

05,12

Сценарии перемагничивания тонких нанопроволок

© А.А. Иванов¹, В.А. Орлов²

¹ Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

² Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева,
Красноярск, Россия

E-mail: orlhome@rambler.ru

(Поступила в Редакцию 14 апреля 2015 г.)

Исследуются механизм перемагничивания нанопроволоки путем процесса смещения доменных стенок и механизм перемагничивания путем роста зародышей обратной фазы. Процесс смещения доменных стенок, закрепляемых магнитными неоднородностями, происходит аналогично смещению стенок в массивном материале, а перемагничивание путем зародышеобразования принципиально отличается. Обнаружен и исследован порог катастрофического роста зародыша. Стенки, ограничивающие зародыши, аномально малоподвижны. Предложено объяснение малой подвижности границ зародышей.

1. Введение

Считается, что квазиодномерные объекты (нанопроволоки, наноленты и пр.) являются перспективными кандидатами для конструирования на их основе композиционных матриц для систем хранения информации, разнообразных датчиков и других устройств с уникальными свойствами. Поэтому интерес исследователей к магнитным свойствам таких объектов, в частности к процессам перемагничивания, не ослабевает долгое время. Настоящая работа посвящена анализу процесса перемагничивания нанопроволоки со стохастической кристаллической структурой. Предлагаемая модель проволоки представляет собой 1D-цепочку кристаллитов с произвольно ориентированной локальной магнитной анизотропией. Таким образом, пространственные флуктуации поля анизотропии происходят на нанометровом масштабе. Каждый кристаллит „стремится“ повернуть намагниченность вдоль своей легкой оси, в результате образуется стохастическая магнитная структура. Корреляционные свойства намагниченности такой структуры в основном состоянии достаточно хорошо изучены [1–4]. Здесь нас будут интересовать процесс зарождения доменной структуры и ее эволюция во внешнем магнитном поле. Следует отметить, что в настоящее время имеется колоссальный массив данных по теоретической интерпретации перемагничивания и теории коэрцитивности низкоммерных магнетиков на основе моделей с жесткой доменной стенкой (ДС) начиная с работ [5–8]. Вместе с тем хорошо известно, что профиль ДС в процессе ее движения в нанопроволоках, особенно в нанострайпах, может существенно меняться, что неизбежно сказывается на закрепляющей силе.

Наблюдения в ходе машинного эксперимента за эволюцией магнитной структуры при наличии макроскопической наведенной анизотропии и без нее выявили две принципиально различающиеся предельные ситуации. В первой в поликристаллических магнетиках в отсутствие однородной (наведенной) анизотропии возникают

специфические обменные домены и соответствующая им характерная длина [1–3]. Обменные домены (магнитные блоки) возникают в результате конкуренции стохастического поля анизотропии кристаллитов и обменного взаимодействия. Магнитный блок содержит в себе большое, но конечное число кристаллитов N и обладает слабой наведенной анизотропией стохастической природы. Константа этой анизотропии имеет порядок $K_{\text{eff}} \approx K/\sqrt{N}$ (где K — локальная константа анизотропии), а направление при переходе от домена к домену случайно меняется. Во второй ситуации (при наличии текстуры и/или наведенной анизотропии) стохастическая анизотропия маскируется более сильной однородной. В этом случае магнитная структура повторяет хорошо известную доменную в массивных образцах. При этом смещению ДС препятствуют магнитные неоднородности, обеспечивающие возникновение закрепляющего силового рельефа.

В настоящей работе рассматривается эволюция намагниченности проволоки из состояния, когда нет доменной структуры, реализуется только рябь намагниченности из-за флуктуаций локальной магнитной анизотропии. Как показано далее, при увеличении поля, включенного противоположно намагниченности, могут реализоваться два способа перемагничивания: а) вращение намагниченности отдельных магнитных блоков; б) зарождение 180° доменных стенок с последующим их скольжением вдоль длинной оси нанопроволоки. В работе исследованы условия реализации первого и второго сценариев перемагничивания.

2. Силовой рельеф закрепления доменной стенки

Ранее в ряде работ (см., например, [9] и ссылки там) мы подробно исследовали этот механизм применительно к квазиодномерным системам. Приведем некоторые результаты.

Как правило, в нанопроволоках за возникновение поля, закрепляющего доменную стенку, ответственны два фактора: флуктуации параметров поля локальной анизотропии и флуктуации размагничивающего поля из-за неровности поверхности магнетика. Для примера рассмотрим флуктуации поля анизотропии вследствие разориентации локальных осей анизотропии (ЛОА) кристаллитов. Каждый кристаллит вносит вклад в энергию анизотропии. Поскольку ориентация намагниченности в кристаллите зависит от положения центра ДС, энергия анизотропии оказывается также зависящей от положения центра ДС. Эта зависимость дает профиль силы закрепления.

Стохастическая анизотропия пренебрежимо мало влияет на структуру ДС и сводится лишь к созданию силового профиля, закрепляющего ее. Профиль доменной стенки определяется конкуренцией между энергией обмена и магнитостатической энергией, которая создает предпочтительное направление для намагниченности вдоль длинной оси проволоки с эффективной константой анизотропии порядка $K_{eff} \approx \mu_0 M_S^2$ (M_S — намагниченность насыщения). Флуктуации полей рассеяния могут существенно влиять на распределение намагниченности внутри ДС, но на этом этапе не будем брать его в рассмотрение.

На расстояниях порядка размера кристаллита намагниченность не может существенно измениться, поэтому для энергии ДС в поле случайной анизотропии можно записать

$$E_n = - \sum_n SaK(\mathbf{m}_n \mathbf{e}_n)^2. \quad (1)$$

Здесь S — площадь сечения проволоки, a — длина кристаллита, \mathbf{m}_n — вектор среднего направления намагниченности в n -м кристаллите, \mathbf{e}_n — вектор направления ЛОА. Суммирование производится по кристаллитам, охваченным доменной стенкой. Далее будем использовать безразмерную длину кристаллита $b = a/\delta_0$, где $\delta_0 = \sqrt{A/K}$, A — постоянная обмена. Если z_0 — координата центра доменной стенки, то для силы, закрепляющей доменную стенку, можно записать

$$F(z_0) = - \frac{dE_n}{dz_0} = 2SaK \sum_n (\mathbf{m}_n \mathbf{e}_n) \left(e_{nx} \frac{dm_x}{dz_0} + e_{ny} \frac{dm_y}{dz_0} + e_{nz} \frac{dm_z}{dz_0} \right). \quad (2)$$

В аналитических расчетах и компьютерном моделировании для описания распределения намагниченности удобно использовать сферическую систему координат, где векторы \mathbf{m}_n и \mathbf{e}_n задаются полярным и азимутальным углами. Тогда выражение (2) можно записать в виде

$$F(z_0) = SaK \times \sum_n [\sin(2\vartheta_n) (\sin^2(\alpha_n) \cos^2(\phi_n - \psi_n) - \cos^2(\alpha_n)) + \sin(2\alpha_n) \cos(\phi_n - \psi_n) \cos(2\vartheta_n)] \frac{d\vartheta_n}{dz_0}. \quad (3)$$

Здесь α и ψ — полярный и азимутальный углы направления ЛОА соответственно, ϑ и ϕ — полярный и

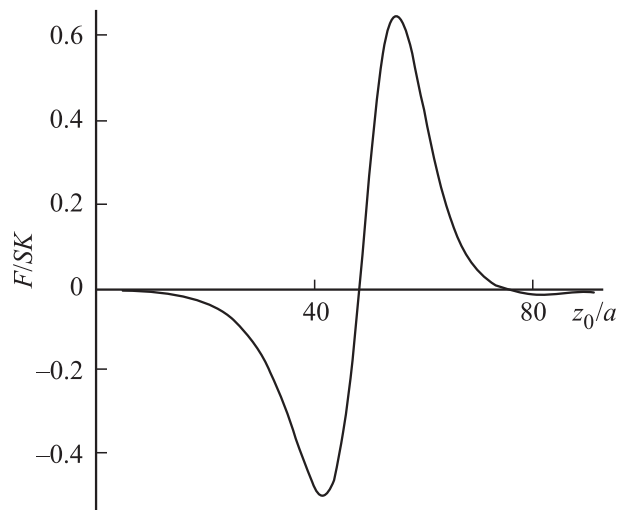


Рис. 1. Характерная зависимость безразмерной силы взаимодействия отдельного кристаллита и доменной стенки от ее координаты, измеренной в единицах длины кристаллита a .

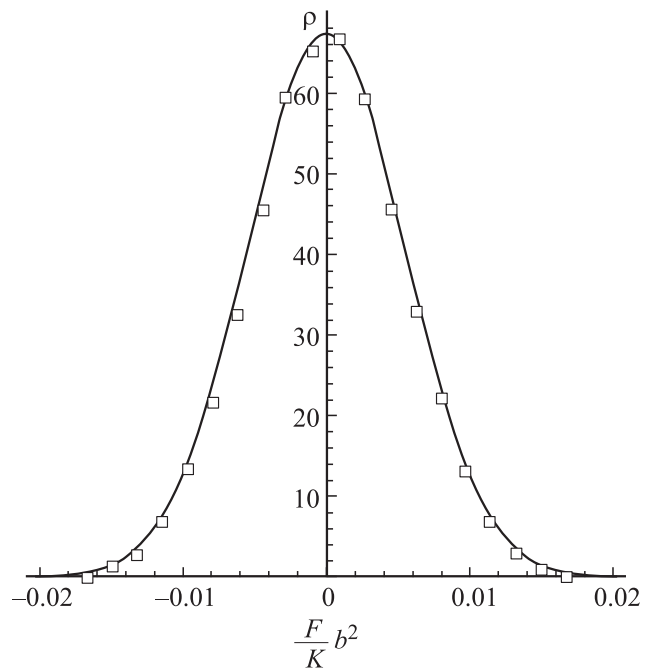


Рис. 2. Кривая плотности распределения закрепляющей силы. Сравнение с распределением Гаусса (гладкая кривая) при $b = 0.1$.

азимутальный углы намагниченности. На рис. 1 показана характерная зависимость силы взаимодействия одного кристаллита с ДС от координаты центра ДС. Важно заметить, что моделирование показало совпадение размера области локализации функции и ширины доменной стенки.

Способ описания $F(z_0)$ не изменяется при переходе к другому механизму закрепления — магнитостатическому — на порах и/или немагнитных включениях,

на магнитоэлектрических напряжениях и т.п. [10]. Для этого достаточно любой магнитной неоднородности сопоставить локальную эффективную анизотропию [11].

Функция (3) является суммой близких по величине слагаемых, поэтому в соответствии с центральной предельной теоремой [12] результирующая закрепляющая сила является гауссовской случайной функцией. Среднее функции $F(z_0)$ равно нулю, а дисперсия равна сумме дисперсий слагаемых. Вклад в $F(z_0)$ вносят только те кристаллиты, которые находятся внутри доменной стенки. При всех правдоподобных значениях констант обмена, анизотропии и намагниченности насыщения внутрь доменной стенки попадает порядка десятка кристаллитов.

На рис. 2 показано одноточечное распределение величины силы взаимодействия стенки с дефектами в сравнении с распределением Гаусса. Исследование методом численного эксперимента показало, что даже для тонких доменных стенок (при выключенном обменном взаимодействии между кристаллитами) одноточечная плотность распределения близка к нормальной.

3. Процесс смещения доменной стенки

Положение доменной стенки определяется условием равновесия между силой закрепления и силой давления внешнего поля. Сила давления на доменную стенку внешнего магнитного поля, приложенного вдоль оси OZ , равна $2HM_S S$. Схема, иллюстрирующая закрепление и процесс смещения, показана на рис. 3. При заданном значении внешнего магнитного поля существует множество устойчивых положений равновесия доменной стенки (светлые кружки). Равновесные положения ДС z_0 являются решениями уравнения

$$2HM_S S = F(z_0). \quad (4)$$

Возможные положения устойчивого равновесия образуют случайный поток точечных событий. В каждом состоянии доменная стенка занимает одно из многих допустимых положений. На рис. 3 при внешнем магнитном поле, равном нулю, доменная стенка находится в положении 0 . При приложении малого внешнего поля доменная стенка совершает обратимое смещение. Положение 1 является обратимо достижимым (если магнитное поле уменьшить до нуля, то доменная стенка возвратится в исходное состояние 0). По достижении внешним полем значения локального максимума силового поля ДС оказывается в неустойчивом положении 2 . Происходит срыв, и она перемещается в новое положение 3 , совершая скачок Баркгаузена. Если теперь магнитное поле уменьшать, то возвращения в исходное состояние не происходит. Перемещение во время скачка является необратимым. Освобождаемая во время скачка энергия частично уносится электромагнитной волной, а частично передается кристаллической решетке.

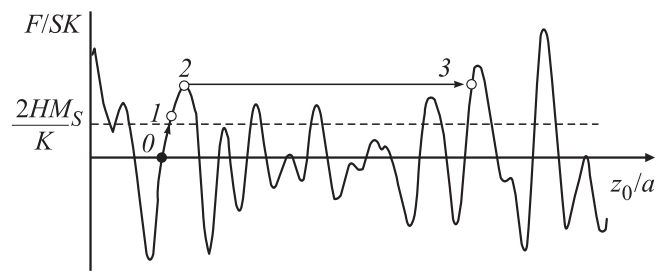


Рис. 3. Профиль безразмерной закрепляющей силы при $b = 0.1$.

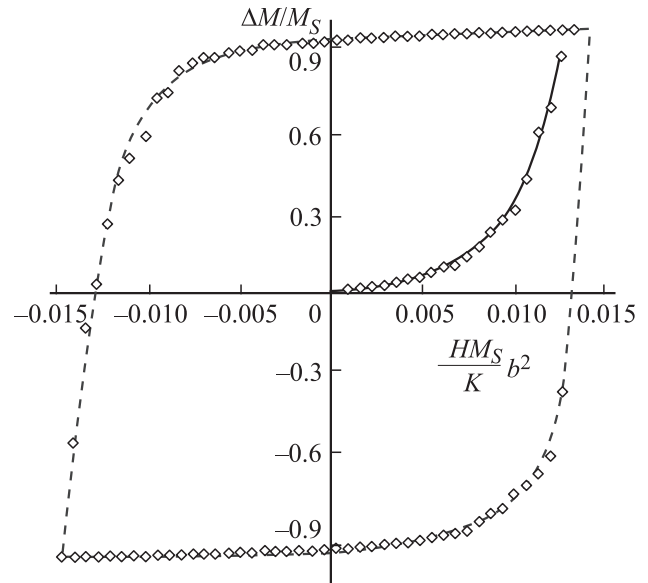


Рис. 4. Кривая намагничивания путем смещения ДС в нанопроволоке. Точками показаны усредненная петля гистерезиса и начальная кривая намагничивания по массиву из 60 нанопроволок (результаты численного моделирования). Сплошная линия — расчетная кривая, построенная по формуле (5).

Средняя величина перемещения доменной стенки $\langle \Delta z_0 \rangle$ при увеличении магнитного поля от нуля до H близка к средней длине провала случайной функции $F(z_0)$ под уровень $2HM_S S$ (рис. 3). Среднее значение длины провала задается уравнением [10]

$$\langle \Delta z_0 \rangle = \xi \left[\Phi \left(\frac{2HM_S S}{\sqrt{\langle F^2 \rangle}} \right) \exp \left(\frac{(2HM_S S)^2}{2\langle F^2 \rangle} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения: ξ — средняя длина волны функции $F(z_0)$, $\Phi(x) = 1/\sqrt{2\pi} \int_{-\infty}^x \exp(-t^2/2) dt$ — функция ошибок. На рис. 4 сплошной линией показана нормированная зависимость (5) в сравнении с результатами компьютерного моделирования.

Стенка под действием магнитного поля, приложенного вдоль длинной оси, проходит всю длину нанопрово-

локи при выполнении условия

$$2HM_S S \geq F_{\max}. \quad (6)$$

Максимальное значение закрепляющей силы F_{\max} выражается через дисперсию случайного поля σ_F^2 [13]. Так как процесс $F(z_0)$ является стационарным и близким к гауссовскому, для среднего значения максимальной силы можно записать [13]

$$\langle F_{\max} \rangle = SK \left(0.9b \ln \left(\frac{L}{\xi} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (7)$$

Здесь L — длина проволоки. Неравенство (6) совместно с (7) дает следующее выражение для среднего значения коэрцитивной силы H_C :

$$\langle H_C \rangle = \frac{K}{2M_S} \left(0.9b \ln \left(\frac{L}{\xi} \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Зависимость максимальной силы от величины магнитостатического взаимодействия между кристаллитами не зафиксирована. Это подтверждается реальным экспериментом для длинных нанопроволок (длина которых превышает корреляционный радиус намагниченности) [14].

При сравнении с реальным экспериментом [14–16] выражение (8) дает заниженное в 5–7 раз значение коэрцитивной силы для железных нанопроволок, в 10 раз — для никелевых; для кобальтовых нанопроволок получен сравнимый результат. Это обстоятельство указывает на то, что чем меньше величина $\mu_0 M_S^2$ по сравнению с константой кристаллографической анизотропии, тем точнее выражение (8). Можно сделать вывод, что при больших отношениях $\mu_0 M_S^2 / K$ начинает влиять магнитостатический механизм закрепления доменных стенок (на шероховатостях поверхности нанопроволоки) [10].

4. Рождение зародышей обратной фазы

Практический интерес представляет исследование процесса перемагничивания однородно намагниченной вдоль длинной оси нанопроволоки, который реализуется при вертикальной записи информации на магнитную матрицу-массив таких проволок, ориентированных вертикально. Процесс намагничивания проволоки начинается из состояния, в котором нанопроволока полностью намагничена вдоль длинной оси. Далее противоположно направлению исходной намагниченности включается магнитное поле. Сценарий намагничивания в этом случае представляет собой образование и разрастание зародышей обратной фазы.

Пусть намагниченность проволоки лежит в направлении оси эффективной анизотропии, обусловленной магнитостатикой, так что угол между осью проволоки

и осью эффективной анизотропии близок к нулю. Приложим внешнее магнитное поле в направлении, противоположном намагниченности. Если предположить, что намагниченность всей проволоки переворачивается одновременно, то оценка коэрцитивной силы дает колоссальное значение $H_C \approx \mu_0 M_S$, которое значительно превышает результаты как численного моделирования, так и реального эксперимента. Меньшее по сравнению с $\mu_0 M_S$ значение коэрцитивной силы объясняется тем, что в основе лежит процесс зародышеобразования области обратной намагниченности на сравнительно небольшом участке магнетика (размером порядка величины корреляционного радиуса намагниченности).

Рассмотренная ситуация перекликается с проблемой Френкеля в теории прочности, которая формулируется примерно так: монокристаллический стержень подвергается деформации сдвига. Задача состоит в определении критического напряжения, при котором наступает неупругое течение материала стержня. Если предположить, что деформационное смещение молекул происходит на всей кристаллографической плоскости, то предел прочности оказывается близким к модулю сдвига, что для большинства материалов в тысячи раз превышает экспериментальные значения. Френкель и Конторова [17] предложили следующее решение данной проблемы. Сдвиг частиц вещества происходит не на всей плоскости, а только на небольшом участке (аналогично тому, как при перетаскивании по полу можно сместить не весь ковер, а перегонять его складку). Эта модель легла в основу теории дислокаций [18].

Наблюдения показывают, что начальные зародыши обратной фазы в нанопроволоках имеют размеры, близкие к размеру магнитного блока. В ранних работах [19–21] показано, что магнитный блок является самостоятельной единицей в иерархии магнитных структур стохастического магнетика. Он может выступать инициатором процесса перемагничивания участка образца. Рассмотрим детально процесс зародышеобразования. При однородной намагниченности монокристаллической проволоки вдоль длинной оси антипараллельное внешнее поле создает нулевой вращающий момент, и намагниченность сохраняет свое направление даже при больших значениях внешнего поля. В поликристаллической проволоке поле анизотропии представляет собой наложение наведенной магнитостатикой анизотропии на естественную стохастическую анизотропию кристаллитов. Последняя является функцией координаты. Естественная анизотропия создает локальные слабые отклонения направления намагниченности от оси. Внешнее магнитное поле увеличивает отклонение намагниченности от длинной оси нанопроволоки (рис. 5).

При включении внешнего магнитного поля, ориентированного противоположно намагниченности, созданные естественной анизотропией отклонения намагниченности от оси проволоки растут. Возникает зародыш обратной фазы намагниченности. Это образование является аналогом дислокации в физике пластичности.

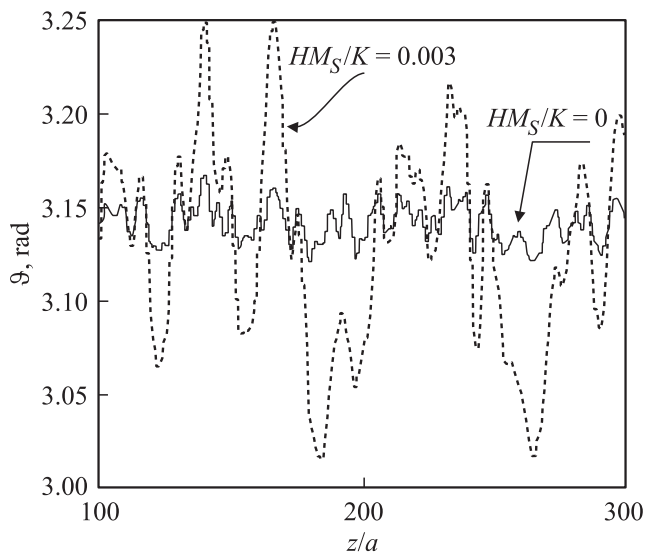


Рис. 5. Рост флуктуаций намагниченности при увеличении внешнего магнитного поля H .

Учет размагничивающего поля, создаваемого намагниченностью нанопроволоки, дополнительно дает однородную наведенную анизотропию с константой [20]

$$K_M \approx \mu_0 M_S^2 \left(\Delta N - \frac{1}{30\sigma} \right), \quad (9)$$

где σ — параметр формы кристаллита, равный отношению размера вдоль к размеру поперек проволоки, ΔN — разность главных размагничивающих факторов кристаллита вдоль и поперек оси проволоки.

Пространственное распределение намагниченности нанопроволоки описывается системой разностных уравнений для направляющих углов на границах кристаллитов [21]. Равновесие намагниченности в континуальном пределе описывается дифференциальными уравнениями, следующими из разностных уравнений. При этом плотность энергии обмена может быть представлена в виде

$$w_{ex_n} = A \left[\left(\frac{d\vartheta}{dz} \right)^2 + \sin^2(\vartheta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

Энергия анизотропии

$$w_{a_n} = -K_{\text{eff}} [\sin(\alpha_n) \sin(\vartheta) \cos(\phi - \psi_n) + \cos(\alpha_n) \cos(\vartheta)]^2. \quad (11)$$

Энергия Зеемана

$$w_{H_n} = -2HM_S \cos(\vartheta). \quad (12)$$

Намагниченность испытывает вращающий момент

$$M_\vartheta = -\frac{\partial}{\partial \vartheta} (w_{ex_n} + w_{a_n} + w_{H_n}),$$

$$M_\phi = -\frac{\partial}{\partial \phi} (w_{ex_n} + w_{a_n} + w_{H_n}). \quad (13)$$

Рассмотрим начало процесса. Флуктуации углов намагниченности малы, поэтому в континуальном пределе для (13) можно записать

$$\begin{cases} \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} - \frac{1}{2} \sin(2\vartheta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 = \vartheta \frac{2HM_S}{A} \\ - \frac{1}{\delta_S^2} (\alpha_n \cos(\phi - \psi_n) - \vartheta) (\alpha_n \vartheta \cos(\phi - \psi_n) + 1), \\ \sin^2(\vartheta) \frac{d^2 \phi}{dz^2} + \sin(2\vartheta) \frac{d\vartheta}{dz} \frac{d\phi}{dz} = 0. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь δ_S — размер магнитного блока. С точностью до малых второго порядка можно записать

$$\begin{cases} \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} - \frac{1}{2} \sin(2\vartheta) \left(\frac{d\phi}{dz} \right)^2 = \vartheta \frac{2HM_S}{A} \\ - \frac{1}{\delta_S^2} (\alpha_n \cos(\phi - \psi_n) - \vartheta), \\ \sin^2(\vartheta) \frac{d^2 \phi}{dz^2} + 2 \cos(\vartheta) \frac{d\vartheta}{dz} \frac{d\phi}{dz} = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Или окончательно для полярного угла получим:

$$\frac{d^2 \vartheta}{dz^2} = \left(\frac{1}{\delta_H^2} + \frac{1}{\delta_S^2} \right) \vartheta - \frac{\alpha_n}{\delta_S^2} \cos(\phi - \psi_n),$$

$$\delta_H^2 = \frac{A}{2HM_S}. \quad (16)$$

Для простоты рассмотрим ситуацию с одной степенью свободы. При этом слагаемое $(\alpha_n/\delta_S^2) \cos(\phi - \psi_n)$ приходится считать постоянной величиной.

Как известно, решение неоднородного уравнения представляет собой суперпозицию частного решения заданного уравнения и общего решения однородной части уравнения. Общее решение однородной части с учетом симметрии и физических соображений имеет вид

$$\vartheta'(z) = \vartheta_0 \cosh \left(z \sqrt{\frac{1}{\delta_H^2} + \frac{1}{\delta_S^2}} \right). \quad (17)$$

Наложим симметричные граничные условия: $\vartheta'(-Z) = \vartheta'(Z) = 0$. Разумно предположить, что $\cos(\phi - \psi_n) = 1$, тогда общее решение принимает вид

$$\vartheta(z) = \frac{\alpha_n \delta_H^2}{\delta_H^2 + \delta_S^2} \left[1 - \frac{\cosh \left(z \sqrt{\frac{1}{\delta_H^2} + \frac{1}{\delta_S^2}} \right)}{\cosh \left(Z \sqrt{\frac{1}{\delta_H^2} + \frac{1}{\delta_S^2}} \right)} \right]. \quad (18)$$

На рис. 6 кривые распределения намагниченности построены при значениях внешнего магнитного поля, различающихся на одну и ту же величину. С увеличением максимального отклонения отклик на внешнее поле увеличивается, зародыш растет быстрее.

Инициатором роста зародыша является сила давления со стороны внешнего поля. Возвращающая сила создается наведенной анизотропией и размагничивающим полем. Оба фактора действуют согласованно по одинаковому закону. Жесткость возвращающей силы

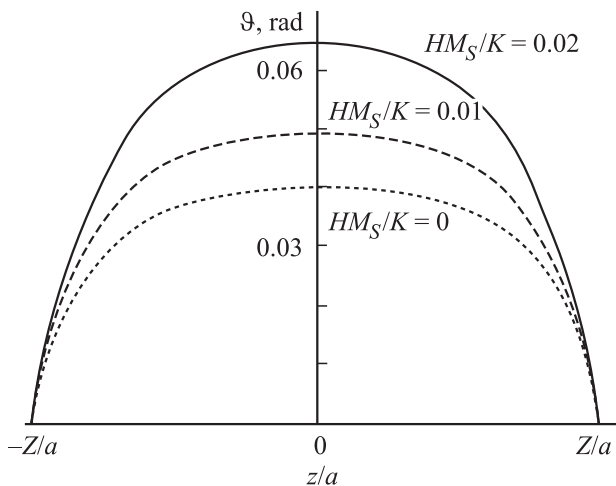


Рис. 6. Распределение намагниченности в зародыше при малых H . Кривые построены на основе выражения (18).

пропорциональна квадрату намагниченности насыщения. Поэтому, как и следует ожидать, отклик зародыша на внешнее поле уменьшается с ростом константы наведенной однородной анизотропии.

Выражение (18) справедливо только для малых отклонений намагниченности, тем не менее оно правильно отражает тенденцию роста восприимчивости с ростом зародыша. Машинный эксперимент показывает, что при достижении размером зародыша некоторого критического значения рост становится катастрофическим. Это типичный пример бифуркации, причиной которой являются геометрия магнитной структуры и связанное с ней размагничивающее поле. При больших размерах зародыша возрастает дальнедействующее размагничивающее поле центра зародыша, которое направлено так же, как внешнее поле, и способствует развороту намагниченности в зародыше. В конце концов действие зеемановского слагаемого приводит к срыву с энергетического пика. Процесс лавинообразного роста зародыша напоминает явление из механики — продольный изгиб тонкого стержня. Когда напряжение сжатия достигает критического значения, происходит необратимый рост деформации изгиба, приводящий к разрушению.

Далее проведем оценку значения магнитного поля, обеспечивающего катастрофический рост зародыша обратной намагниченности. Положим для простоты, что форма кристаллитов такова, что их разность размагничивающих факторов ΔN равна нулю. Тогда основным конкурентом энергии Зеемана является магнитоэстетическая энергия межкристаллитного взаимодействия, оценку которой проведем в дипольном приближении

$$W_{st} = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i \neq j} \left[\frac{\mathbf{m}_i \mathbf{m}_j}{|z_i - z_j|^3} - 3 \frac{(\mathbf{m}_i(z_j - z_i))(\mathbf{m}_j(z_j - z_i))}{|z_i - z_j|^5} \right]. \tag{19}$$

Здесь i и j — номера взаимодействующих кристаллитов. С учетом того что $z_i = ai$, $z_j = aj$, имеем $|\mathbf{m}| = M_S V$,

V — объем цилиндрического кристаллита. Положим для простоты оценок, что в возникающем зародыше разворот полярного угла намагниченности линейен по координате в пределах зародыша: $\vartheta_i = \vartheta(N - i)/N$, $\vartheta_j = \vartheta(N - j)/N$ (N — число кристаллитов, охваченных зародышем-блоком) — и равен нулю в остальных кристаллитах проволоки. Тогда в выбранной ранее сферической системе координат для (19) можно записать

$$W_{st} \approx \frac{\mu_0 M_S^2 V^2}{4\pi a^3} \left[\sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=1+1}^N \frac{\sin(\vartheta_i) \sin(\vartheta_j) - 2 \cos(\vartheta_i) \cos(\vartheta_j)}{|j - i|^3} - 2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=N+1}^{\infty} \frac{\cos(\vartheta_i)}{|j - i|^3} \right]. \tag{20}$$

Для энергии Зеемана запишем

$$W_H \approx -M_S H V \sum_{i=1}^N \cos(\vartheta_j). \tag{21}$$

Условием потери устойчивости намагниченности является равенство нулю второй производной от полной энергии по полярному углу ϑ при равновесном значении этого угла

$$\frac{\partial^2}{\partial \vartheta^2} (W_{st} + W_H)_{\vartheta=0} = 0. \tag{22}$$

Из этого уравнения определим значение поля возникновения зародыша H_{nucl} . Вычисления этого поля с помощью (22) с учетом суммирования (20) и (21) очень громоздки, поэтому приведем лишь результат

$$H_{nucl} \approx 0.157 \mu_0 M_S. \tag{23}$$

Численное моделирование показало, что значение магнитного поля, при котором происходит лавинообразное перемагничивание участка проволоки, в среднем составляет $0.2 \mu_0 M_S$, что удовлетворительно совпадает с (23).

При перемагничивании зародышами обратной фазы петля гистерезиса является прямоугольной. На рис. 7 показана петля, полученная в случае моделирования при безразмерных длинах: $b = 0.1$ и $Q = \mu_0 M_S^2 / K = 1.33$. Ширина петли (коэрцитивная сила) с увеличением Q увеличивается в соответствии с формулой (23). Теперь мы можем сравнить коэрцитивные силы двух рассматриваемых сценариев. Для этого найдем отношение полей, определяемых выражениями (8) и (23):

$$\frac{H_{nucl}}{H_C} \approx 0.314 Q \left(0.9b \ln \left(\frac{L}{\xi} \right) \right)^{-\frac{1}{2}}. \tag{24}$$

Для проволоки железа длиной $1 \mu\text{m}$ при параметре $b = 0.1$ это отношение равно примерно 4.

Интересна конкуренция между наведенной однородной анизотропией и естественной кристаллографической анизотропией. Наведенная однородная анизотропия делает магнитную структуру более жесткой. Она

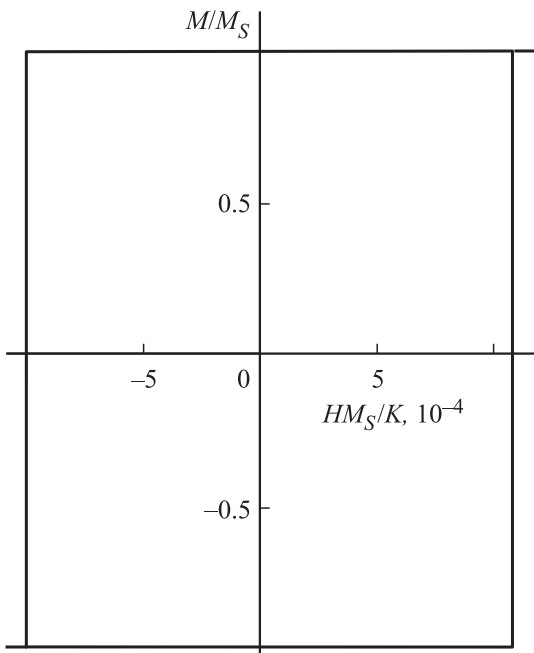


Рис. 7. Петля гистерезиса при перемагничивании путем зародышеобразования.

препятствует разрастанию зародышей, в то время как кристаллографическая анизотропия является причиной создания случайных выбросов отклонений полярного угла. Она уменьшает поле старта зародыша.

Доменные стенки, ограничивающие зародыш, имеют малую подвижность. Для сравнения мы провели компьютерный эксперимент, в котором доменные стенки, так же как стенки зародыша, зарождались в процессе намагничивания. Начальное состояние магнитной структуры формировалось путем намагничивания в перпендикулярном оси проволоки направлении. Затем внешнее магнитное поле уменьшалось до нуля. Возникла доменная структура, состоящая из нескольких доменов. Далее проводилось намагничивание вдоль оси проволоки. Оказалось, что подвижность доменных стенок, созданных таким путем, гораздо выше, чем подвижность стенок зародыша.

Процесс перемагничивания однородно намагниченной проволоки принципиально отличается от стандартного процесса смещения ДС. Отклик растущего зародыша на увеличение внешнего магнитного поля имеет место до момента катастрофического разворота намагниченности. Зародыши с намагниченностью, ориентированной вдоль внешнего поля, прекращают рост. При дальнейшем увеличении внешнего поля рождаются и растут новые зародыши, а стенки между ними не смещаются, причем, если наведенная магнитостатикой анизотропия больше, чем естественная анизотропия кристаллитов проволоки, намагниченность всей проволоки вращается одновременно с намагниченностью зародышей, в том числе растущих в противоположную сторону. В результате

и происходит катастрофический срыв. Наблюдение за ходом изменения поля намагниченности в процессе итераций показывает, что увеличение размеров наибольших зародышей происходит подобно цепной реакции (подобно пламени охватывает всю проволоку).

Объяснение малой подвижности доменных стенок зародышей обратной фазы можно понять, наблюдая процесс в машинном эксперименте. На рис. 8 показана последовательность трех конфигураций намагниченности при возрастающем внешнем поле. Линией 1 представлено распределение полярного угла при внешнем поле, составляющем 60% от поля катастрофического роста зародышей, линией 2 — при внешнем поле, немного меньшем поля катастрофического роста, линией 3 — при внешнем поле, равном полю катастрофического роста. На рис. 8 края каждого зародыша имеют вид микрзародышей-сателлитов вблизи значения $\vartheta = \pi$. При дальнейшем росте внешнего магнитного поля из них образуются 360° ДС. Такая стенка не смещается при увеличении внешнего магнитного поля. Уменьшается только ее толщина. Значит, указанные участки являются предшественниками 360° ДС. В них хотя бы частично заложено свойство неподвижности полностью развернутой ДС. Сила давления внешнего поля на стенку сателлита действует в противоположную сторону по сравнению с силой давления на стенку выросшего зародыша. В этом и заключается объяснение очень низкой восприимчивости ДС зародышей.

Рис. 8 соответствует случаю $Q = 1$. При выполнении условия $Q < 1$, казалось бы, образование сателлитов

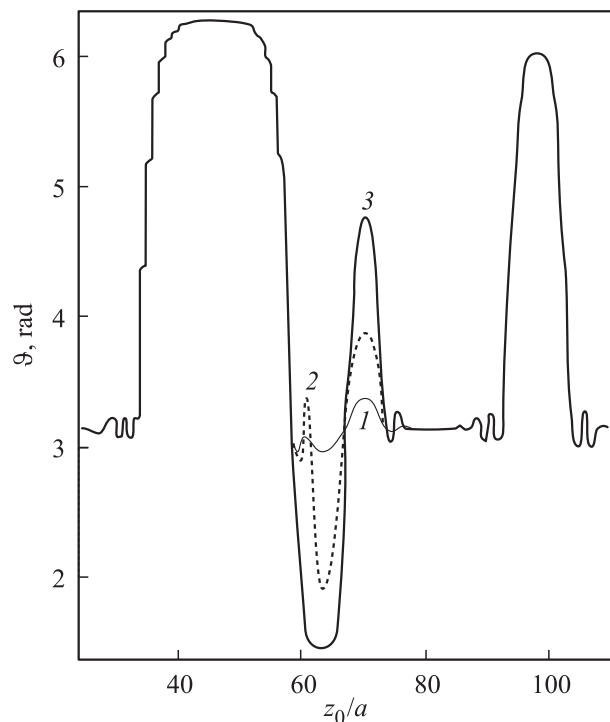


Рис. 8. Возникновение микродоменов-сателлитов при росте зародышей обратной фазы. Выполняется условие $Q = 1$.

не должно происходить, а подвижность ДС зародышей должна существенно увеличиться. Однако эксперимент показывает, что в этом случае рост зародышей в обе стороны является равноправным, и 360° ДС повсеместно возникают. В этом случае стенки имеют большие размеры, и изменение этих размеров при увеличении внешнего поля становится важным фактором роста намагниченности.

5. Заключение

Получено аналитическое выражение кривой намагничивания структурно-неоднородной нанопроволоки. Компьютерное моделирование процесса перемагничивания нанопроволоки, намагниченной вдоль длинной оси, показало, что происходит образование зародыша с последующим его катастрофическим превращением в домен обратной намагниченности. В дальнейшем в зависимости от величины параметров b и Q возможны два сценария: а) при малой дисперсии закрепляющего силового поля растет обратный домен за счет смещения доменных стенок; б) стенки зародыша неподвижны, происходит возникновение и катастрофический рост других зародышей до полного перемагничивания.

Проведены аналитические оценки критического поля зарождения зародыша и распределения намагниченности в нем. Проведена аналитическая оценка порога катастрофического роста зародыша, которая проверена в компьютерном эксперименте. Установлено, что коэрцитивность нанопроволок в сценарии вращения намагниченности в зародышах может в разы превышать коэрцитивность в сценарии смещения доменных стенок.

Список литературы

- [1] Y. Ymry, S.-K. Ma. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1399 (1975).
- [2] Р.С. Исхаков, С.В. Комогорцев, А.Д. Балаев, А.В. Окотруб, А.Г. Кудашов, В.Л. Кузнецов, Ю.В. Бутенко. *Письма в ЖЭТФ* **78**, 271 (2003).
- [3] В.А. Игнатченко. Магнитная структура тонких магнитных пленок и ФМР. *ЖЭТФ* **54**, 303 (1968).
- [4] А.А. Иванов, Г.О. Патрушев. *ФММ* **86**, 331 (1998).
- [5] M. Kersten, *Z. Angew. Phys.* **7**, 313 (1956).
- [6] L. Neel. *Can. J. Phys.* **25**, 1 (1944).
- [7] Ч. Киттель. В сб.: *Физика ферромагнитных областей* / Под ред. С.В. Вонсовского. ИИЛ, М. (1951). С. 19–116.
- [8] А.А. Иванов. *ФММ* **38**, 14 (1974).
- [9] А.А. Иванов, В.А. Орлов. *ФММ* **111**, 6 (2011).
- [10] А.А. Иванов, В.А. Орлов. *ФТГ* **53**, 12 (2011).
- [11] П.П. Дьячук, А.А. Иванов, А.Г. Черных. *ФММ* **67**, 44 (1989).
- [12] Я.А. Фомин. Выбросы случайных процессов. *Связь*, М. (1980). 216 с.
- [13] A.A. Ivanov, V.A. Orlov, M.V. Erementchouk, N.N. Podolsky. *Eur. Phys. J. B* **83**, 83 (2011).
- [14] Y. Henry, A. Iovan. *Phys. Rev. B* **66**, 184 430 (2002).
- [15] D.J. Sellmyer, M. Zheng, R. Skomski. *J. Phys. Condens. Matter* **13**, R433 (2001).
- [16] *Физические величины. Справочник* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [17] Т.А. Конторова, Я.И. Френкель. *ЖЭТФ* **8**, 1340 (1938).
- [18] Ж. Фридель. *Дислокации*. Пер. с англ. Мир, М. (1967). 644 с.
- [19] А.А. Иванов, В.А. Орлов, Г.О. Патрушев. *ФММ* **102**, 518 (2006).
- [20] А.А. Иванов, В.А. Орлов, Г.О. Патрушев. *ФММ* **103**, 229 (2007).
- [21] А.А.Иванов, В.А. Орлов, Г.О. Патрушев. *ФММ* **84**, 47 (1997).