

05

Численное исследование влияния материальных параметров на процесс перемагничивания магнитной наночастицы

© С.Н. Вдовичев, И.М. Нефедов, И.А. Шерешевский

Институт физики микроструктур РАН,
 Нижний Новгород, Россия
 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
 Нижний Новгород, Россия
 E-mail: nefd@ipmras.ru

(Поступила в Редакцию 14 марта 2014 г.
 В окончательной редакции 28 мая 2014 г.)

Численно исследуется зависимость поля перемагничивания эллиптической субмикронной магнитной частицы от параметров материала и геометрии образца. Приводится детальное описание метода вычисления магнитостатического поля с помощью преобразования Фурье. Результаты моделирования показывают, в частности, что нормированное поле перемагничивания частицы не зависит от обменной длины при достаточно больших ее значениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 14-02-00448, 14-02-00625) и частично поддержана грантом (соглашение от 27 августа 2013 г. № 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ).

1. Введение

Интерес к перемагничиванию магнитных наночастиц не ослабевает на протяжении нескольких десятилетий. Этот интерес обусловлен как созданием сред со сверхплотной записью информации, так и разработкой элементов магниторезистивной памяти с произвольной выборкой (MRAM) [1–4]. Аналитическое исследование процесса перемагничивания позволяет получить решение только в частных случаях [5]. Для частиц конечных размеров различной формы необходимо использовать численные методы. Микромагнитному моделированию процесса перемагничивания как отдельных частиц, так и более сложных магнитных структур посвящена обширная литература (см., например, [6–13]). Однако в этих работах рассматриваются конкретные материалы, а влияние материальных параметров на процесс перемагничивания, стационарные распределения намагниченности и т. п. не исследуется.

В то же время проведенные нами расчеты [14], а также расчеты других авторов показывают, что имеет место количественное несоответствие значений характерных полей, полученных в моделировании и в ходе экспериментов [6,7,11,12,15]. Объясняют это несоответствие разными причинами: тепловые флуктуации, неоднородность частицы, неровные края частицы, неточное знание материальных параметров и т. д. С этой точки зрения также представляется интересным и важным исследовать, как зависят характерные поля от параметров магнитной частицы.

В работе представлены результаты численного моделирования процесса перемагничивания однородных по толщине субмикронных магнитных частиц цилиндрической формы с эллиптическим основанием (эллиптических частиц). Основное внимание уделяется зависимости нормированного поля перемагничивания H_c/M_s от

размеров частицы и обменной длины $L_{ex} = \sqrt{J/2\pi M_s^2}$, где M_s — намагниченность насыщения и J — константа обмена. Детальное исследование процесса перемагничивания в эллиптических частицах различных размеров показало, что в материалах с достаточно большой обменной длиной ($L_{ex} \geq 10$ nm) нормированное поле перемагничивания H_c/M_s не зависит от L_{ex} , а перемагничивание происходит путем когерентного поворота намагниченности в плоскости частицы. В образцах, где обменная длина мала, перемагничивание происходит через сильно неоднородное распределение намагниченности.

Отдельное внимание уделяется методу вычисления магнитостатического поля с помощью преобразования Фурье, а также выбору значений численных параметров, обеспечивающих адекватность результатов моделирования.

2. Модель

Для описания динамики намагничивания в магнитных частицах использовалось традиционное уравнение Ландау–Лифшица (УЛЛ) (см. обзоры [6,7,16,17]):

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}] - \frac{\gamma}{M_s(1 + \alpha^2)} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}]]. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{H}^{\text{eff}} = \mathbf{H}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$ — намагниченность и эффективное магнитное поле в точке \mathbf{r} частицы в момент времени t , $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Ое · с⁻²) — гиромагнитное отношение, α — безразмерный параметр затухания. Эффективное поле \mathbf{H}^{eff} является суммой магнитостатического поля $\mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t)$, поля обмена $\mathbf{H}_{ex}(\mathbf{r}, t)$ и внешнего поля \mathbf{H}_{ext} .

$$\mathbf{H}^{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_{ex}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_{ext}. \quad (2)$$

Частицы предполагались достаточно тонкими, так чтобы можно было считать, что намагниченность \mathbf{M} и эффективное поле \mathbf{H}^{eff} не зависят от координаты z . Вклад поля кристаллической анизотропии не учитывался, что обычно делается при моделировании динамики намагниченности в магнитомягких ферромагнетиках [6,11].

При численном моделировании динамики намагниченности наиболее трудоемким оказывается вычисление магнитостатического поля $\mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t)$, поскольку оно является дальнедействующим. Вычисление $\mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t)$ с помощью дипольных матриц требует порядка $O(N^2)$ операций, где N — число ячеек дискретизации частицы. Другой подход к вычислению магнитостатического поля связан с использованием преобразования Фурье и теоремы о свертке [17–19]. С одной стороны, такой подход позволяет существенно сократить время вычисления. С другой стороны, применение преобразования Фурье позволяет вычислить поле в прямоугольной периодической решетке магнитных частиц, причем намагниченности в каждой частице предполагаются одинаковыми. Если расстояние между частицами в решетке сделать достаточно большим, так чтобы соседние частицы практически не влияли друг на друга, то таким образом можно вычислить поле в одной частице. Однако в таком случае число ячеек дискретизации N' увеличивается и для вычисления поля потребуется порядка $O(N' \ln N')$ операций, где $N' > N$, но тем не менее на практике использование преобразования Фурье оказывается существенно более эффективным.

Рассмотрим алгоритм вычисления магнитостатического поля с помощью преобразования Фурье. Запишем магнитостатическую энергию системы частиц

$$\begin{aligned}
 E^{(m)} &= \frac{1}{2} \int_V \text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}', t) \frac{d\mathbf{r}d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\
 &\quad - \int_V \text{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \int_{\partial V} \mathbf{M}_n(\mathbf{r}', t) \frac{d\sigma'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\
 &\quad + \frac{1}{2} \int_{\partial V} \mathbf{M}_n(\mathbf{r}, t) d\sigma \int_{\partial V} \mathbf{M}_n(\mathbf{r}', t) \frac{d\sigma'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \\
 &= E_{V,V}^{(m)} - E_{V,\partial V}^{(m)} + E_{\partial V,\partial V}^{(m)},
 \end{aligned} \tag{3}$$

где V и ∂V — объем и граница частиц соответственно, $\mathbf{M}_n(\mathbf{r}, t)$ — внешняя нормаль намагниченности на границе частиц.

Рассмотрим теперь прямоугольную периодическую решетку частиц и будем предполагать, что трехмерная вектор-функция $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ является периодической в плоскости (x, y) , т.е. $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}, z, t) = \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho} + \mathbf{nR}, z, t)$, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, $\mathbf{n} = (n_x, n_y)$ — целые числа, $\mathbf{R} = (L, W)$ — длина и ширина прямоугольника Ω , в который вписана частица. Энергия такой системы бесконечна, поэтому мы будем рассматривать удельную энергию, приведенную к одной частице, сохраняя прежнее обозначение.

В этом случае намагниченность можно представить суммой ряда Фурье

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}, t) &= \frac{1}{S} \sum_{\mathbf{q}} \mathbf{M}_{\mathbf{q}}(t) e^{i(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\rho})}, \\
 \mathbf{q} &= \left(\frac{2\pi n_x}{L}, \frac{2\pi n_y}{W} \right), \quad S = LW,
 \end{aligned}$$

где коэффициенты Фурье определяются как $\mathbf{M}_{\mathbf{q}}(t) = \int_{\Omega} \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}, t) e^{-i(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\rho})} d\boldsymbol{\rho}$. Здесь мы использовали предположение о том, что намагниченность \mathbf{M} и эффективное поле \mathbf{H}^{eff} не зависят от координаты z .

Тогда для первого члена в выражении для энергии частицы (3) получаем (h — толщина частицы):

$$\begin{aligned}
 E_{V,V}^{(m)} &= -\frac{1}{2S^2} \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{q}'} (\mathbf{q}, \mathbf{M}_{\mathbf{q}}(t)) (\mathbf{q}', \mathbf{M}_{\mathbf{q}'}(t)) \\
 &\quad \times \int_{-h/2}^{h/2} \int_{-h/2}^{h/2} dz dz' \int e^{i(\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\rho})} e^{i(\mathbf{q}' \cdot \boldsymbol{\rho}')} \frac{d\boldsymbol{\rho}d\boldsymbol{\rho}'}{\sqrt{|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}'|^2 + (z - z')^2}}.
 \end{aligned}$$

Здесь не включены интегралы по границе частицы, которые получаются при вычислении преобразования Фурье от дивергенции и которые сокращаются с такими же интегралами в полном выражении для энергии (3). Вычисляя внутренние интегралы по $\boldsymbol{\rho}$ и $\boldsymbol{\rho}'$, получаем

$$\begin{aligned}
 E_{V,V}^{(m)} &= -\frac{1}{2S^2} \sum_{\mathbf{q}} (\mathbf{q}, \mathbf{M}_{\mathbf{q}}(t)) (-\mathbf{q}, \mathbf{M}_{-\mathbf{q}}(t)) \\
 &\quad \times \int_{-h/2}^{h/2} \int_{-h/2}^{h/2} dz dz' \frac{2\pi}{|q|} e^{-|q||z-z'|}.
 \end{aligned}$$

Теперь можно вычислить интегралы по z и z'

$$E_{V,V}^{(m)} = \frac{2\pi}{S^2} \sum_{\mathbf{q}} |(\mathbf{q}, \mathbf{M}_{\mathbf{q}}(t))|^2 \frac{1}{|q|^2} \left(h - \frac{1}{|q|} (1 - e^{-|q|h}) \right).$$

Возвращаясь к выражению (3) для энергии частицы, вычислим слагаемые, содержащие граничные члены. Заметим, что интегралы по боковой поверхности частицы уже были учтены и сократились при вычислении $E_{V,V}^{(m)}$. Поэтому осталось вычислить интегралы, куда входят плоскости $z = \pm h/2$. Поскольку в выражение для $E_{V,\partial V}^{(m)}$ входит внешняя нормаль намагниченности, а на плоскостях $z = \pm h/2$ она имеет противоположный знак, то $E_{V,\partial V}^{(m)} = 0$. Последний интеграл в (3) вычисляется и имеет вид

$$E_{\partial V,\partial V}^{(m)} = \frac{2\pi}{S^2} \sum_{\mathbf{q}} |M_{z,\mathbf{q}}(t)|^2 \frac{1}{|q|} (1 - e^{-|q|h}),$$

здесь $M_{z,\mathbf{q}}(t)$ — преобразование Фурье от $M_z(\boldsymbol{\rho}, t)$.

Теперь можно найти Фурье-образ магнитостатического поля $\mathbf{H}_m(\rho, t)$, дифференцируя полученную энергию по $\mathbf{M}_q(t)$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_q(t) &= -\frac{2S^2}{h} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}_q(t)} \\ &= -\frac{4\pi}{h} \mathbf{q}(\mathbf{q}, \mathbf{M}_q(t)) \frac{1}{|\mathbf{q}|^2} \left(h - \frac{1}{|\mathbf{q}|} (1 - e^{-|\mathbf{q}|h}) \right) \\ &\quad - \mathbf{e}_z \frac{4\pi}{h} M_{z,q} \frac{1}{|\mathbf{q}|} (1 - e^{-|\mathbf{q}|h}). \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом, вычисление магнитостатического поля $\mathbf{H}_m(\rho, t)$ требует вычисления преобразования Фурье $\mathbf{M}_q(t)$ намагниченности, вычисления образа Фурье $\mathbf{H}_q(t)$ поля по формуле (4) и вычисления обратного преобразования Фурье. Использование алгоритма быстрого дискретного преобразования Фурье [20] позволяет находить поле более эффективно, чем при использовании дипольных матриц.

Обменное поле в (2) вычислялось по обычной пяти-точечной схеме [16,17].

Для численного решения уравнения Ландау–Лифшица (1) использовался стандартный метод Эйлера, и для ускорения расчетов параметр затухания α выбирался равным 1 [8].

Процесс перемагничивания частицы моделировался традиционным образом. Первоначально частица намагничивалась однородно вдоль длинной (легкой) оси частицы (оси x), так что намагниченность $\mathbf{M}(\rho, 0) = (-M_s, 0, 0)$. Прикладывалось внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} под некоторым малым углом φ_H к оси x , которое, начиная с отрицательных значений, увеличивалось с шагом ΔH до поля перемагничивания. При каждом значении \mathbf{H}_{ext} решалось УЛЛ до получения стационарного распределения намагниченности. Критерием стационарности являлось условие: $\max_j |\sin \alpha_j| < \delta$ (α_j — угол между намагниченностью \mathbf{M} и эффективным магнитным полем \mathbf{H}^{eff} в j -й ячейке). Поле перемагничивания определялось как поле, при котором компонента намагниченности M_x меняла знак.

Моделирование выполнено с помощью пакета программ SIMMAG [21], разработанного в ИФМ РАН.

3. Выбор численных параметров

Важной задачей микромагнитного моделирования является выбор значений численных параметров. С одной стороны, вычисленные физические величины не должны зависеть от этих параметров. А с другой стороны, от значений численных параметров сильно зависят необходимые вычислительные ресурсы. Поэтому мы применяли предварительную отгонку параметров, чтобы определить их оптимальные значения и иметь возможность оценить точность наших расчетов.

Численными параметрами рассматриваемой задачи являются следующие:

1. Размер пространственной ячейки Δx , который используется при дискретизации частицы.

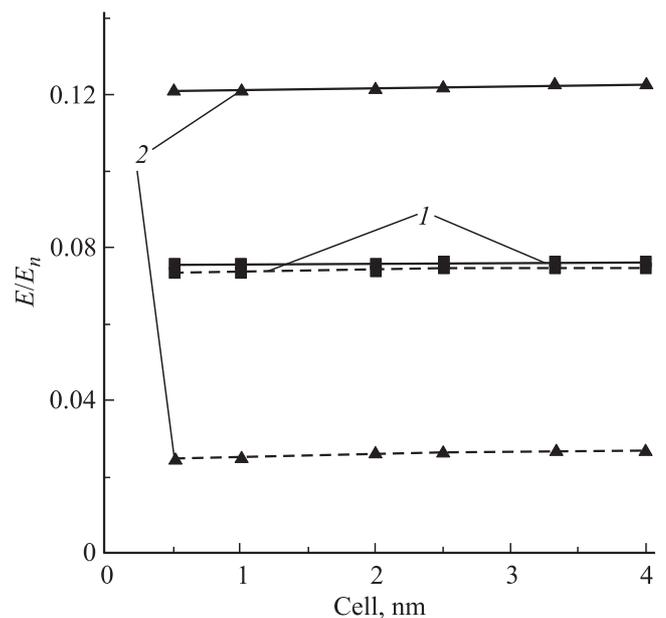


Рис. 1. Зависимость энергии эллиптической частицы $200 \times 100 \times 20$ nm от размера ячейки дискретизации при разных значениях обменной длины ($L_{ex} = 2$ nm — сплошная линия, $L_{ex} = 8$ nm — штриховая пунктирная линия). 1 — однородное состояние, 2 — состояние с одним вихрем. $E_n = 4\pi M_s^2 V$.

2. Множитель C_F , который используется для увеличения расстояния между частицами в периодической решетке при вычислении магнитостатического поля с помощью преобразования Фурье, т.е. прямоугольник со сторонами L и W масштабируется до прямоугольника $C_F L$ и $C_F W$.

3. Точность δ установления стационарного состояния при вычислении петель гистерезиса.

4. Временной шаг Δt численного интегрирования УЛЛ.

5. Шаг изменения внешнего магнитного поля ΔH при определении поля перемагничивания.

Для определения оптимального значения Δx мы рассчитали энергию эллиптической частицы при разных значениях Δx . Обычно предполагается, что размер ячейки не должен превышать обменную длину L_{ex} [6,7,13], хотя в некоторых работах имеет место обратное соотношение [12,22]. На рис. 1 представлена зависимость энергии квазиоднородного и вихревого распределений намагниченности при разных значениях обменной длины. На рисунке видно, что относительная погрешность в значении энергии не зависит от обменной длины, но составляет порядка 5%, даже в случае, когда размер ячейки Δx существенно меньше обменной длины (сплошные кривые на рис. 1). Такая достаточно большая погрешность, по-видимому, связана с эллиптической формой частицы, а именно с аппроксимацией эллипса квадратной решеткой. Аналогичные расчеты, выполненные для частицы прямоугольной формы, подтвердили это предположение — там относительная погрешность в значении энергии составила менее 0.5%.

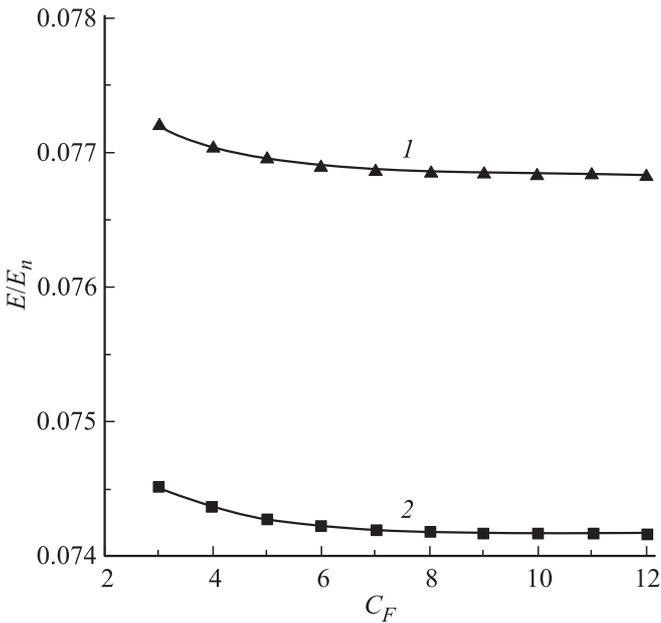


Рис. 2. Зависимость энергии однородного состояния эллиптической частицы $200 \times 100 \times 20$ nm от коэффициента C_F при различных значениях обменной длины L_{ex} : 1 — 2.0 nm, 2 — 20.0 nm. Размер ячейки 2.0 nm, $E_n = 4\pi M_s^2 V$.

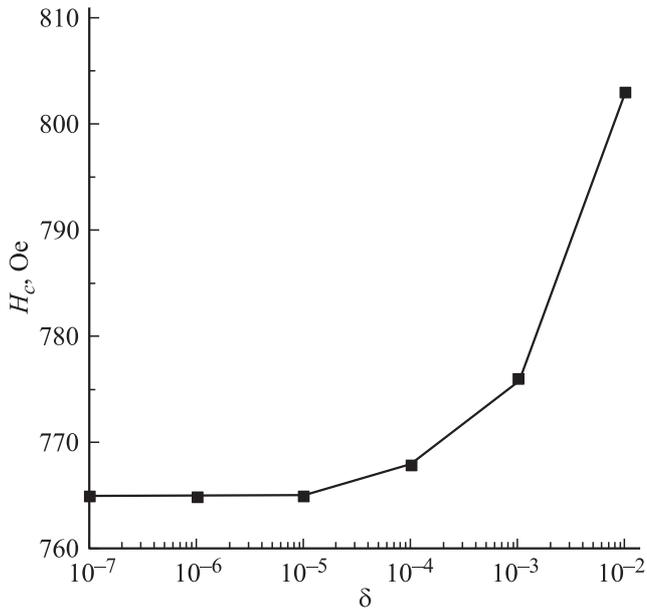


Рис. 3. Зависимость поля перемагничивания эллиптической частицы $200 \times 100 \times 20$ nm от точности установления стационарного состояния при $L_{ex} = 8$ nm.

Влияние коэффициента C_F на погрешность вычислений демонстрирует рис. 2. Хорошо видно, что уже при $C_F \geq 4$ энергия практически перестает зависеть от этого коэффициента (относительная ошибка меньше 0.5%) и при малых и при больших значениях обменной длины.

На рис. 3, где представлена зависимость поля перемагничивания от параметра δ , видно, что при $\delta \leq 10^{-5}$ поле

перемагничивания остается постоянным с точностью до шага изменения внешнего магнитного поля $\Delta H = 1$ Oe.

Временной шаг Δt интегрирования УЛЛ выбирался в каждом случае максимально большим, так чтобы обеспечить устойчивость схемы Эйлера для решения УЛЛ (1).

Таким образом, используя приведенные расчеты, можно считать, что точность вычислений определяется размером ячейки дискретизации. В расчетах мы использовали следующие значения: $\delta = 10^{-5}$, $C_F = 4$, $\Delta x = 2$ nm при $L_{ex} \leq 10$ nm и $\Delta x = 4$ nm при $L_{ex} > 10$ nm, $\Delta H = 1$ Oe.

4. Результаты моделирования

Рассмотрим, как влияют параметры материала (намагниченность насыщения M_s и обменная константа J) на поле перемагничивания субмикронной эллиптической частицы.

В отсутствие кристаллической анизотропии единственным материальным параметром, который определяет характерные поля (в частности, поле перемагничивания), остается обменная длина $L_{ex} = \sqrt{J/2\pi M_s^2}$.

Действительно, если внешнее поле отсутствует, то полная энергия E частицы представляется в виде суммы энергии магнитостатического взаимодействия $E^{(m)}$ и обменной энергии $E^{(ex)}$: $E = E^{(m)} + E^{(ex)}$. Из (3) видно, что $E^{(m)}$ можно представить в виде $E^{(m)} = M_s^2 I^{(m)}(\mathbf{m})$, где интеграл $I^{(m)}(\mathbf{m})$ зависит только от направления намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)/M_s$ и формы частицы. Аналогично обменную энергию можно представить в виде $E^{(ex)} = (J/M_s^2) M_s^2 I^{(ex)}(\mathbf{m})$, где $I^{(ex)}(\mathbf{m}) = \int_V ((\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2) d\mathbf{r}$ также зависит только от направления намагниченности и геометрии частицы. Тогда для полной нормированной энергии получаем

$$E/M_s^2 = I^{(m)} + L_{ex}^2 I^{(ex)}. \tag{5}$$

Из этой формулы видно, что энергия зависит от одного параметра — обменной длины L_{ex} . Проведенные нами численные расчеты энергии, полей перемагничивания при разных значениях намагниченности насыщения M_s и обменной константы J также подтвердили этот вывод.

Из формулы (5) также видно, что в частицах с большой обменной длиной основной вклад в энергию дает второе слагаемое в правой части (5) и, следовательно, минимум полной энергии должен быть вблизи минимума обменной энергии, что приводит к однородному основному состоянию. С другой стороны, если обменная длина мала, то минимум полной энергии определяется минимумом энергии магнитостатического взаимодействия и приводит к вихревому основному состоянию.

Вычислим энергии типичных распределений намагниченности, которые являются устойчивыми в эллиптических частицах рассматриваемых размеров в отсутствие внешнего поля. Во-первых, это квазиоднородное

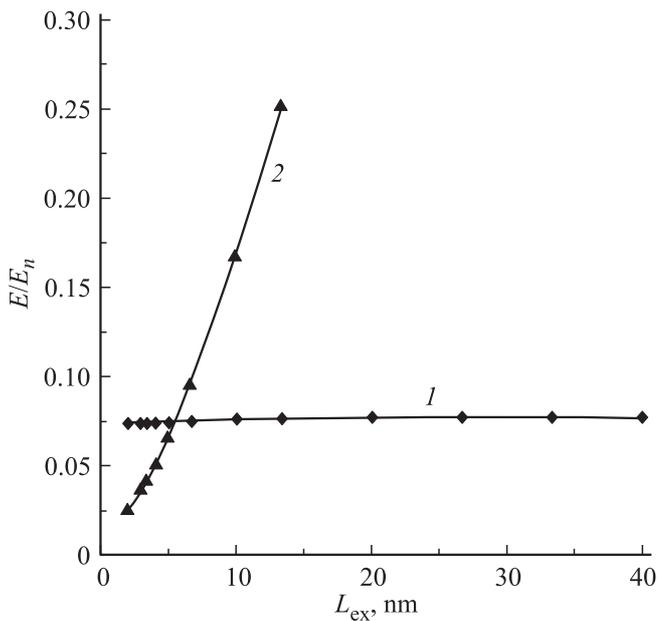


Рис. 4. Энергия эллиптической частицы $200 \times 100 \times 20$ nm при однородном (1) и вихревом (2) распределении намагниченности, $E_n = 4\pi M_s^2 V$.

состояние, во-вторых, состояние с одним вихрем в центре частицы. Как хорошо видно на рис. 4, энергия квазиоднородного состояния слабо зависит от обменной длины. При этом при малых значениях обменной длины ($L_{ex} \leq 6$ nm) это состояние метастабильно, а при больших значениях L_{ex} является основным. Вихревое состояние является основным в материалах с малой обменной длиной и становится неустойчивым при больших значениях обменной длины ($L_{ex} \geq 13$ nm).

В зависимости от обменной длины меняется и сценарий перемагничивания частицы. В частицах с большой обменной длиной наблюдается когерентный поворот однородной намагниченности в плоскости (x, y) . При этом петля гистерезиса имеет прямоугольный вид. По мере уменьшения обменной длины распределение намагниченности непосредственно перед перевертанием становится все более неоднородным. При этом петля гистерезиса сохраняет почти прямоугольный вид. При дальнейшем уменьшении обменной длины, когда вихревое состояние становится основным, перемагничивание происходит путем зарождения на границе частицы двух вихрей и дальнейшего их движения под действием внешнего поля. На петле гистерезиса в этом случае наблюдается линейный участок в диапазоне полей, при которых в частице двигаются вихри.

Аналогичные механизмы перемагничивания представлены в [8] для пермаллоевых ($L_{ex} = 5.0$ nm) эллиптических частиц микронных размеров. Но там изменение механизма перемагничивания отмечалось в зависимости от толщины частицы. В нашем случае переключение механизмов перемагничивания происходит в частицах из разных материалов при одних и тех же размерах.

На рис. 5 представлена характерная зависимость поля перемагничивания от обменной длины в эллиптической частице при разных латеральных размерах. На рисунке видно, что в частицах с большой обменной длиной поле перемагничивания, нормированное на намагниченность насыщения, практически перестает меняться в отличие от материалов с малой обменной длиной. С увеличением латеральных размеров частицы, как видно на рис. 5, поле

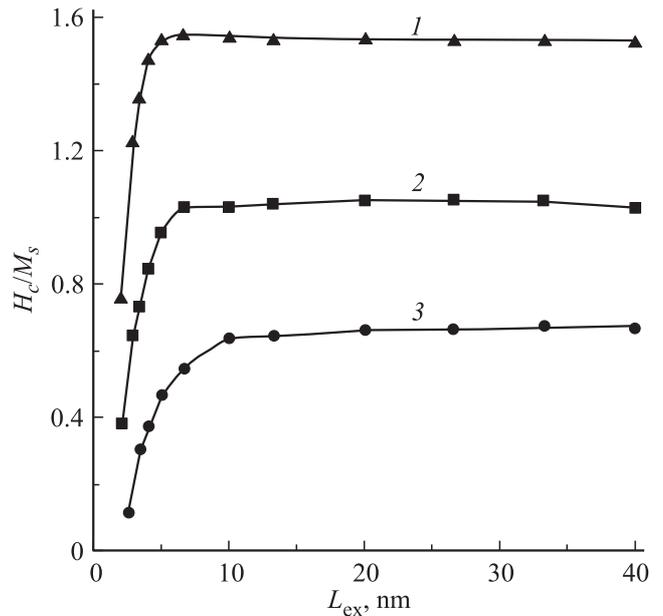


Рис. 5. Зависимость поля перемагничивания от обменной длины для эллиптической частицы толщиной $h = 20$ nm и латеральными размерами: 100×50 nm (1), 200×100 nm (2), 400×200 nm (3).

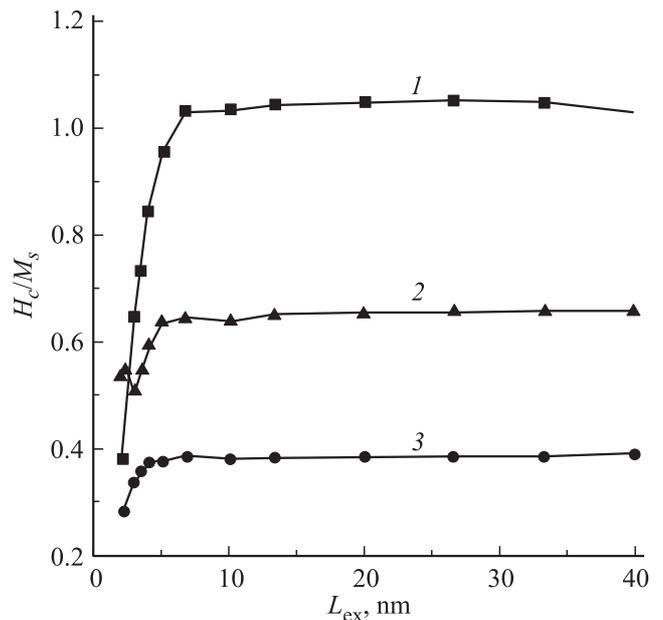


Рис. 6. Зависимость поля перемагничивания от обменной длины для эллиптической частицы $200 \times 100 \times h$ nm при толщине h , nm: 1 — 20, 2 — 10, 3 — 5.

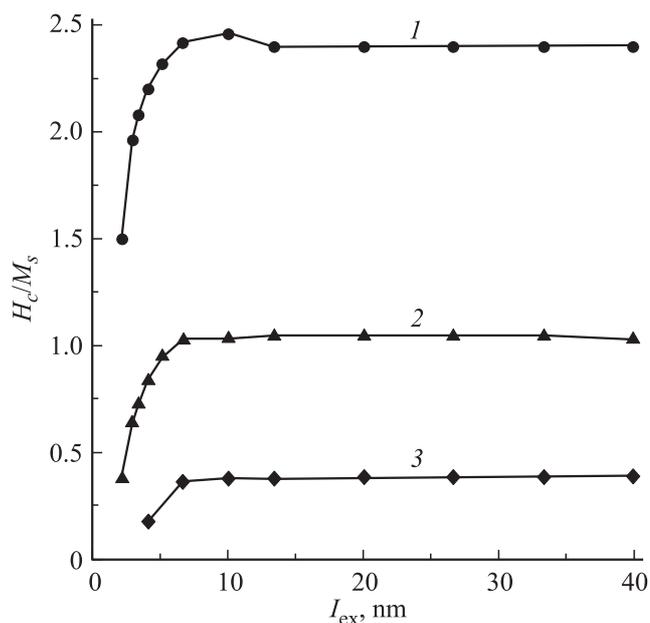


Рис. 7. Зависимость поля перемагничивания от обменной длины для эллиптической частицы $200 \times Y \times 20$ nm при разной ширине Y , nm: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 150.

перемагничивания уменьшается. Такая зависимость поля перемагничивания от размеров частицы неоднократно отмечалась в литературе для конкретных материалов. В частности, в работе [6] представлена экспериментальная зависимость поля перемагничивания пермаллоевой ($L_{ex} = 5$ nm) эллиптической частицы от ее размеров (Figure 5b). Эта зависимость качественно соответствует данным, представленным на рис. 5. Однако экспериментальные и вычисленные значения полей отличаются примерно в 2.5 раза, что отмечает и автор работы. Он объясняет это расхождение неровностями краев частицы.

Влияние толщины частицы на поле перемагничивания показано на рис. 6. Видно, что, так же как при изменении размеров частицы, при больших значениях обменной длины поле перемагничивания не зависит от L_{ex} . Характер зависимости $H_c(h)/M_s$ также совпадает с результатами других авторов [6,13].

При изменении аспектного отношения частицы поле перемагничивания возрастает с увеличением отношения длины частицы к ее ширине [15], что демонстрирует рис. 7. Здесь мы также наблюдаем, что поле перемагничивания выходит на константу при больших значениях обменной длины.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что поле перемагничивания эллиптической частицы субмикронного размера зависит от геометрии образца и перестает зависеть от обменной длины при больших значениях L_{ex} . Результаты моделирования, выполненного для прямоугольных частиц и частиц с заостренными концами, показали, что этот вывод справедлив и для частиц другой формы.

5. Заключение

В работе представлены результаты моделирования процесса перемагничивания магнитной эллиптической частицы субмикронного размера. Детально исследована зависимость H_c/M_s от обменной длины при разных геометриях образца, при этом наши результаты совпадают с данными других авторов, полученными для конкретных материалов. Также показано, что в частицах с большой обменной длиной нормированное поле перемагничивания не зависит от L_{ex} и частица демонстрирует однодоменное поведение независимо от размеров. Приведенные результаты позволяют в отсутствие кристаллической анизотропии оценить изменение коэрцитивности частицы в зависимости от материальных параметров, которые, как правило, точно не известны.

Список литературы

- [1] J.I. Martin, J. Nogues, Kai Liu, J.L. Vicent, Ivan K. Schuller. *JMMM* **256**, 449. (2003).
- [2] E. Hirota, H. Sakakima, K. Inomata. *Giant Magneto-Resistance Devices*. Springer Series in surface science (2001). V. 40. 179 p.
- [3] А.И. Морозов. *ФТТ* **56**, 833, (2014).
- [4] J-G. Zhu. *Proc. IEEE* **96**, 1786 (2008).
- [5] У.Ф. Браун. *Микромагнетизм*. Наука, М. (1979). 158 с.
- [6] R.P. Cowburn. *J. Phys. D* **33**, R1 (2000).
- [7] J. Fidler. *J. Phys. D* **33**, R135 (2000).
- [8] Zung-Hang Wei, Mei-Feng Lai. *J. Appl. Phys.* **101**, 09F515 (2007).
- [9] Y.D. Yan, E.D. Torre. *J. Appl. Phys.* **66**, 320 (1989).
- [10] И.Р. Каретникова, И.М. Нефедов, М.В. Сапожников, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский. *ФТТ* **43**, 2030 (2001).
- [11] А.М. Алексеев, В.А. Быков, А.Ф. Попков, Н.И. Полушкин, В.И. Корнеев. *Письма ЖЭТФ* **75**, 318 (2002).
- [12] Ю.П. Иванов, А.И. Ильин, Е.В. Пустовалов, Л.А. Чеботкович. *ФТТ* **52**, 1576 (2010).
- [13] W.M. Li, Y. Yang, Y.J. Chen, T.L. Huang, J.Z. Shi, J. Ding. *JMMM* **324**, 1573 (2012).
- [14] С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, А.Ю. Климов, В.Л. Миронов, И.М. Нефедов, В.В. Рогов, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский. *Письма ЖЭТФ* **94**, 418 (2011).
- [15] J.F. Smyth, S. Schultz, D.R. Fradkin, D.P. Kern, S.A. Rishton, H. Schmid, M. Cali, T.R. Koehler. *J. Appl. Phys.* **69**, 5262 (1991).
- [16] J. Miltat, M. Donahue. in *Handbook of magnetism and advanced magnetic materials* / Ed. H. Kronmüller, S. Parkin. V. 2. Wiley-Interscience, Chichester (2007). P. 742.
- [17] C.J. Garcia-Cervera. *Bol. Soc. Esp. Mater. Appl.* **39**, 103 (2007).
- [18] D.Y. Berkov, N.L. Gorn. *Phys. Rev. B* **57**, 14 332 (1998).
- [19] K.M. Lebecki, M.J. Donahue, M.W. Gutowski. *J. Phys. D* **41**, 1 (2008).
- [20] <http://www.fftw.org>
- [21] И.Р. Каретникова, И.М. Нефедов, И.А. Шерешевский. XII Междунар. симпозиум „Нанофизика и нанозлектроника“. Т. 2. Н. Новгород (2009). С. 277. Св-во о гос. регистрации программ для ЭВМ № 2011612679 от 01.04.2011.
- [22] B. Van de Wiele, L. Dupre, F. Olyslager. *Physica C* **403**, 372 (2008).