$. Путем численного моделирования в рамках теории микромагнетизма обоснован новый механизм ТН в этих сплавах. Предсказана возможность ТН монокристаллов высокоанизотропных магнетиков определенного размера.

Весьма необычный по своим проявлениям эффект термического намагничивания впервые был обнаружен А.С. Лилеевым с сотрудниками [1-3]. Он наблюдался и исследовался на спеченных магнитах Sm-Co , Nd-Fe-B , $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ [1-8]. Интерес к ТН обусловлен тем, что его необходимо учитывать при эксплуатации постоянных магнитов, и можно использовать при изучении магнитного гистерезиса высококоэрцитивных сплавов.

В работах [9, 10] были предприняты попытки моделирования и расчета величины ТН. Согласно предлагаемым моделям термическое намагничивание является следствием образования при воздействии перемагничивающего поля в высокоанизотропном магнетике метастабильной доменной структуры, которая изменяется при нагревании в результате магнитостатического взаимодействия между микрообъемами образца. В связи с уменьшением коэрцитивной силы микрообъемов с повышением температуры происходит обратное перемагничивание некоторых из них к направлению исходного состояния.

Позднее эффект термического намагничивания наблюдался и в сплавах SmCo_5 и $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, полученных быстрой закалкой из жидкого состояния, перемагничивание которых определяется зародышеобразованием обратных доменов в кристаллитах [11]. При этом было отмечено, что величина термического намагничивания в таких сплавах заметно ниже, чем у текстурированных спеченных магнитов сходного состава. Это объяснялось изменением топографии полей взаимодействия между локальными микрообъемами вследствие изотропности быстрозакаленных сплавов и чувствительностью ТН к структурному состоянию сплавов.

Как показали дальнейшие исследования, эффект термического намагничивания проявляется также в нанокристаллических и субмикрористаллических быстрозакаленных сплавах, перемагничивание которых осуществляется, соответственно, смещением доменных границ

и неоднородным вращением намагниченности в отдельных кристаллитах [12]. Это обстоятельство послужило поводом для попытки объяснения ТН в структурно изотропных быстрозакаленных сплавах обменным взаимодействием между кристаллитами на фоне уменьшения константы магнитной анизотропии с повышением температуры.

В рамках теории микромагнетизма было проведено численное моделирование эффекта термического намагничивания согласно выдвинутому предположению [13].

Для объяснения эффекта ТН использовалась модель многослойной стохастической системы, состоящей из конечного числа плоскопараллельных обменносвязанных слоев одноосного магнетика, различающихся ориентацией осей легкого намагничивания. Для исключения влияния магнитостатических полей рассеяния при объяснении эффекта термического намагничивания, использовалось одномерное одноугловое приближение. В рамках данного приближения оси легкого намагничивания (ОЛН), внешнее магнитное поле и векторы намагничивания ориентировались в плоскости слоев, т. е. параметры системы являлись функциями одной координаты x , нормальной к этой плоскости. Подобное приближение уже использовалась при моделировании процессов перемагничивания быстрозакаленных сплавов высокоанизотропных магнетиков [14].

Равновесные состояния системы находились минимизацией функционала свободной энергии G , который в данном случае имеет вид:

$$G = \int_a^b \left\{ A \cdot \left(\frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)^2 + K \cdot \sin^2(\theta(x) - w(x)) - H \cdot M_S \cdot \cos(\theta(x) - w_h(x)) \right\} dx,$$

где:
$$\omega_e = A \cdot \left(\frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)^2,$$

$\omega_a = K \cdot \sin^2(\theta(x) - w(x))$, $\omega_h = H \cdot M_S \cdot \cos(\theta(x) - w_h(x))$ – соответственно, плотности энергий обменного взаимодействия, анизотропии и намагниченности

ности во внешнем поле; A – константа обменного взаимодействия; K – константа магнитной анизотропии; θ – угол ориентации вектора намагниченности; w – угол ориентации оси легко намагничивания; H и w_h – величина и угол приложения внешнего магнитного поля; M_S – намагниченность насыщения.

При численном решении задачи функционал свободной энергии заменялся своим сеточным аналогом G^h – функцией n переменных. Для аппроксимации интеграла на равномерной сетке с шагом h использовался второй порядок точности. Предполагалось, что эволюция системы происходит в направлении наискорейшего убывания функции G^h . В результате минимизации G^h определялась функция $\theta(x)$, описывающая распределение намагниченности в многослойной стохастической системе, соответствующее конкретным внешним условиям.

Моделирование эффекта термического намагничивания состояло из двух этапов. Первоначально производилось моделирование процесса размагничивания системы обратным полем (см. рис. 1). При построении решения в качестве начального приближения выбиралось однородно намагниченное состояние в достаточно большом поле. Затем каждое получаемое решение являлось начальным приближением для последующей ситуации, характеризующейся изменением величины внешнего магнитного поля H , т. е. система перемещалась в ближайший энергетический минимум. Далее, после получения частично или полностью размагниченного состояния, моделировалось изменение намагниченности в отсутствие внешнего магнитного поля при изменении температуры. Процесс изменения температуры осуществлялся через функциональную зависимость константы анизотропии K от температуры T . В этом случае при построении решения в качестве начального приближения выбиралось полученное ранее на первом этапе размагниченное состояние системы. Затем каждое вновь получаемое решение являлось начальным приближением для последующей ситуации, характеризующейся изменением величины константы анизотропии, которая сначала уменьшалась до 0,01 от значения при комнатной температуре, а затем увеличивалась до исходного

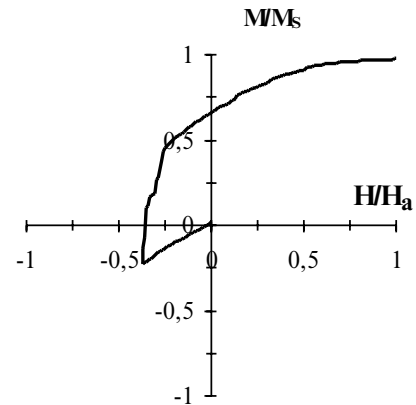


Рисунок 1. Кривая размагничивания системы из 50 слоев обратным полем, толщина слоя $d = 1\delta$.

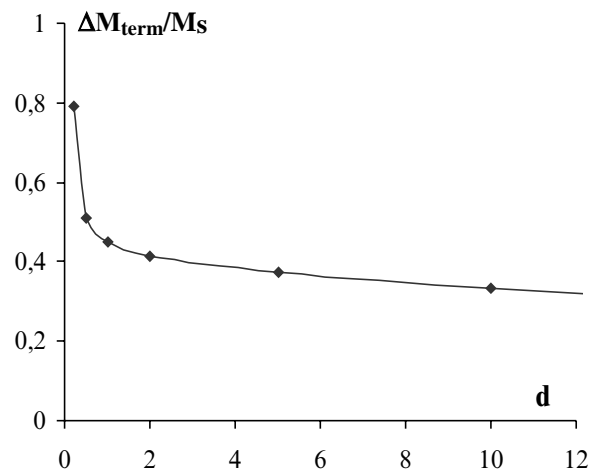


Рисунок 2. Зависимость термического намагничивания системы из 50 слоев от толщины слоя d в единицах δ

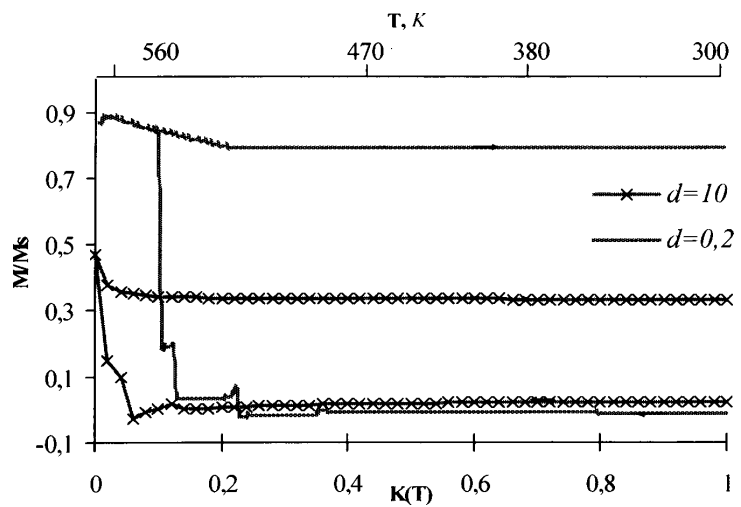


Рисунок 3. Кривые изменения намагниченности в системах из 50 слоев с различной толщиной слоя d в единицах δ

значения, соответствующее изменение температуры указано на графике (см. рис. 3).

Рассматривались системы, состоящие из 50 слоев со случайным распределением осей легкого намагничивания в слоях. Расчеты производились в безразмерных относительных величинах. Толщина слоя d измерялась в единицах $\delta = \sqrt{\frac{A}{K}}$, где магнитные параметры соответствуют параметрам материала $Nd_2Fe_{14}B$ [15]. На рис. 2 представлен график зависимости величины термического намагничивания DM_{term} системы от толщины слоя d . При уменьшении толщины слоев от 2δ наблюдается значительное увеличение термического намагничивания системы, что объясняется усилением роли обменного взаимодействия. При увеличении толщины слоев от 2δ происходит плавное падение значения до $DM_{\text{term}}/M_s \approx 0,3$.

На рис. 3 показано изменение намагниченности системы в процессе нагревания и последующего охлаждения системы для толщины слоев $0,2\delta$ и 10δ . Как видно, характер изменения намагниченности в зависимости от температуры (в результате изменения константы анизотропии) качественно сходен для разных толщин слоев. При нагревании системы после полного или частичного размагничивания обратным полем (по схеме показанной на рис. 1) ее намагниченность изменяется сначала слабо, а затем при некоторой температуре резко возрастает. Температура, при которой наблюдается резкий рост намагниченности системы, зависит от толщины слоев, возрастая с увеличением последней.

Резкие скачки намагниченности обусловлены намагничиванием групп слоев при уменьшении их магнитной анизотропии. Как было показано в работе [16], обменное взаимодействие между кристаллитами приводит к образованию так называемых «доменов обменного взаимодействия» – групп слое с квазиоднородным распределением намагниченности. Размер доменов обменного взаимодействия увеличивается с уменьшением толщины слоев и константы магнитной анизотропии. С увеличением температуры (уменьшением константы магнитной анизотропии слоев) слои с разрозненной ориентацией намагниченности объединяются в домены обменного взаимодействия, а также малые по размеру домены объединяются в более крупные. Причем такое объединение не всегда приводит к росту намагниченности в на-

правлении первоначальной намагниченности системы (до размагничивания). В результате мы наблюдаем немонотонную зависимость намагниченности от температуры на рис. 3. При разных случайных распределениях ОЛН в слоях системы наблюдается некоторая вариация температурных зависимостей намагниченности, представленных на рис. 3, но их качественный характер сохраняется.

Таким образом, проведенное теоретическое исследование показало, что наблюдаемое в дисперсных структурно изотропных быстрозакаленных сплавах высоко анизотропных магнетиков термическое намагничивание может быть объяснено исключительно обменным взаимодействием по границам кристаллитов. Это взаимодействие может активировать термическое намагничивание и в спеченных магнитах.

Для выяснения роли магнитостатического взаимодействия в эффекте ТН рассматривались многослойные стохастические системы с некомпланарными осями легкого намагничивания, имеющие немагнитные прослойки, которые исключали обменное взаимодействие между слоями и системы с некомпланарными осями легкого намагничивания, в которых имеет место обменное и магнитостатическое взаимодействие между слоями.

Исключение обменного взаимодействия в многослойной стохастической системе приводит к исчезновению эффекта ТН, а магнитостатическое взаимодействие, которым объясняется этот эффект в спеченных магнитах, в нашем случае ослабляет термическое намагничивание. Это различие связано с тем, что в постоянных магнитах локальные ОЛН ориентированы в одном направлении в отличие от рассматриваемых нами БЗС. Таким образом, наблюдаемое в дисперсных структурно изотропных быстрозакаленных сплавах высоко анизотропных магнетиков термическое намагничивание может быть объяснено исключительно обменным взаимодействием по границам кристаллитов.

Как в постоянных магнитах, так и в быстрозакаленных сплавах эффект ТН обусловлен неоднородностью образцов. В первом случае это распределение по коэрцитивной силе, во втором – случайная ориентация ОЛН кристаллитов. Но теоретический анализ показывает, что эффект ТН возможен и в монокристаллических образцах, т. е. не всегда связан с неоднородностью образца.

Рассматривались бесконечно длинные монокристаллические призмы $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ с квадратными поперечными сечениями $L \times L$. Оси Ox и Oy координатной системы ортогональны граням призмы, а ось Oz ортогональна сечению. Ось легкого намагничивания направлена по оси Ox . Предполагалось, что намагниченность \mathbf{M} зависит только от координат x и y . Уравнение Ландау-Лифшица для рассматриваемой задачи в безразмерной форме имеет вид:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{H} - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}), \quad (1)$$

где \mathbf{H} – вектор эффективного поля с компонентами

$$H^x = -\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{2A}{M_s^2 L^2} \Delta m^x + \frac{m^x}{M_s^2} \left[2K_1 + 4K_2 \left(1 - (m^x)^2 \right) \right],$$

$$H^y = -\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{2A}{M_s^2 L^2} \Delta m^y, \quad H^z = \frac{2A}{M_s^2 L^2} \Delta m^z;$$

A – константа обмена; $M_s = |\mathbf{M}|$; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s = (m^x, m^y, m^z)$ – единичный вектор; K_1, K_2 – константы магнитной анизотропии; $\tau = \gamma M_s t$; t – время; γ – гиромангнитное отношение; U – потенциал магнитостатического поля, который вычислялся методом [17]; α – параметр, определяющий вклад диссипативного члена. Приводимые ниже данные получены при $\alpha = 0,15$. Без учета поверхностной энергии граничное условие для уравнения (1) имеет вид: $\partial m / \partial (-n) = 0$, где n – внешняя нормаль к поверхности монокристалла. Равновесные состояния системы находились вычислением стационарных решений дискретного аналога уравнения (1). Повышение температуры образца моделировалось уменьшением констант анизотропии K_1 и K_2 , которое проводилось путем их умножения на температурный коэффициент K_T при неизменных прочих параметрах системы.

В показанном на рисунке 4 процессе нагревание-охлаждение монокристалла $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ коэффициент K_T уменьшался при нагревании от 1 до 0,085, а затем при охлаждении увеличивался до 1. Зависимость между коэффициентом K_T и температурой T показана на рисунке. В расчетах использовались следующие значения параметров: $A = 1,7 \times 10^{-11}$ Дж/м, $M_s = 0,1275$ Тл, $K_1 = 4,5 \times 10^6$ Дж/м³, $K_2 = 6,6 \times 10^5$ Дж/м³. Значения констант K_1 и K_2 здесь приведены для комнатной температуры. Представленные результаты получены на сетке содержащей 81×81 точек.

Расчеты показали, что для монокристалла размером $L = 21,1$ нм при комнатной температу-

ре возможны два равновесных состояния: однородно намагниченное по оси Ox (стабильное) и слабо намагниченное по оси Oz двухдоменное (метастабильное). Двухдоменное состояние получено из начального, в котором векторы намагниченности \mathbf{m} выбирались случайно ориентированными и лежащими в плоскости поперечного сечения. Случайная ориентация векторов намагниченности моделирует размагничивание образца высокочастотным внешним полем, действующим в плоскости поперечного сечения.

При этом некоторые случайные выборки поля \mathbf{m} приводят в однородно намагниченное по оси Ox состояние, другие – в двухдоменное, которое показано на рис. 4 и использовалось в качестве начального для цикла нагревание-охлаждение. Нагревание образца приводит к росту вектора намагниченности монокристалла $\bar{\mathbf{m}} = \iint \mathbf{m} dx dy$ в продольном направлении, который при $K_T = 0,138$ скачком возрастает до насыщения ($\bar{\mathbf{m}} = |\bar{\mathbf{m}}| = 1$) и поворачивается на 90° к оси Ox . При дальнейшем нагревании ($K_T = 0,085$) вектор намагниченности вновь поворачивается к продольному направлению. Охлаждение монокристалла (увеличение K_T от 0,085 до 0,138) проходит по соответствующему участку кривой нагревания, т. е. сопровождается поворотом вектора $\bar{\mathbf{m}}$ к оси Ox с сохранением магнитного насыщения. При дальнейшем охлаждении (до $K_T = 1$) вектор $\bar{\mathbf{m}}$ не изменяется. Таким образом, в результате цикла нагревание-охлаждение монокристалл переходит в стабильное состояние однородной намагниченности по оси Ox . Повторения цикла приводит только к повороту вектора $\bar{\mathbf{m}}$. Данный поворот объясняется тем, что при низкой температуре из-за высокой анизотропии энергетически выгодна ориентация намагниченности вдоль легкой оси (оси Ox). Нагревание приводит к понижению анизотропии и вектор намагниченности поворачивается к продольному направлению, в котором минимальна магнитостатическая энергия системы.

Для монокристалла меньшего размера с $L = 12$ нм возможно одно равновесное состояние – однодоменное. Поэтому цикл нагревание-охлаждение приводит только к повороту вектора $\bar{\mathbf{m}}$ без изменения его величины. В монокристалле большего размера с $L = 24,1$ нм кривая намагничивания при нагревании аналогична показанной на рисунке 4, однако при охлаждении монокристалл возвращается в исходное двухдоменное метастабильное состояние, т. е.

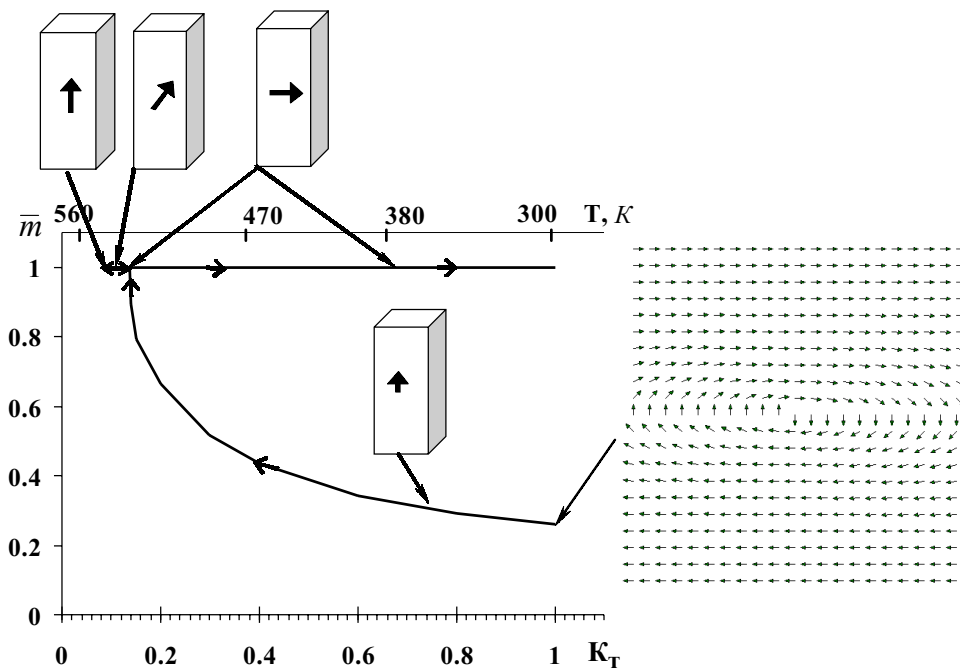


Рисунок 4. Изменение величины намагниченности монокристалла $\bar{m} = |\bar{m}|$ в цикле нагревание – охлаждение. Справа показана проекция начального состояния \mathbf{m} на сетку 21×21 в плоскости поперечного сечения

размагничивается. Таким образом, для рассматриваемого монокристалла эффект сохранения намагниченности, полученной в результате нагревания, возможен в некотором диапазоне размеров между $L = 12 \text{ nm}$ и $L = 24,1 \text{ nm}$.

Таким образом, путем численного моделирования, нам удалось предсказать возможность эффекта ТН в монокристаллах высокоанизотропных магнетиков, что предстоит подтвердить экспериментально.

Список использованной литературы:

1. Лившиц Б.Г., Лилеев А.С., Менушенков В.П. Эффекты термического намагничивания и реставрации коэрцитивной силы спеченных магнитов // Изв. вузов. Черная металлургия. – 1974, №1. – С.140-142.
2. Kavalerova L.A., Lifschitz B.G., Lileev A.S., Menuschenkov V.P. The reversibility of magnetic properties of sintered SmCo permanent magnets // JEEE Trans. Magn. – 1975. – V. 11. – P. 1673-1675.
3. Лившиц Б.Г., Лилеев А.С., Абальян Г.В. и др. Исследование термического намагничивания сплавов SmCo_5 // Изв. вузов. Черная металлургия. – 1976, №11. – С.131-134.
4. Livingston J.D., Martin D.J. Thermal remagnetization of Co_5Sm magnets // JEEE Trans. Magn. – 1984. – V. 20. – P. 140-141.
5. Scholl R., Jahn L., Schuman R. Virgin curves and thermal remagnetization of $\text{Sm}_2(\text{CoFeCuZr})_{17}$ // Proc. 6th Intern. Seminar on Magnetism. – Dohma (GDR). – 1987. – P. 61-64.
6. Пономарева О.И., Майков В.П., Пузанова Т.З. Термическое намагничивание магнитов из сплавов SmCo_5 с разной коэрцитивной силой // ФММ. – 1988. – Т. 68, вып.2. – С.301-309.
7. Зайцев А.А., Лилеев А.С., Сеин В.А. Явление термического намагничивания в сплавах NdFeB // Изв. вузов. Черная металлургия. – 1988, №11. – С. 82-84.
8. Пастушенков Ю.Г., Гречишкин Р. М., Шипов А.В., Ильяшенко С.Е. Термическое намагничивание в постоянных редкоземельных магнитах // Известия АН РФ «Металлы». – 1996, №4. – С.117-121.
9. Shuman R., Yahn L. The thermal remagnetization of permanent magnets // Proc. 6th Intern. Seminar on Magnetism. – Dohma (GDR). – 1987. – P. 65-70.
10. Зайцев А.А., Лилеев А.С. Моделирование явления термического намагничивания // Изв. вузов. Черная металлургия. – 1989, №11. – С.89-92.
11. Манаков Н.А. Термическое намагничивание быстрозакаленных сплавов высокоанизотропных магнетиков // Физика магнитных материалов. – Иркутск, 1993 – С. 42-45.
12. Манаков Н.А., Вакуленко В.Б. Дисперсность микроструктуры и гистерезисные свойства сплавов высокоанизотропных редкоземельных магнетиков // ФММ. – 1997. – Т. 84, вып. 1. – С. 52-54.
13. Манаков Н.А., Плетнева М.И., Толстобров Ю.И. О возможном механизме термического намагничивания быстрозакаленных сплавов высокоанизотропных магнетиков // ФММ. – 2005. – Т. 99, № 1. – С. 14-17.
14. Манаков Н.А., Почернин М.А. Численное моделирование процессов перемагничивания микрокристаллических сплавов высокоанизотропных магнетиков // ФММ. – 1991. – № 6. – С. 199-201.
15. Higuchi A., Satoshi H. Sintered Nd-Fe-B permanent magnets. // JEEE Trans. Magn. – 1989. – V. 25. – P. 3555-3560.
16. Манаков Н.А., Суханова О.Л., Толстобров Ю.В. Микромагнетизм регулярных и стохастических многослойных систем (статика) // Физика магнитных материалов. – Тверь: Изд-во Твер. ун-та, 1999. – С. 27-35.
17. Толстобров Ю.В., Манаков Н.А., Черемисин А.А. Влияние метода минимизации функционала свободной энергии на результаты микромагнитного моделирования // ФММ. 2004. Т.98. №3. С. 16-22.