

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Спинтроника и наномagnetизм

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 25 апреля 2012 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201212g.1345

25 апреля 2012 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН "Спинтроника и наномagnetизм".

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Звездин А.К., Звездин К.А.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва), **Попков А.Ф.** (Национальный исследовательский университет "Московский государственный институт электронной техники", Москва). *Эффекты переноса спинового момента и их применения в спинтронике.*

2. **Фраерман А.А.** (Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород). *Магнитные состояния и транспортные свойства ферромагнитных наноструктур.*

3. **Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Панин А.В.** (Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск). *Нелинейные волновые процессы в деформируемом твёрдом теле как многоуровневой иерархически организованной системе.*

Статьи, написанные на основе докладов 2 и 3, публикуются ниже.

PACS numbers: 75.47. – m, 75.75. – c, 85.75. – d
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201212h.1345

Магнитные состояния и транспортные свойства ферромагнитных наноструктур

А.А. Фраерман

1. Введение

Интерес к транспортным свойствам ферромагнитных наноструктур обусловлен по крайней мере двумя факторами. Во-первых, в проводящих ферромагнетиках, о которых пойдёт речь далее, носители тока поляризованы по спину. Их спектр расщеплён на две подзоны,

которые заселяются электронами с параллельной и антипараллельной магнитному моменту образца проекцией спина. По порядку величины спиновое "расщепление" соответствует температуре Кюри этих материалов. Можно считать, что в ферромагнетиках существует колоссальное "обменное" поле с напряжённостью $H \sim \sim k_B T_c / \mu_B \sim 10^6 - 10^7$ Э (k_B — постоянная Больцмана, μ_B — магнетон Бора). До открытия эффекта гигантского [1, 2] (туннельного [3]) магнетосопротивления такое "обменное" поле не проявлялось в транспортных или оптических свойствах ферромагнетиков, которые определялись не кулоновским, а относительно слабым спинорбитальным взаимодействием [4]. Это открытие послужило мощным стимулом к продолжению изучения спинзависимых транспортных эффектов.

Во-вторых, методы наноструктурирования, бурно развивающиеся в последние годы, являются эффективным инструментом управления магнитным состоянием ферромагнетиков. Известно [5], что распределение намагниченности в ферромагнитном образце определяется конкуренцией магнитной анизотропии, обменного и магнитостатического взаимодействий. Возникающая в результате этой конкуренции магнитная доменная структура не является универсальной, а зависит от формы и геометрических размеров образца. Наноструктурирование позволяет управлять этими параметрами, а значит, и распределением намагниченности в наиболее интересном нанометровом диапазоне. Особенность этого диапазона для ферромагнетиков определяется существованием характерных масштабов — толщины доменной стенки и обменной длины, которые для ферромагнитных металлов переходной группы составляют несколько десятков нанометров.

Таким образом, поиск новых транспортных и оптических эффектов "обменной" природы в ферромагнитных наноструктурах является актуальной и интересной задачей. В докладе дан краткий обзор касающихся этой проблемы работ, выполненных в Институте физики микроструктур РАН.

2. "Обменные" эффект Холла и диодный эффект

Анализ возможности существования транспортных эффектов обменной природы в неоднородных ферромагнетиках начнём с феноменологического рассмотрения.

А.А. Фраерман. Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, РФ
E-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

Под действием постоянного электрического поля \mathbf{E} в проводящей среде возникает электрический ток \mathbf{j} , который определяется следующим выражением:

$$j_i = \sigma_{ik} E_k + \gamma_{ijk} E_j E_k + \dots \quad (1)$$

где тензоры линейной и квадратичной проводимости зависят от магнитного момента образца и его пространственных производных. Задача состоит в определении вида этой зависимости. Ограничиваясь рассмотрением процессов без диссипации, происходящих в средах с центром инверсии, мы приходим к выводу, что тензоры линейной и нелинейной проводимости содержат слагаемые с нечётными степенями магнитного момента \mathbf{M} , причём тензор σ_{ik} включает в себя слагаемые с чётными степенями пространственных производных, а тензор γ_{ijk} — с нечётными. Предполагая, что ответственным за искомые эффекты является обменное взаимодействие, потребуем, чтобы выражение для тока (1) было инвариантным относительно когерентного вращения магнитного момента образца [5, 6]. Это означает, что тензоры проводимости не должны содержать свёртки "пространственных" и "магнитных" индексов. Удовлетворяя всем перечисленным требованиям, получаем следующее выражение для электрического тока в проводящем ферромагнетике с неоднородным распределением намагниченности [7, 8]:

$$j_i = \sigma \left(\mathbf{M} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k} \right] \right) E_k + \gamma \left(\mathbf{M} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x_j \partial x_k} \right] \right) E_j E_k + \dots \quad (2)$$

где σ, γ — скалярные константы (мы ограничились здесь рассмотрением сред с изотропной или кубической кристаллической структурой). Тензор линейной проводимости, который является антисимметричным, описывает вклад в эффект Холла, имеющий обменную природу, второе слагаемое в правой части (2) ответственно за выпрямляющие свойства ферромагнетика. Оба найденных тензора отличны от нуля только в таких ферромагнетиках, в которых векторы магнитного момента не лежат в одной плоскости, т.е. в образцах, имеющих некомпланарное распределение намагниченности. Действительно, выражения для тензоров проводимости легко получить, разлагая в ряд Тейлора смешанное произведение $\mathbf{M}_1[\mathbf{M}_2 \times \mathbf{M}_3]$, где $\mathbf{M}_{1,2,3}$ — магнитные моменты в соседних точках образца. Если тензор линейной проводимости отличен от нуля в системах с неоднородным распределением магнитного момента, то выпрямляющие свойства должен иметь образец и с одномерным некомпланарным распределением намагниченности.

В качестве примера рассмотрим два некомпланарных распределения магнитного момента. Пусть ферромагнетик имеет распределение намагниченности вида

$$\mathbf{M} = (\sin \theta(\rho) \cos(v\varphi + \varphi_0), \sin \theta(\rho) \sin(v\varphi + \varphi_0), \cos \theta(\rho)), \quad (3)$$

где φ, ρ — цилиндрические координаты, v — целое число, φ_0 — постоянный фазовый сдвиг. Подставляя (3) в

выражение (2), получаем

$$\mathbf{j} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}, \quad (4)$$

$$B_{\text{eff}} = \sigma \left(\mathbf{M} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right] \right) = \sigma v \frac{1}{\rho} \frac{\partial \cos \theta}{\partial \rho}.$$

Таким образом, в структурах с некомпланарным вихревым ($v = 1, \varphi_0 = \pm \pi/2$) или антивихревым ($v = -1, \varphi_0 = 0, \pi$) распределением магнитного момента следует ожидать дополнительного вклада в эффект Холла. Рассмотрим распределение в виде конусной магнитной спирали:

$$\mathbf{M}(z) = (m \cos(qz), m \sin(qz), m_z), \quad (5)$$

$$\mathbf{M}^2 = m^2 + m_z^2.$$

Подставляя (5) в (2), получаем

$$j_z = \gamma q^3 m_z (1 - m_z^2) E_z^2. \quad (6)$$

Следовательно, такая структура должна обладать диодными свойствами. Микроскопический механизм обсуждаемых эффектов может быть частично объяснён на основе классической модели, предложенной в работе [9], где показано, что причиной "обменного" вклада в холловскую проводимость является неколлинеарность направлений магнитного момента движущейся частицы и внешнего поля.

3. Оптические и нейтронно-оптические эффекты

Простейший квантово-механический подход к описанию электронов проводимости в ферромагнетиках основан на s-d-модели Вонсовского–Зинера, в рамках которой проблема сводится к нахождению собственных функций и собственных значений уравнения Шрёдингера

$$-\Delta \Psi(\mathbf{r}) - \mathbf{J} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \hat{\sigma} \Psi(\mathbf{r}) = E \Psi(\mathbf{r}), \quad (7)$$

где $\hat{\sigma}$ — вектор матриц Паули, J — обменная константа, описывающая взаимодействие s-электронов проводимости с локализованными d-электронами, \mathbf{M} — единичный вектор в направлении магнитного момента. Отметим аналогию между описанием электронов проводимости ферромагнетиков в рамках s-d-модели и нейтронов, для которых вектор магнитного момента в (7) должен быть заменён вектором магнитной индукции \mathbf{B} , а обменная константа должна быть заменена ядерным магнетоном Бора [10]. Эта аналогия позволяет рассматривать особенности транспортных и оптических свойств проводящих ферромагнетиков и рассеяние нейтронов неоднородными магнитными системами с единых позиций.

В случае магнитной спирали (5) уравнение (7) может быть решено точно [11]. Спектр и собственные функции имеют вид

$$E_{\pm} = k^2 + p^2 + \left(\frac{q}{2} \right)^2 \pm \sqrt{q^2 k^2 + J^2 - 2m_z J q k}, \quad (8)$$

$$\Psi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_{\pm}(k)}} \begin{pmatrix} \delta_{\pm}(k) \exp\left(\mp \frac{iqz}{2}\right) \\ 1 \end{pmatrix} \exp(ikz) \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}),$$

$$\delta_{\pm} = \frac{m_z J - qk \pm \sqrt{q^2 k^2 + J^2 - 2m_z J q k}}{J(1 - m_z^2)^{1/2}}, \quad (9)$$

где k , \mathbf{p} — квазиимпульсы электрона соответственно вдоль и поперёк оси спирали.

Из (8) следует, что спектр носителей тока в конусной ($m_z \neq 0$) спирали не является чётной функцией квазиимпульса. Таким образом, групповые скорости электронов, движущихся влево и вправо вдоль оси спирали, не равны друг другу. В макроскопической системе эта разница не приводит к возникновению электрического тока, так как в точности компенсируется разницей в числе равновесных электронов, движущихся в противоположные стороны. Однако в мезоскопических системах, таких как малые ферромагнитные кольца с некопланарным распределением магнитного момента, снятие крамерсовского вырождения и квантование квазиимпульса могут обуславливать существование незатухающих токов, что предсказано в работах [12, 13].

В конусной магнитной спирали асимметрия спектра приводит к диодному эффекту, причём "лёгкое" направление протекания тока определяется знаком волнового числа спирали (левая–правая спираль) и направлением перпендикулярной составляющей магнитного момента m_z (см. формулу (6)). Кроме того, как следует из (9), компоненты волновой функции, а значит, и среднее значение собственного магнитного момента электрона зависят от компоненты квазиимпульса вдоль оси спирали. В частности, это приводит к асимметрии рассеяния электронов на немагнитной примеси, что также даёт вклад в диодный эффект [7]. Аналогичные эффекты (асимметрия как групповой скорости, так и частоты рассеяния на немагнитных примесях) ответственны за особенности пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости. В конусной магнитной спирали разложение диэлектрической проницаемости может содержать дополнительное слагаемое вида [14]

$$\varepsilon_{ii} = K_{ii} \left(\mathbf{M} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} \times \frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial z^2} \right] \right) k_z, \quad (10)$$

где k_z — компонента волнового вектора электромагнитной волны вдоль оси спирали.

Особо следует отметить возможность переходов между спиновыми подзонами в неколлинеарных и некопланарных магнитных системах под действием электрической компоненты электромагнитной волны. Используя волновые функции (9), легко рассчитать вероятность электродипольных переходов между спиновыми подзонами в магнитной спирали [15]:

$$W_{k,k'}^{\pm} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{J_e E_z q}{2m\omega^2} \right)^2 (1 - m_z^2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta(\Delta E(k_z) - \hbar\omega), \quad (11)$$

где ω — частота электромагнитной волны, ΔE — энергетическое расстояние между спиновыми подзонами, $\delta(x)$ — дельта-функция. В неколлинеарных системах эти переходы приводят к дополнительному вкладу в поглощение излучения, что подробно проанализировано в работе [16]. В некопланарной магнитной системе (типа конусной магнитной спирали) электродипольные переходы (11) приводят к возникновению постоянного электрического тока, т.е. к фотогальваническому эффекту [15].

Рассмотрим особенности рассеяния нейтронов некопланарными магнитными системами. Известно [10],

что взаимодействие холодных нейтронов с магнитным полем достаточно мало и сечение рассеяния представимо в виде ряда по степеням магнитной индукции \mathbf{B} . Взаимодействие между магнитным полем и спином нейтрона зависит лишь от угла между ними. Следовательно, полное сечение рассеяния (просуммированное по спиновым поляризациям падающих и рассеянных нейтронов) должно быть инвариантным относительно когерентного поворота магнитного поля в каждой точке пространства. Учитывая сказанное, сечение рассеяния можно записать в виде

$$\begin{aligned} \sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{B}(\mathbf{r})) &= \sigma_0(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + \\ &+ \int Q_1(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) (\mathbf{B}(\mathbf{r}_1) \mathbf{B}(\mathbf{r}_2)) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 + \\ &+ \int Q_2(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) (\mathbf{B}(\mathbf{r}_1) [\mathbf{B}(\mathbf{r}_2) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}_3)]) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 + \dots \end{aligned} \quad (12)$$

где \mathbf{k}, \mathbf{k}' — волновые векторы падающего и рассеянного нейтрона, $Q_{1,2}$ — скалярные функции. Так как сечение рассеяния должно удовлетворять теореме взаимности $\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \{\mathbf{B}(\mathbf{r})\}) = \sigma(-\mathbf{k}', -\mathbf{k}, \{-\mathbf{B}(\mathbf{r})\})$, то последнее слагаемое в (12) описывает "независимый" вклад, обусловленный некопланарностью распределения магнитной индукции. Отметим, что вычисление этого вклада выходит за рамки борновского приближения, обычно применяемого для расчёта сечения рассеяния холодных нейтронов. Различные проявления независимого рассеяния нейтронов в некопланарных магнитных структурах обсуждаются в работах [17, 18].

Итак, проведённое теоретическое рассмотрение указывает на целый ряд новых и интересных транспортных, оптических и нейтронно-оптических эффектов, которых следует ожидать в ферромагнитных наноструктурах с некопланарным, в частности вихревым и спиральным, распределением намагниченности. В разделах 4, 5 описаны методы создания и экспериментального исследования ферромагнитных наноструктур с киральным распределением намагниченности.

4. Ферромагнитные наноструктуры с вихревым распределением намагниченности

Вихревое распределение намагниченности ($v = 1$, $\varphi_0 = \pm\pi/2$ в формуле (3)) является основным состоянием ферромагнитного диска при условии, что радиус и высота этого диска больше обменной длины $l_{ex} \approx \sqrt{J/M_s^2} \sim 20$ нм [19]. Для создания таких частиц мы использовали методы магнетронного напыления и электронной литографии (микроскоп "Supra 50 V" с литографической приставкой ELPHY Plus) [8, 20, 21]. Для эффективного управления магнитным состоянием наноструктурированного образца необходимо контролировать не только его геометрические размеры, но и кристаллическую структуру. Подходящими для наших целей являются поликристаллические образцы с размером кристаллита ≈ 20 нм, имеющие достаточно малую ($\approx 20 - 30$ Э) коэрцитивную силу. Кривые намагничивания ферромагнитных плёнок измерялись магнитооптическим методом до начала процесса литографии. Магнитные состояния частиц изучены методом магнитно-силовой микроскопии (вакуумный зондовый микроскоп "Solver-HV"). Детали зондовых измерений изложены в работах [8, 20–22]. Этим методом были подробно

исследованы вихревое состояние в эллиптических ферромагнитных частицах и возможность управления им с помощью магнитной иглы зондового микроскопа.

В частицах симметричной формы состояние магнитного вихря вырождено относительно направления завихренности, и число частиц с "левым" и "правым" направлениями вихря ($\varphi_0 = \pm\pi/2$) одинаково [23]. Однако в случае частиц несимметричной, например треугольной, формы (рис. 1а) при приложении поля вдоль основания треугольников значения полей зарождения "левых" и "правых" вихрей различны [24]. Это даёт возможность создавать решётки частиц с завихренностью одного знака. На рисунке 1б приведено магнитно-силовое изображение остаточного состояния решётки треугольных частиц. Видно, что все частицы имеют завихренность одного знака; управлять этой завихренностью можно посредством изменения направления поля, благодаря которому происходит размагничивание. Замечательной особенностью такой системы является наличие макроско-

пического тороидного момента $\mathbf{T} = (1/N) \sum_i [\mathbf{r}_i \times \mathbf{M}_i] \neq 0$, что в свою очередь должно приводить к невязанным эффектам при дифракции света на такой решётке. Эксперименты, недавно проведённые нами, полностью подтвердили это предсказание [25].

Представляется интересным создать наноструктуру с антивихревым распределением магнитного момента ($\nu = -1$, $\varphi_0 = 0, \pi$ в формуле (3)). Для такого распределения знак холловского напряжения сменяется противоположным по сравнению с таковым для вихревой системы (см. формулу (4)). Целое число ν представляет собой топологический заряд солитона [26, 27]. Прямая пропорциональность холловского напряжения топологическому заряду распределения намагниченности оправдывает название этого эффекта — "топологический" эффект Холла [28]. Сложность реализации антивихревого состояния объясняется наличием избыточной магнитостатической энергии (по сравнению с таковой в вихревом состоянии), пропорциональной объёму частицы [8].

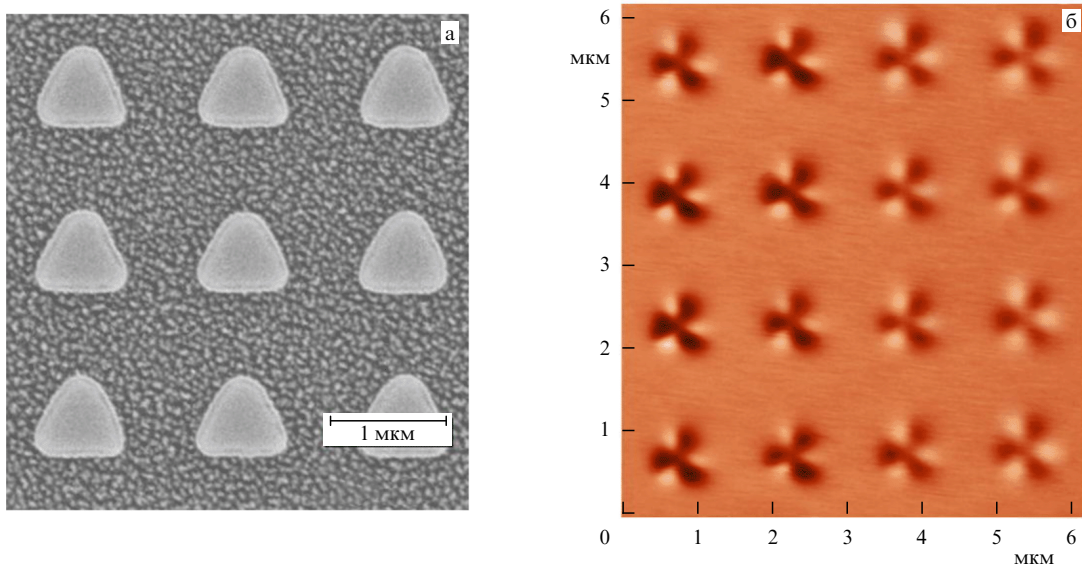


Рис. 1. (а) Электронно-микроскопическое изображение решётки треугольных частиц. (б) Магнитно-силовое изображение остаточного состояния этой решётки после намагничивания в сильном поле, приложенном вдоль основания треугольников.

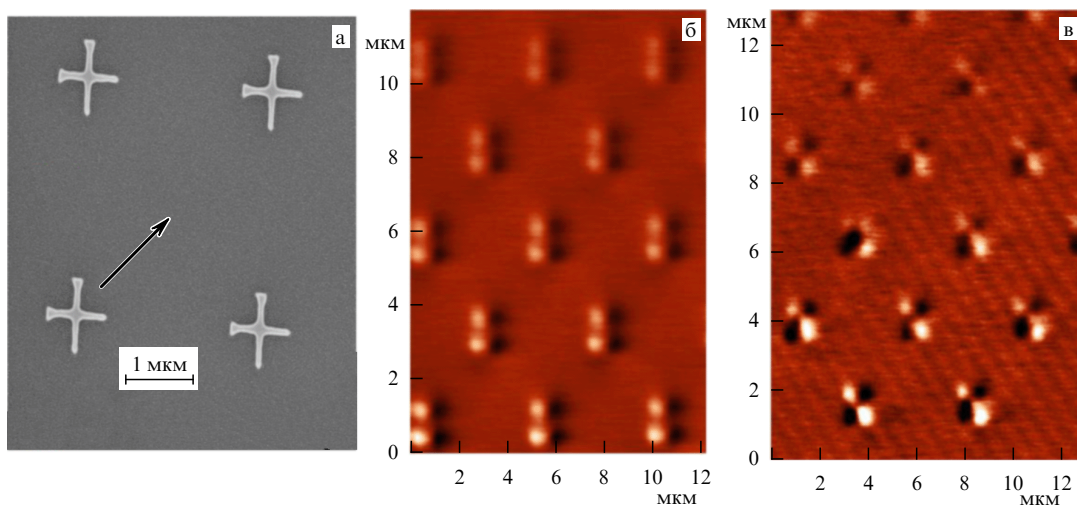


Рис. 2. (а) Электронно-микроскопическое изображение решётки крестообразных частиц. (б) Магнитно-силовое изображение остаточного состояния решётки после намагничивания в поле величиной 1 кЭ (направление внешнего поля указано стрелкой на рис. а). (в) Магнитно-силовое изображение остаточного состояния решётки частиц после приложения поля величиной 250 Э.

Для реализации антивихревого состояния нами была создана решётка ферромагнитных частиц крестообразной формы (рис. 2а). Особенностью этих частиц является наличие утолщений на двух из четырёх сторон креста. Внешнее магнитное поле прикладывается под углом 45° к сторонам крестообразной частицы так, как показано стрелкой на рис. 2а. Остаточное состояние системы после намагничивания во внешнем поле величиной 1 кЭ, показанное на рис. 2б, соответствует квазиодно-родному магнитному состоянию крестов. Остаточное состояние решётки после намагничивания в поле величиной 250 Э (рис. 2в) соответствует антивихревому состоянию частиц, что проявляется в смене вблизи краёв креста дипольной симметрии в распределении "магнитных зарядов" квадруольной.

5. Ферромагнитные наноструктуры со спиральным распределением намагниченности

Неколлинеарные состояния могут реализовываться в многослойных ферромагнитных наночастицах в результате магнитостатического взаимодействия слоёв, а устойчивость этих состояний определяется формой частиц [29].

Рассмотрим три магнитных диска, разделённых ди-электрическими прослойками. Распределение намагниченности в каждом диске будем считать однородным. Магнитостатическое взаимодействие между слоями носит дальнедействующий антиферромагнитный характер и, как показано теоретически [30, 31], приводит к спиральному основному состоянию системы. Такая ситуация реализуется при условии, что энергия взаимодействия между дисками много больше энергии анизотропии, связанной, например, с их формой. Для экспериментального анализа магнитного состояния многослойной частицы можно использовать зависимость её электросопротивления от внешнего магнитного поля. Предполагая, что полевая зависимость сопротивления многослойной ферромагнитной частицы обусловлена эффектами об-менной природы и пропорциональна скалярному произведению магнитных моментов слоёв [32], имеем

$$R = R_{01} + R_{02} - R_1 \cos \theta_{12} - R_2 \cos \theta_{23}, \quad (13)$$

где $\theta_{12}(\theta_{23})$ — угол между магнитными моментами первого и второго (второго и третьего) дисков, R_{01}, R_1 (R_{02}, R_2) — сопротивления первого (второго) туннельного контакта при параллельной ориентации магнитных моментов дисков, $\theta_{12} = \theta_{23} = 0$. Магнитное состояние многослойных частиц можно исследовать также методом магнитно-силовой микроскопии. Однако применение этого метода затруднено из-за доминирующего вклада верхнего магнитного слоя в измеряемый сигнал [30].

На рисунке 3 схематически изображена многослойная магнитная частица, встроенная в тонкоплёночную электродную систему, подключённую к измерительной аппаратуре. Магнитная частица формировалась из тонкоплёночной структуры $\text{Co}(10 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{Co}(5 \text{ нм})/\text{AlO}_x(2 \text{ нм})/\text{Co}(10 \text{ нм})$. Метод формирования подробно изложен в нашей работе [29].

На рисунке 4а представлена экспериментальная зависимость относительного изменения сопротивления круглой (диаметром $\approx 250 \text{ нм}$) частицы $r(H) = (R(H) - R(H \rightarrow \infty))/R(H \rightarrow \infty)$ от внешнего магнитного поля,

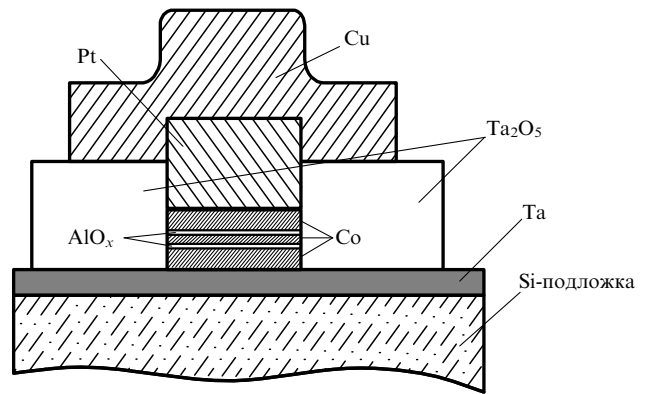


Рис. 3. Схематическое изображение многослойной магнитной частицы, встроенной в тонкоплёночную электродную систему.

направление изменения которого указано стрелкой. Минимальным сопротивлением многослойная частица обладает при больших значениях поля, $|H| > 400 \text{ Э}$. При малых магнитных полях, $|H| < 200 \text{ Э}$, сопротивление исследуемой системы максимально. При больших внешних магнитных полях магнитные моменты всех дисков параллельны и, согласно формуле (13), сопротивление системы минимально. При уменьшении абсолютной величины магнитного поля происходит разориентация магнитных моментов слоёв, что приводит к возрастанию сопротивления.

Наибольший интерес представляет область малых магнитных полей. Достигнув максимума, сопротивление системы вновь убывает, и в нулевом внешнем поле относительное изменение сопротивления $r(0) \approx 0,75 r_{\text{max}}$, где r_{max} — значение r в максимуме. Изменение направления внешнего поля приводит к резкому возрастанию сопротивления (участок А–В на рис. 4а). При дальнейшем увеличении поля сопротивление вновь достигает максимума. Такая зависимость сопротивления от внешнего магнитного поля позволяет предположить, что в нулевом внешнем поле распределение намагниченностей в слоях неколлинеарно.

Пусть максимуму сопротивления соответствует коллинеарное "антиферромагнитное" распределение моментов, а в отсутствие поля реализуется симметричное неколлинеарное состояние, $\theta_{12} = \theta_{23} = \theta$. Тогда, используя формулу (13) и экспериментальное значение $r(0) = 0,75 r_{\text{max}}$, получим $\theta \approx 120^\circ$. Этот сценарий подтверждается результатами компьютерного моделирования.

При увеличении анизотропии частиц угловые фазы становятся неустойчивыми и на зависимости сопротивления от магнитного поля будут наблюдаться особенности, соответствующие переходам между коллинеарными фазами. Были изготовлены многослойные частицы, имеющие примерно те же толщины слоёв, что и у первого образца, но с латеральными размерами $100 \times 200 \text{ нм}$. В качестве ферромагнитных слоёв использовались плёнки CoFe с коэрцитивностью, превышающей коэрцитивность плёнок Co , но позволяющие добиться более высоких значений $r(H)$.

На рисунке 4б представлена зависимость относительного изменения сопротивления этого образца от внешнего поля, приложенного вдоль длинной оси частицы. Действительно, наблюдаются скачки сопротивления, соответствующие переходам между коллинеарными состояниями, отмеченными на рисунке. Используя экспе-

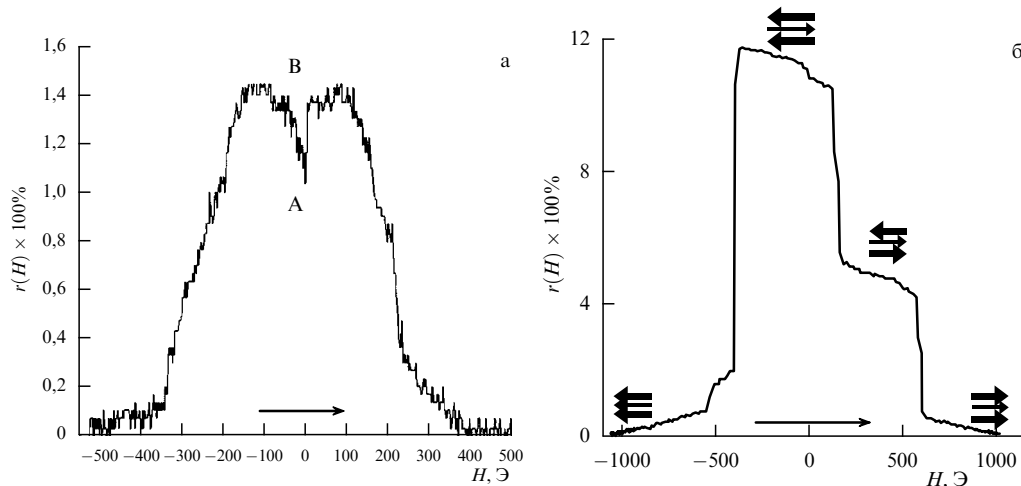


Рис. 4. (а) Экспериментальная зависимость $r(H)$ для круглой частицы диаметром 250 нм при толщине слоёв Co(10 нм)/AlO_x(2 нм)/Co(5 нм)/AlO_x(2 нм)/Co(10 нм); стрелкой указано направление изменения внешнего поля. (б) Экспериментальная зависимость $r(H)$ для "эллиптической" частицы с латеральными размерами 200 × 100 нм при толщине слоёв CoFe(10 нм)/AlO_x(2 нм)/CoFe(5 нм)/AlO_x(2 нм)/CoFe(10 нм); магнитное поле приложено вдоль длинной оси частицы.

риментальные данные, получаем, что "магнитозависимые" части сопротивлений переходов $R_{1,2}$ (см. формулу (13)) различаются не более чем на 20 %. Результаты этого эксперимента указывают, во-первых, на достаточно высокую идентичность двух последовательно соединённых туннельных переходов, составляющих исследуемую структуру, а во-вторых, на принципиально важную роль анизотропии в формировании неколлинеарных состояний.

6. Заключение

Итак, нами получены следующие результаты:

- предсказаны новые транспортные, оптические и нейтронно-оптические эффекты в ферромагнитных системах с некомпланарным распределением намагниченности;

- развиты методы нанолитографии и зондовой микроскопии, позволившие реализовать вихревые, анти-вихревые и спиральные распределения намагниченности в ферромагнитных наноструктурах;

- установлено, что в многослойных ферромагнитных частицах анизотропной формы существуют устойчивые коллинеарные состояния, различающиеся величиной сопротивления, что делает перспективным использование таких систем в устройствах хранения и обработки информации.

Несмотря на определённые успехи в исследовании ферромагнитных наноструктур с неоднородным распределением намагниченности, пока не удалось экспериментально наблюдать ни одного из предсказанных "обменных" эффектов. Кроме того, в настоящей статье не затронуты вопросы, связанные с магнитоэлектрическим эффектом в неоднородных магнетиках [33, 34], явлениями в нестационарных и неоднородных магнитных структурах (см., например, [35]) и др. Всё это позволяет заключить, что проблема далеко не исчерпана и требуется продолжение исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (11-02-00294-а, 11-02-00589-а, 11-02-00434-а), программ РАН "Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов", "Спиновые явления в твердотельных

наноструктурах и спинтроника", "Квантовая макрофизика" и Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

1. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
2. Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
3. Julliere M *Phys. Lett. A* **54** 225 (1975)
4. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971) [Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: J. Wiley, 1974)]
5. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982) [Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon, 1984)]
6. Андреев А Ф, Марченко В И *УФН* **130** 39 (1980) [Andreev A F, Marchenko V I *Sov. Phys. Usp.* **23** 21 (1980)]
7. Fraerman A A, Udalov O G *Phys. Rev. B* **77** 094401 (2008)
8. Mironov V L et al. *Phys. Rev. B* **81** 094436 (2010)
9. Aharonov Ya, Stern A *Phys. Rev. Lett.* **69** 3593 (1992)
10. Изюмов Ю А, Найш В Е, Озеров Р П *Нейтроннография магнетиков* (М.: Атомиздат, 1981) [Izyumov Yu A, Naish V E, Ozerov R P *Neutron Diffraction of Magnetic Materials* (New York: Consultants Bureau, 1991)]
11. Матвеев В М, Нагаев Э Л *ЖЭТФ* **69** 2151 (1975) [Matveev V M, Nagaev E L *Sov. Phys. JETP* **42** 1094 (1975)]
12. Loss D, Goldbart P, Balatsky A V *Phys. Rev. Lett.* **65** 1655 (1990)
13. Tatar G, Kohno H *Phys. Rev. B* **67** 113316 (2003)
14. Караштин Е А, Удалов О Г, Фраерман А А *ЖЭТФ* **136** 1127 (2009) [Karashtin E A, Udalov O G, Fraerman A A *JETP* **109** 973 (2009)]
15. Фраерман А А, Удалов О Г *Письма в ЖЭТФ* **87** 187 (2008) [Fraerman A A, Udalov O G *JETP Lett.* **87** 159 (2008)]
16. Караштин Е А, Удалов О Г *ЖЭТФ* **140** 113 (2011) [Karashtin E A, Udalov O G *JETP* **113** 992 (2011)]
17. Игнатович В К, Никитенко Ю В, Фраерман А А *ЖЭТФ* **137** 886 (2010) [Ignatovich V K, Nikitenko Yu V, Fraerman A A *JETP* **110** 775 (2010)]
18. Татарский Д А, Удалов О Г, Фраерман А А *ЖЭТФ* **142** 710 (2012) [Tatarsky D A, Udalov O G, Fraerman A A *JETP* **115** (4) (2012)]; arXiv:1101.2735
19. Cowburn R P et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 1042 (1999)
20. Mironov V L et al. *J. Appl. Phys.* **106** 053911 (2009)
21. Chang J et al. *J. Appl. Phys.* **100** 104304 (2006)
22. Миронов В Л и др. *ФММ* **110** 708 (2010) [Mironov V L et al. *Phys. Met. Metallogr.* **110** 708 (2010)]
23. Вдовичев С Н и др. *ФТТ* **48** 1791 (2006) [Vdovichev S N et al. *Phys. Solid State* **48** 1902 (2006)]
24. Yakata S et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 222503 (2010)
25. Udalov O G et al., arXiv:1204.2461

26. Косевич А М, Иванов Б А, Ковалев А С *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны* (Киев: Наукова думка, 1983)
27. Kosevich A M, Ivanov B A, Kovalev A S *Phys. Rep.* **194** 117 (1990)
28. Neubauer A et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 186602 (2009)
29. Вдовичев С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 418 (2011) [Vdovichev S N *JETP Lett.* **94** 386 (2011)]
30. Fraerman A A et al. *J. Appl. Phys.* **103** 073916 (2008)
31. Мухаматчин К Р, Фраерман А А *Письма в ЖЭТФ* **93** 797 (2011) [Mukhamatchin K R, Fraerman A A *JETP Lett.* **93** 716 (2011)]
32. Slonczewski J C *Phys. Rev. B* **39** 6995 (1989)
33. Звездин А К, Пятаков А П *УФН* **179** 897 (2009) [Zvezdin A K, Pyatakov A P *Phys. Usp.* **52** 845 (2009)]
34. Пятаков А П, Звездин А К *УФН* **182** 593 (2012) [Pyatakov A P, Zvezdin A K *Phys. Usp.* **55** 557 (2012)]
35. Fraerman A A, Muhamatchin K R, Tokman I D *Phys. Rev. B* **84** 012402 (2011)

PACS numbers: **61.72.** – y, **62.20.** – x, **62.30.** + d
DOI: 10.3367/UFN.0182.201212i.1351

Нелинейные волновые процессы в деформируемом твёрдом теле как многоуровневой иерархически организованной системе

В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, А.В. Панин

1. Введение

В докладе теоретически и экспериментально обоснована концепция многоуровневого описания деформируемого твёрдого тела как нелинейной иерархически организованной системы. Поверхностные слои и все внутренние границы раздела рассматриваются как самостоятельная планарная функциональная подсистема с ближним порядком. Канализованное пластическое течение в планарной подсистеме является первичным. Оно обуславливает образование и эмиссию в кристаллическую подсистему всех типов деформационных дефектов. Этот процесс развивается по механизму нелинейных волн, которые определяют закон самосогласования пластического течения в иерархически организованных системах. Разрушение связано с волновым структурно-фазовым распадом материала.

Наука о пластичности и прочности твёрдых тел переживает стадию смены парадигмы. В течение длительного времени описание пластической деформации и разрушения твёрдых тел развивалось в рамках линейных приближений механики сплошной среды (макромасштабный уровень) и физики деформационных дефектов в нагруженном твёрдом теле (микромасштабный уровень). Однако в последние десятилетия стало очевидным, что деформируемое твёрдое тело представляет собой многоуровневую иерархически организованную систему, которая должна описываться в рамках нелинейной механики и неравновесной термодинамики [1].

В настоящее время в литературе широко обсуждаются механизмы деформации на нано-, микро-, мезо- и макромасштабных уровнях. К сожалению, в большинстве случаев классификация масштабов сводится только

к размерному фактору, сохраняясь в рамках лишь одноуровневого подхода. Проблемы многоуровневой самоорганизации и учёта нелинейности иерархически организованной системы пока остаются неразработанными.

Принципиально новой в многоуровневом подходе является концепция классификации поверхностных слоёв и всех внутренних границ раздела не как планарных дефектов в кристаллах (согласно подходу, принятому, например, в [2]), а как функциональных нелинейных планарных подсистем, в которых отсутствует трансляционная инвариантность [3–5].

Первичные пластические сдвиги зарождаются не в трансляционно-инвариантном кристалле, а в планарных сильно возбуждённых подсистемах в виде нелинейных сильно канализованных локальных структурных превращений. При распространении таких волновых потоков в планарной подсистеме генерируются деформационные дефекты различных видов. Периодическая эмиссия дефектов в кристаллическую подсистему развивается как нелинейный волновой процесс. Термодинамическая стабильность кристаллической подсистемы в ходе пластической деформации непрерывно снижается, вызывая нелинейность поведения деформируемого твёрдого тела.

Настоящая статья посвящена теоретическому и экспериментальному обоснованию принципиальной важности роли нелинейных волн в пластической деформации и разрушении твёрдых тел.

2. Нелинейные волны

канализованных локальных структурных превращений в планарной подсистеме — основной механизм генерации деформационных дефектов.

Закон самосогласования пластической деформации на различных структурно-масштабных уровнях

Согласно [3], термодинамические основы эволюции зарождения деформационных дефектов как локальных структурных превращений органично представлены на кривой зависимости термодинамического потенциала Гиббса $F = F(V)$ от молярного объёма V , который рассматривается как обобщённый термодинамический параметр (рис. 1). Из выражения $F = U - TS + PV - \sum_{i=1}^n \mu_i C_i$ следует, что при возрастании F в деформируемом твёрдом теле из-за наличия слагаемых U и PV могут возникать локальные минимумы, обусловленные производством энтропии и перераспределением легирующих элементов (или примесей). В соответствии с неравновесной термодинамикой [6], по мере возрастания v в деформируемом кристалле вследствие появления в нём неоднородного механического поля возникают зоны неравновесных состояний, в которых рождается весь спектр деформационных дефектов: дислокации, дисклинации, мезо- и макрополосы локализованной пластической деформации. Наконец, при $V > V_{cr}$, когда потенциал $F(V)$ становится положительным, кристалл в локальных зонах сильно неравновесных состояний теряет термодинамическую стабильность и претерпевает структурно-фазовый распад. Вследствие избыточного молярного объёма в таких зонах формируются трещины (или поры).

Рассмотрение деформируемого твёрдого тела как нелинейной многоуровневой системы позволило установить механизмы формирования локальных зон сильно неравновесных состояний, в которых зарождаются деформационные дефекты различного масштабного уровня.

В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, А.В. Панин. Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, РФ
E-mail: paninve@ispms.tsc.ru