

## Особенности формирования равновесной доменной структуры в многослойных системах

(Представлено академиком НАН Украины В. М. Локтевым)

*Процессы переманчивания в многослойных пленках, состоящих из материалов с различными магнитными свойствами, связаны с образованием в них сложной доменной структуры. Предлагается формализм для описания неоднородных магнитных состояний в таких системах. Показано, что возникающие на межслоевых границах доменные стенки или вихри (обменные пружины) могут создавать дальнедействующие поля, аналогичные полям размагничивания, что, в свою очередь, должно приводить к формированию равновесной доменной структуры. В применении к двухслойным пленкам, состоящим из ферро- и антиферромагнитного слоев, предложенная модель позволяет объяснить такие экспериментально наблюдаемые особенности, как асимметрия петли переманчивания и возникновение доменной структуры при наклонной ориентации внешнего поля по отношению к легкой оси ферромагнетика.*

Процессы формирования и перестройки доменной структуры под действием внешних полей определяют функциональные свойства многих современных материалов. Механизмы возникновения равновесной доменной структуры во всех ферроиках (ферромагнетиках, ферроэлектриках, ферроэластиках) практически одинаковы (см., например, недавний обзор [1]) и опираются а) на наличие границы и граничных условий, способствующих зарождению неоднородного распределения параметра порядка вблизи поверхности образца, а также б) на наличие дальнедействующих полей, которые “распространяют” неоднородность на весь объем образца. С точки зрения термодинамики, разбиение ферроиков на домены определяется принципом Кюри [2], который постулирует симметричное соответствие между причиной и следствием. Иными словами, в отсутствие внешнего поля доменная структура восстанавливает симметрию образца, локально нарушенную возникновением векторного (ферромагнитного, электрического) параметра порядка; внешнее же поле вызывает такое перераспределение доменов, которое восстанавливает соответствие усредненного по объему параметра порядка симметрии поля.

Стандартная теория доменной структуры ферроиков, основанная на учете эффектов размагничивания, деполяризации, раздеформирования, хорошо работает в исходно (т.е. выше температуры Кюри) однородных образцах, симметрия которых определяется формой и структурой кристаллической решетки.

Однако в последнее время особый интерес вызывают синтетические структуры, состоящие из слоев с разными магнитными, электрическими, упругими свойствами. Использование таких систем опирается главным образом на особенности поведения интерфейсов — тонких переходных областей между различными слоями. Упорядочение одного из слоев может, за счет сильного межслоевого взаимодействия, приводить к возникновению в области интерфейса спиральных структур с разным направлением закручивания (хиральностью). Цель данной работы — обобщить теорию доменной структуры на такие системы.

В частности, предметом исследования являются широко используемые двуслойные пленки ферромагнетик (ФМ)/антиферромагнетик (АФМ), в которых наблюдается явление подмагничивания [3]: обменное взаимодействие между АФМ и ФМ слоями приводит к возникновению на интерфейсе так называемых обменных спиралей [4, 5], закрепленных со стороны АФМ слоя. Мы утверждаем, что создаваемые обменными спиральями дальнедействующие поля могут служить причиной формирования и перестройки равновесной доменной структуры в ФМ слое. Разработанный в работе формализм может применяться не только к магнитным, но и к другим ферросистемам, а также к естественным и синтетическим мультиферроикам.

**“Магнитные токи” как альтернатива “магнитным зарядам”.** Стандартная теория формирования доменов в ферромагнетиках (см., например, [6]) исходит из уравнений магнитостатики для потенциального поля размагничивания  $\mathbf{H}_d = -\nabla\Phi_d$ , где  $\Phi_d$  — скалярный потенциал. В такой постановке задачи дивергенция  $\rho_V = \text{div}\mathbf{M}$  намагниченности  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  внутри образца и/или скачок нормальной компоненты намагниченности на поверхности/границе раздела  $\rho_S = (\mathbf{M}_S, \mathbf{n})$  (где  $\mathbf{n}$  — вектор нормали) рассматриваются как источники поля (“заряды”), потенциал которого удовлетворяет уравнению Пуассона  $-\Delta\Phi_d = \rho_V$  с граничными условиями  $\mathbf{n}\nabla\Phi_d = \rho_S$  на поверхности образца. Решение этой задачи хорошо известно:

$$\Phi_d(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ -\int_V \frac{\text{div}\mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \int_S \frac{(\mathbf{M}_S(\mathbf{r}'), \mathbf{n})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' \right], \quad (1)$$

где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума. В силу дальнедействующего, “кулоновского” характера потенциала (1) поле магнитных “зарядов” создает положительный, пропорциональный объему вклад в энергию образца, называемый энергией размагничивания или энергией диполь-дипольного взаимодействия:

$$F_d = \frac{1}{2\mu_0} \left[ \int_V \rho_V(\mathbf{r})\Phi_d(\mathbf{r}) dV + \int_S \rho_S(\mathbf{r}_S)\Phi_d(\mathbf{r}_S) dS \right]. \quad (2)$$

В образцах, форма которых близка к эллиптической, основной вклад в энергию размагничивания определяется усредненной по объему  $V$  образца намагниченностью  $\langle \mathbf{M} \rangle$ , и выражение (2) обычно записывают в виде

$$F_d = \frac{\mu_0}{2} V \langle \mathbf{M} \rangle \hat{\aleph} \langle \mathbf{M} \rangle, \quad (3)$$

где введен тензор размагничивающих коэффициентов

$$\aleph_{jk} = -\nabla_j \nabla_k \int_V \frac{dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (4)$$

Аналогичным образом можно описать и энергию деполяризации в ферроэлектриках.

Подойдем теперь к решению той же задачи магнитостатики несколько иначе. Вместо потенциального поля  $\mathbf{H}_d$  будем работать с вихревым полем  $\mathbf{B}_d = \nabla \times \mathbf{A}_d(\mathbf{r})$ , однозначно определяемым вектор-потенциалом  $\mathbf{A}_d(\mathbf{r})$ . Из уравнений магнитостатики и соотношения  $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ , с учетом кулоновской калибровки  $\text{div}\mathbf{A}_d(\mathbf{r}) = 0$ , получаем для потенциала  $\mathbf{A}_d(\mathbf{r})$  уравнение Пуассона

$$\Delta \mathbf{A}_d = -\mu_0 \mathbf{j}_V \quad (5)$$

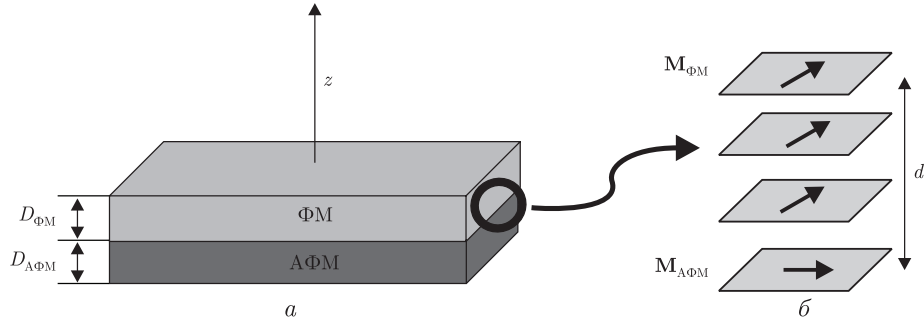


Рис. 1. Двуслойная структура, состоящая из ферромагнитного (ФМ) и антиферромагнитного (АФМ) слоев *a*; разворот вектора намагниченности в переходном слое *б*

с граничными условиями

$$(\mathbf{n} \cdot \nabla) \mathbf{A}_d|_{\text{поверхни}} = -\mu_0 \mathbf{j}_S. \quad (6)$$

В уравнениях (5), (6) роль источников поля играют “магнитные токи”

$$\mathbf{j}_V = \mu_0 \text{rot } \mathbf{M} \equiv \mu_0 \nabla \times \mathbf{M}, \quad \mathbf{j}_S = -\mu_0 \mathbf{n} \times \mathbf{M}_S. \quad (7)$$

Равно как и заряды, “магнитные токи” создают в образце дальнедействующие поля с потенциалом

$$\mathbf{A}_d(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[ \int_V \frac{\nabla \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' - \int_S \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{M}_S(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' \right]. \quad (8)$$

Соответствующий вклад в энергию размагничивания аналогичен выражению (2) и имеет следующий вид:

$$F_d = -\frac{1}{2\mu_0} \left[ \int_V \mathbf{j}_V(\mathbf{r}) \mathbf{A}_d(\mathbf{r}) dV + \int_S \mathbf{j}_S(\mathbf{r}) \mathbf{A}_d(\mathbf{r}) dS \right]. \quad (9)$$

Легко убедиться, что учет энергии размагничивания в форме (9) приводит к тем же результатам, что и стандартное выражение (2). Соответственно, альтернативная формулировка задачи магнитостатики эффективна лишь в случае, когда граничные условия “навязывают” системе образование магнитных вихрей (областей, с отличным от нуля  $\text{rot } \mathbf{M}$ ). Примером подобных системы служат многослойные ФМ/АФМ пленки с эффектом подмагничивания.

**Магнитные пленки с обменным подмагничиванием.** Рассмотрим тонкую пленку, состоящую из ФМ и АФМ слоев (см. рис. 1). В типичной (и практически важной ситуации) температура магнитного упорядочения АФМ материала превышает температуру Кюри ФМ слоя. Будем предполагать, что в плоскости пленки АФМ слой упорядочен однородно и характеризуется вектором антиферромагнетизма  $\mathbf{L}$  в глубине слоя, а также ненулевым вектором намагниченности  $\mathbf{M}_{\text{АФМ}}$  в приповерхностной области. Происхождение  $\mathbf{M}_{\text{АФМ}}$  может быть связано как с нарушением трансляционной симметрии в направлении нормали пленки (ось  $z$ ), так и с несовершенством интерфейса (ступеньки, кристаллические дефекты и пр.). Как правило, именно этот нескомпенсированный магнитный момент и обуславливает

процессы подмагничивания ФМ слоя, хотя возможны и другие ситуации, рассмотрение которых выходит за рамки данной работы.

Ферромагнитный слой характеризуется локальным вектором намагниченности  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}}(\mathbf{r})$ . Магнитная анизотропия слоев такова, что направление АФМ вектора  $\mathbf{L}$  (а, следовательно, и  $\mathbf{M}_{\text{АФМ}}$ ) фиксировано, а намагниченность ФМ слоя может поворачиваться под действием внешнего поля. Наиболее важным свойством системы является наличие сильной обменной связи (так называемого обменного подмагничивания, exchange bias) между магнитными векторами ФМ и АФМ слоев, играющее роль своеобразной “пружины”, препятствующей свободному вращению вектора  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}}(\mathbf{r})$  под действием внешних полей.

В случае, когда ориентация  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}}$  отлична от  $\mathbf{M}_{\text{АФМ}}$ , обменное межслоевое взаимодействие приводит, как показывают эксперименты (см., например, [7–9]), к формированию частичной доменной стенки — “обменной пружины”, расположенной в окрестности границы раздела (см. рис. 1, б). Вызванный полем разворот  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}}$  сопровождается раскручиванием/скручиванием пружины.

Покажем, что однородная в плоскости пленки обменная пружина может служить источником дополнительных размагничивающих полей (8). Для простоты предположим, что 1)  $|\mathbf{M}_{\text{ФМ}}| = |\mathbf{M}_{\text{АФМ}}| = M_0$ ; 2) оба вектора лежат в плоскости пленки; 3) максимальный угол разворота ФМ вектора  $\theta_0 \equiv (\widehat{\mathbf{M}_{\text{ФМ}}, \mathbf{M}_{\text{АФМ}}})$  не превышает  $180^\circ$ . В этом случае нетрудно убедиться в том, что обменная пружина создает в переходном слое  $z \in [-d/2, d/2]$  плотность “магнитного тока”

$$\mathbf{j}(x, y) = \mu_0 \int_{-d/2}^{d/2} \text{rot } \mathbf{M} dz = \mu_0 [\mathbf{n} \times (\mathbf{M}_{\text{АФМ}} - \mathbf{M}_{\text{ФМ}})]. \quad (10)$$

Если толщина переходного слоя существенно меньше толщины магнитных слоев,  $d \ll D_{\text{ФМ}}, D_{\text{АФМ}}$ , можно считать, что “магнитный ток” локализован в бесконечно тонком слое,  $\mathbf{j}_V = \mathbf{j}(x, y)\delta(z)$ . Если плотность “тока” однородна в плоскости пленки, то ток, согласно формуле (8), создает внутри ФМ слоя (с объемом  $V_{\text{ФМ}}$ ) однородное поле с энергией

$$F_d = \frac{V_{\text{ФМ}}}{2\mu_0} \mathbf{j}^2. \quad (11)$$

Энергия (11) “магнитного тока” (а, значит, и обменной пружины) положительна и пропорциональна объему ФМ слоя и в этом смысле аналогична энергии размагничивания.

Можно ли уменьшить вклад (11)? Да, если допустить, что в разных областях пленки пружина закручивается в разные стороны, т. е. возникают области с разным направлением  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}}$  — домены (напомним, что направление  $\mathbf{M}_{\text{АФМ}}$  фиксировано). В этом случае основной вклад в энергию (11) дают средние по плоскости пленки токи:

$$F_d = \frac{V_{\text{ФМ}}}{2\mu_0} \langle \mathbf{j} \rangle^2. \quad (12)$$

Если  $\langle \mathbf{j} \rangle = 0$ , то вклад (11) в полную энергию образца минимален и разбиение на домены выгодно.

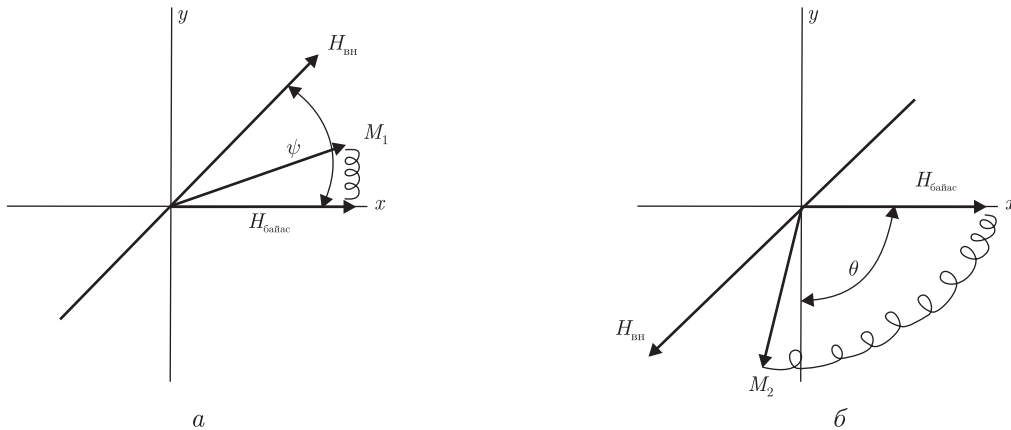


Рис. 2. Равновесные состояния ФМ слоя во внешнем поле  $\mathbf{H}_{\text{ex}}$ , направленном под углом  $\psi$  к легкой оси  $x$ :  $a - \psi < \pi/2$ ;  $b - \psi > \pi/2$ . Волнистой линией показано направление раскручивания “обменной пружины”

Заметим, что формулу (12) с учетом выражения (10) можно представить в виде, аналогичном (3):

$$F_d = \frac{V_{\text{ФМ}}\mu_0}{2} \langle \mathbf{n} \times (\mathbf{M}_{\text{АФМ}} - \mathbf{M}_{\text{ФМ}}) \rangle \widehat{\mathbf{N}} \langle \mathbf{n} \times (\mathbf{M}_{\text{АФМ}} - \mathbf{M}_{\text{ФМ}}) \rangle, \quad (13)$$

где  $\widehat{\mathbf{N}}$  — тензор размагничивающих коэффициентов (4).

Возникает вопрос о соответствии полученного результата двум хорошо известным фактам: 1) формирование доменной структуры определяется теми поверхностями образца, на которых направление легкой оси ФМ перпендикулярно поверхности, т. е., в нашей геометрии, боковыми гранями; 2) доменная граница Блоховского типа (вектор намагниченности вращается в плоскости границы) не создает магнитостатических зарядов и потому имеет меньшую энергию по сравнению с Неелевской (вектор намагниченности вращается перпендикулярно плоскости границы).

Никакого противоречия с известными результатами не возникает, если учесть тот факт, что выражение (11) учитывает только специфические, навязанные явлением подмагничивания граничные условия на поверхности раздела ФМ/АФМ слоев и не учитывает других поверхностей образца. Иными словами, состояние со средними нулевыми токами имеет меньшую энергию по сравнению с состояниями с теми же граничными условиями на свободных поверхностях системы. То же касается и типа доменной границы — в нашей постановке задачи “свободным параметром” является не тип доменной границы (он уже задан системой), а направление вращения в ней вектора ФМ.

**Конкретный пример.** В качестве примера использования формализма “магнитных токов” рассмотрим процесс перемагничивания ФМ/АФМ структуры при произвольной ориентации внешнего поля  $\mathbf{H}_{\text{вн}}$  по отношению к легкой оси и параллельному ей полю подмагничивания  $\mathbf{H}_{\text{байас}} \parallel \mathbf{M}_{\text{АФМ}}$  (см. рис. 2). Из общих соображений очевидно, что если угол  $\psi = (\mathbf{H}_{\text{вн}}, \mathbf{H}_{\text{байас}})$  отличен от нуля или  $\pi$ , равновесная намагниченность ФМ слоя с неизбежностью отклонится от легкой оси (ось  $x$  на рис. 2), возникнет обменная пружина и, как следствие,  $\mathbf{j} \neq 0$ . Будем предполагать, что в этом случае возможны два равновесных состояния с намагниченностями  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$ . Соответствующие объемные доли доменов будем обозначать  $\xi_1 \equiv \xi$  и  $\xi_2 \equiv 1 - \xi$ . Равновесное состояние ФМ слоя определяется из условий

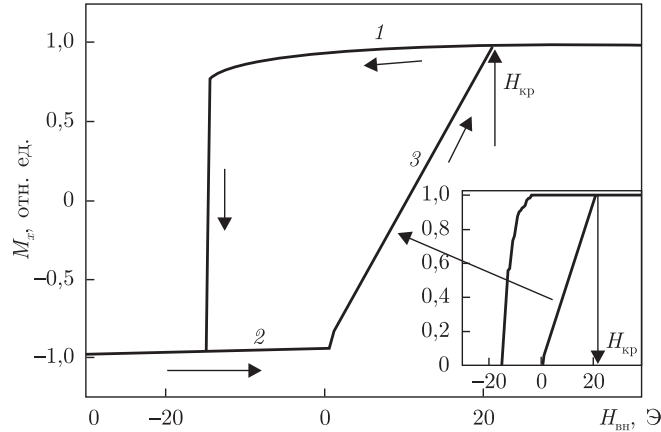


Рис. 3. Кривая перемагничивания ФМ/АФМ пленки, рассчитанная на основании выражения (14) при  $H_{\text{анизотр}} = 40 \text{ Э}$ ,  $H_{\text{байас}} = 10 \text{ Э}$ ,  $\psi = 20^\circ$ . На вставке показана зависимость от внешнего поля  $H_{\text{ex}}$  доли домена  $\xi$ : 1, 2 — однодоменные состояния; 3 — многодоменное состояние

минимума свободной энергии, объемную плотность которой (в единицах поля), с учетом энергии размагничивания (12) представим в виде

$$\begin{aligned} \frac{F}{V_{\text{ФМ}}} = & -\frac{1}{2}H_{\text{анизотр}} \sum_{j=1}^2 \xi_j \cos^2 \theta_j - H_{\text{вн}} \sum_{j=1}^2 \xi_j \cos(\theta_j - \psi) + \\ & + \frac{1}{2}H_{\text{байас}} \left[ \left( \sum_{j=1}^2 \xi_j \sin \theta_j \right)^2 + \left( \sum_{j=1}^2 \xi_j (\cos \theta_j + 1) \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь  $H_{\text{анизотр}}$  — поле собственной магнитной анизотропии ФМ слоя,  $M_0$  — намагниченность насыщения,  $\theta_j$ ,  $j = 1, 2$ , — угол, определяющий ориентацию вектора намагниченности  $\mathbf{M}_j$ . Положительное направление оси анизотропии  $x$  противоположно полю подмагничивания  $\mathbf{H}_{\text{байас}}$  (отрицательное смещение).

На рис. 3 показана зависимость средней компоненты намагниченности  $M_x$  ФМ слоя в зависимости от величины внешнего магнитного поля, рассчитанная путем минимизации энергии (14) по переменным  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\xi$  ( $\psi = 20^\circ$ ). Как видно из рисунка, в области больших положительных полей, где  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}} \parallel \mathbf{H}_{\text{вн}}$ , реализуется однодоменное состояние 1, в котором намагниченность  $\mathbf{M}_1$  образует острый угол с легкой осью (см. рис. 2, а), “растяжение” обменной пружины ненулевое, но малое. По мере уменьшения поля пружина плавно раскручивается до тех пор, пока состояние 1 не потеряет устойчивость и не перейдет скачком в однородное состояние 2, в котором угол между намагниченностью  $\mathbf{M}_2$  и осью  $x$  тупой (см. рис. 2, б)). В состоянии 2 пружина сильно растянута, поэтому при увеличении поля (при  $H_{\text{вн}} \geq 0$ ) система переходит в многодоменное состояние 3. При этом доля 1-го домена монотонно увеличивается вплоть до перехода в монодоменное состояния ( $\xi = 1$ , см. вставку на рис. 3) в поле  $H_{\text{вн}} = H_{\text{кр}}$ :

$$H_{\text{кр}} = 2H_{\text{байас}} \frac{(H_{\text{анизотр}} + H_{\text{байас}})^2 \cos \psi}{(H_{\text{анизотр}} + H_{\text{байас}})^2 \cos^2 \psi + H_{\text{байас}}^2 \sin^2 \psi}. \quad (15)$$

Таким образом, кривая перемагничивания имеет асимметричный вид, в соответствии с экспериментальными наблюдениями (см., например, [10]).

Пусть теперь  $\mathbf{H}_{\text{вн}} \parallel \mathbf{H}_{\text{байас}}$ . Анализ выражения (14) показывает, что в области больших положительных полей  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}} \parallel \mathbf{M}_{\text{ДФМ}}$  и никакой обменной спирали не возникает. При уменьшении величины поля такое состояние будет сохраняться вплоть до потери им устойчивости в поле  $H_{\text{вн}} = H_{\text{кр1}} \equiv H_{\text{байас}} - H_{\text{анизотр}}$ . При  $H_{\text{вн}} < H_{\text{кр1}}$  возникнет состояние с  $\mathbf{M}_{\text{ФМ}} \uparrow \downarrow \mathbf{M}_{\text{ДФМ}}$  и, соответственно, обменная спираль. При увеличении поля это состояние может также сохраняться без изменений вплоть до потери устойчивости при  $H_{\text{вн}} = H_{\text{кр2}} \equiv H_{\text{байас}} + H_{\text{анизотр}}$ . Следовательно, в этом случае процессы перемагничивания происходят скачком, без образования доменов.

Подчеркнем, что в обоих случаях петля перемагничивания смещена на величину  $\propto H_{\text{байас}}$  за счет явления обменного подмагничивания. Это обстоятельство учитывается энергией (12), которой также соответствует последнее слагаемое в (14).

Таким образом, в работе развит феноменологический подход к описанию равновесной доменной структуры в ферромагнитных пленках с закрепленной в магнитном отношении поверхностью. В качестве источников дальнедействующих магнитостатических полей рассматриваются навязываемые граничными условиями вихри в распределении намагниченности — “магнитостатические токи” (вместо обычно рассматриваемых “магнитостатических зарядов”, связанных с потоком намагниченности). Предложенный формализм, будучи полностью эквивалентным стандартному, позволяет эффективно учитывать влияние приграничных “обменных пружин”, вихрей и подобных магнитных неоднородностей на магнитную структуру многослойных пленок с сильным межслоевым взаимодействием обменной природы. В силу известной аналогии между задачами магнито-, электро- и эластостатики этот формализм может быть легко обобщен и на другие системы, состоящие, например, из комбинаций магнитных и ферроэлектрических слоев, ферроэлектриков и пьезоэлектриков и т. п.

1. Catalan G., Seidel J., Ramesh R., Scott J. F. Domain wall nanoelectronics // Rev. Mod. Phys. – 2012. – **84**. – P. 119–156.
2. Curie P. Sur la symétrie dans les phénomènes physiques, symétrie d'un champ électrique et d'un champ magnétique // J. Phys. Theor. Appl. – 1894. – **3**, No 1. – P. 393–415.
3. Nogués J., Schuller I. K. Exchange bias // J. Mag. Mag. Mater. – 1999. – **192**, No 2. – P. 203–232.
4. Mauri D., Siegmann H. C., Bagus P. S., Kay E. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate // J. Appl. Phys. – 1987. – **62**, No 7. – P. 3047–3049.
5. Chien C. L., Gornakov V. S., Nikitenko V. I. et al. Hybrid domain walls and antiferromagnetic domains in exchange-coupled ferromagnet/antiferromagnet bilayers // Phys. Rev. B. – 2003. – **68**, No 1. – 014418, 5 pp.
6. Ахизер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. – Москва: Наука, 1967. – 368 с.
7. Canet F., Mangin S., Bellouard C. et al. Exchange bias phenomena in ferrimagnetic based bilayers // J. Appl. Phys. – 2001. – **89**, No 11. – P. 6916–6918.
8. Dubourg S., Negre N., Warot B. et al. Exchange anisotropy in epitaxial NiO(001)-fcc Co bilayers // Ibid. – 2000. – **87**, No 9. – P. 4936–4938.
9. Scholl A., Liberati M., Arenholz E. et al. Creation of an antiferromagnetic exchange spring // Phys. Rev. Lett. – 2004. – **92**, No 24. – 247201, 4 pp.
10. Kirilyuk A., Rasing Th., Jaffrés H. et al. Domain structures during magnetization reversal in exchange-biased layers // J. Appl. Phys. – 2002. – **91**, No 10. – P. 7745–7747.

**О. В. Гомонай**

### **Особливості формування рівноважної доменної структури в багат шарових системах**

*Процеси перемагнічування в багат шарових плівках, що складаються з матеріалів із різними магнітними властивостями, пов'язані із виникненням в них складної доменної структури. Пропонується формалізм для опису неоднорідних магнітних станів в таких системах. Показано, що доменні стінки або вихори (обмінні пружини), що виникають на міжшарових границях, можуть створювати далекосяжні поля. Ці поля аналогічні полям розмагнічування і повинні, в свою чергу, призводити до формування рівноважної доменної структури. Запропонована модель застосована до двошарових плівок, які складаються з феро- та антиферомагнітних шарів. На основі моделі дана інтерпретація таких особливостей експерименту, як асиметрія петлі перемагнічування та виникнення доменної структури при ненульовому нахилі вектора зовнішнього магнітного поля відносно легкої осі феромагнетика.*

**O. V. Gomonay**

### **Peculiarities of equilibrium domain structure formation in multilayered systems**

*Magnetization processes in magnetic multilayers are related to the formation of complicated domain structures. We propose a model for the description of inhomogeneous magnetic states in such films with magnetically coupled layers. We show that the interfacial domain walls or vortices (exchange springs) can produce long-range fields analogous to demagnetization stray fields and thus can induce the formation of an equilibrium domain structure. The model enables us to interpret some peculiarities of the magnetization curves experimentally observed in ferro-antiferromagnetic bilayers with the exchange bias, namely, the asymmetry of the curve and the formation of a domain structure in the inclined (with respect to the ferromagnetic easy axis) external magnetic field.*