

Однонаправленная анизотропия и шероховатость границы раздела ферромагнетик–антиферромагнетик

© В.Д. Левченко, А.И. Морозов*, А.С. Сигов*

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук,
125047 Москва, Россия

* Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (Технический университет),
117454 Москва, Россия

E-mail: morosov@eot.mirea.ru

(Поступила в Редакцию 18 мая 2001 г.)

Исследованы кривые намагничивания ферромагнитной пленки на антиферромагнитной подложке при наличии фрустраций, вызванных шероховатостью границы раздела. Определены условия возникновения однонаправленной анизотропии и найдена зависимость ее величины от степени шероховатости границы пленка–подложка.

Данная работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 00-02-17162 и программой Минобразования РФ "Университеты России".

Однонаправленная анизотропия проявляется в смещении кривой намагничивания ферромагнитной пленки, нанесенной на поверхность антиферромагнетика (например, NiFe/FeMn, NiFe/CoO, Ni/NiO, Fe/FeF₂, Fe/Cr). Исследованию эффекта однонаправленной анизотропии посвящено большое число работ (см., например, обзор [1]).

Изучим вначале случай, когда спины атомной плоскости антиферромагнетика, параллельной границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик, нескомпенсированы. В рамках простой модели, предполагающей границу раздела идеально гладкой, обменное взаимодействие между спинами пленки и подложки приводит к появлению выделенного направления намагниченности пленки. Перемагничивание пленки во внешнем поле вызывает образование в антиферромагнитной подложке доменной стенки [2,3].

Необходимость энергетических затрат на образование стенки приводит к смещению кривой из симметричного по полю положения на величину [2,3]

$$B_E \sim \frac{(A_{af}K_{af})^{1/2}S_{af}^2}{Ma}, \quad (1)$$

где B — магнитная индукция, A_{af} — обменная жесткость антиферромагнетика, K_{af} — его константа анизотропии в плоскости, параллельной границе раздела пленка–подложка, M — намагниченность ферромагнитной пленки, a — ее толщина.

Конечно, реальная граница раздела не является идеально гладкой, а содержит атомные ступени, изменяющие толщину подложки на один атомный слой. По разные стороны ступени ориентация спинов верхнего атомного слоя антиферромагнетика противоположна. Поэтому независимо от знака обменного интеграла $J_{f,af}$ между спинами пленки и подложки наличие ступеней на границе раздела ведет к фрустрациям. Фазовая диаграмма такой фрустрированной системы была изучена нами в работе [4] в рамках континуальной модели.

Попытка учета неидеальности границы раздела при расчете однонаправленной анизотропии была сделана в работе [5]. При этом предполагалось, что антиферромагнетик представляет собой набор невзаимодействующих между собой гранул.

Механизмы возникновения однонаправленной анизотропии в случае, когда спины атомной плоскости антиферромагнетика, параллельной границе раздела, скомпенсированы, рассмотрены в работах [2,6]. В модели, предложенной в [2], предполагается, что однонаправленная анизотропия обусловлена флуктуациями обменного поля на границе раздела, порождаемыми ее шероховатостью и приводящими к разбиению приповерхностной области антиферромагнетика на микродомены с характерным размером порядка ширины доменной стенки.

В модели [6] степень шероховатости границы раздела не играет существенной роли, а однонаправленная анизотропия возникает вследствие явления, аналогичного спин-флоп переходу в антиферромагнетике, но происходящего в обменном поле, сосредоточенном на границе раздела.

Данная работа посвящена изучению процессов намагничивания и нахождению зависимости величины однонаправленной анизотропии от степени шероховатости в фрустрированной системе ферромагнитная пленка–антиферромагнитная подложка.

1. Описание модели

При нахождении распределений параметров порядка в пленке и подложке мы предполагали, что и вектор намагниченности, и вектор антиферромагнетизма лежат в плоскости, параллельной границе раздела, и характеризуются углом θ_i ($i = f, af$), который параметр порядка образует с выделенной осью в этой плоскости. Условие минимальности обменной энергии в системе пленка–

подложка приводит к уравнениям

$$\Delta\theta_i = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$а) \quad \tilde{\Delta}\theta_f - \frac{\partial\theta_f}{\partial n} = 0 \quad (3)$$

на свободной поверхности пленки, где $\tilde{\Delta}$ — двумерный лапласиан в плоскости пленки, $\frac{\partial}{\partial n}$ — производная в направлении внешней нормали к слою;

$$б) \quad \tilde{\Delta}\theta_i - \frac{\partial\theta_i}{\partial n} = \pm \frac{J_{f,af}S_{i+1}}{J_iS_i} \sin(\theta_i - \theta_{i+1}) \quad (4)$$

на границе пленка–подложка, где J_i — интеграл обмена между спинами, а S_i — среднее значение спина в i -м слое:

в) $\theta_{af} = 0$ в глубине подложки, вдали от границы раздела. Все расстояния обезразмерены на постоянную решетки b , которую мы считаем практически одинаковой в обоих веществах.

Решение системы (2) с граничными условиями (3), (4), дающее распределение параметров порядка в исследуемой структуре, находилось численными методами для случая периодически расположенных параллельных друг другу прямолинейных ступеней. Ось x системы координат лежала в плоскости слоев и была перпендикулярна краям ступеней, а ось z — перпендикулярна плоскости слоев (двухмерный случай). Искомые функции $\theta_i(x, z)$ находились в области $|x| < L$ с периодическими граничными условиями путем разложения в ряд Фурье по переменной x . В результате моделирования была получена фазовая диаграмма ”толщина пленки–шероховатость”.

2. Фазовая диаграмма

Атомные ступени разбивают всю поверхность раздела пленка–подложка на области двух типов. В областях первого типа граничная энергия минимальна, если ферромагнитный и антиферромагнитный параметры порядка параллельны, а в областях второго типа — если антипараллельны.

Если характерное расстояние R между ступенями на границе раздела меньше некоторого критического значения

$$R_c = \delta_f \approx \gamma a, \quad (5)$$

где

$$\gamma = \frac{J_f S_f^2}{J_{af} S_{af}^2} \gg 1, \quad (6)$$

то пленка остается в монодоменном состоянии, а вблизи границы раздела в подложке возникают статические спиновые вихри (рис. 1, *a*).

Вихрь характеризуется двумя пространственными масштабами. В области шириной порядка

$$\delta_0^{af} \approx \frac{(1 + \alpha)b}{\alpha} \sim b, \quad (7)$$

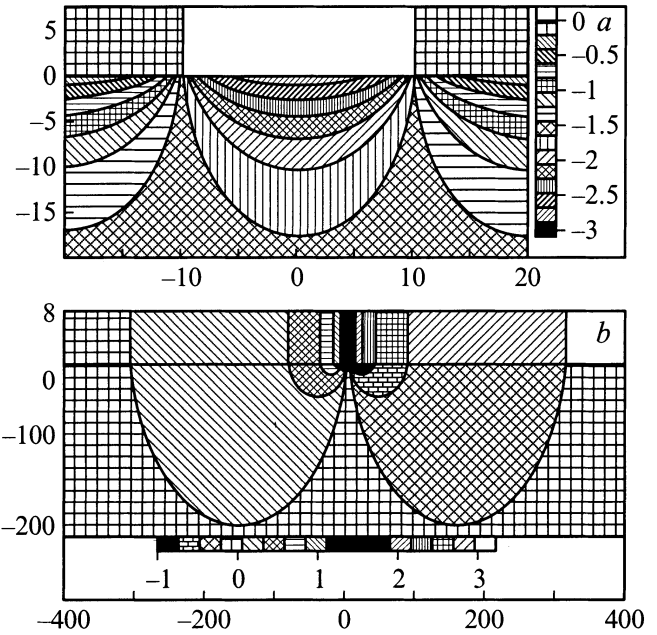


Рис. 1. Распределение параметров порядка в вихревой фазе (*a*) и в доменной стенке (*b*). Границе раздела пленка–подложка соответствует ордината, равная нулю. Все расстояния даны в постоянных решетках. Соотношение между типом штриховки и величиной θ_i , выраженной в радианах, показано на вставке.

где

$$\alpha = \frac{J_{f,af}S_f}{J_{af}S_{af}}, \quad (8)$$

вокруг края ступени значение $\theta_f - \theta_{af}$ на границе раздела не соответствует своему оптимальному значению (0 — по одну сторону ступени и π — по другую), минимизирующему поверхностную энергию. На всей остальной части плоскости раздела шириной $R \gg \delta_0^{af}$, углы $\theta_f - \theta_{af}$ равны оптимальным значениям. Если значение θ_{af} на границе отлично от нуля, то на характерном расстоянии R в глубь подложки происходит постепенное изменение θ_{af} от граничного значения до нулевого.

Если характерное расстояние между ступенями больше критического ($R > R_c$), то пленка разбивается на микродомены, границы которых совпадают с краями атомных ступеней. Направление намагниченностей в соседних доменах противоположно и соответствует минимальной граничной энергии. Важно отметить, что ширина доменной стенки δ_f в случае $a \sim 10-100 \text{ \AA}$ существенно меньше ширины обычной доменной стенки, поскольку величина δ_f определяется конкуренцией обменных взаимодействий, а не энергий обмена и анизотропии.

Как видно из рис. 1, *b*, доменная стенка имеет сложную структуру: наряду с разворотом намагниченности в пленке существуют вихревые искажения антиферромагнитного параметра порядка с характерным размером δ_f . Как и в случае $R < R_c$, значение $\theta_f - \theta_{af}$ на границе

раздела отличается от своего оптимального значения в области шириной δ_0^{af} вблизи края ступени.

Рассмотрим процесс перемагничивания в каждой из фаз.

3. Монодоменная фаза

Пусть намагниченность пленки образует угол ψ с вектором антиферромагнитного параметра порядка в глубине подложки. Тогда в областях первого типа вдали от краев ступеней на границе раздела $\theta_{af} = \psi$, и происходит вращение антиферромагнитного параметра порядка от поверхности в глубь подложки на угол $-\psi$. В областях второго типа θ_{af} на границе равно $\psi - \pi$, и вращение происходит на угол $\pi - \psi$.

Аналогично модели "магнитной близости" Слончевского [7] можно записать энергию взаимодействия пленка-подложка в виде

$$W_1 = [C_1\psi^2 + C_2(\pi - \psi)^2]/2, \quad (9)$$

где

$$C_j \equiv C\sigma_j \approx \frac{J_{af}S_{af}^2\sigma_j}{Rb}, \quad (10)$$

σ_j — площадь, занимаемая областями j -го типа, $j = 1, 2$. При оценке величин C_j в формуле (13) работы [4] допущена неточность. Дело в том, что область, близкая к краю ступеней, вносит вклад в энергию вихря, который содержит большой параметр $\ln\left(\frac{R}{\delta_0^{af}}\right)$, но этот логарифмический вклад не зависит от величины ψ .

Если $\sigma_1 = \sigma_2$, то минимуму энергии в отсутствие внешнего поля отвечает значение $\psi = \frac{\pi}{2}$ [4]. Подобный вывод был сделан в работе [6] для случая компенсированной поверхности антиферромагнетика. В присутствии внешнего поля с индукцией B_0 , направленного параллельно пленке под углом φ к выделенной оси, суммарная энергия системы пленка-подложка в расчете на единицу площади пленки принимает вид

$$w = \frac{C}{2} \left[\frac{(\pi - \psi)^2}{2} + \frac{\psi^2}{2} \right] - B_0 a M \cos(\psi - \varphi). \quad (11)$$

Значение ψ , отвечающее минимуму энергии, а также величины $M_{\parallel} = M \cos(\psi - \varphi)$ и $M_{\perp} = M \sin(\psi - \varphi)$ легко находятся из уравнения

$$\psi = \frac{\pi}{2} = \eta \sin(\varphi - \psi), \quad (12)$$

где безразмерный параметр η равен

$$\eta = \frac{B_0 Ma}{C} \approx \frac{B_0 Ma R b}{J_{af} S_{af}^2}. \quad (13)$$

Если приложить магнитное поле перпендикулярно спонтанной намагниченности пленки ($\varphi = 0$), то кривая

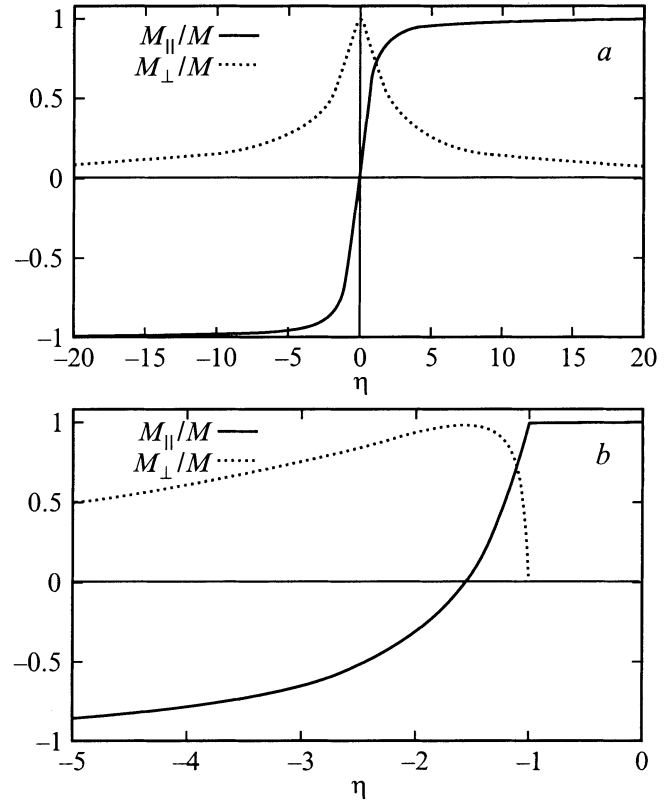


Рис. 2. Вид кривой намагничивания в монодоменной фазе. Магнитное поле приложено перпендикулярно (а) и параллельно (б) спонтанной намагниченности пленки.

намагничивания имеет симметричный вид (рис. 2, а), а характерное поле, в котором происходит разворот вектора намагниченности, соответствует значению $\eta \sim 1$

$$B^* \approx \frac{J_{af} S_{af}^2}{Ma R b}. \quad (14)$$

Легко видеть, что величина B^* существенно зависит от параметра R , характеризующего степень шероховатости границы раздела.

В области полей $B_0 \gg B^*$ величина $\psi \propto B_0^{-1}$ вплоть до значения B_{sf} , при котором происходит спин-флоп переход в антиферромагнитной подложке. Дальнейшее зависит от знака $J_{f,af}$. При ферромагнитном обмене между спинами пленки и подложки ψ скачком становится равным нулю или π (в зависимости от знака B_0), намагниченность пленки достигает максимальной величины, а намагниченность системы растет за счет намагниченности подложки. При противоположном знаке обмена возникает конкуренция между обменным взаимодействием, ориентирующим векторы намагниченности пленки и подложки антипараллельно, и действием магнитного поля, которое стремится сориентировать их параллельно направлению поля. С этим эффектом может быть связан положительный сдвиг кривой намагничивания в пленках FeF_2/Fe , охлажденных в сильных магнитных полях [1].

При дальнейшем рассмотрении ограничимся областью полей $B_0 < B_{sf}$ и будем пренебрегать намагниченностью подложки.

Если же внешнее магнитное поле параллельно спонтанной намагниченности ($\varphi = \frac{\pi}{2}$), то при $\eta \geq -1$ величина $\psi = \frac{\pi}{2}$ и $M_{\parallel} = M$. При $\eta < -1$, $|\eta| - 1 \ll 1$ имеет место корневая особенность: $\frac{\pi}{2} - \psi = [6(|\eta| - 1)]^{1/2}$. Величина M_{\parallel} обращается в нуль при $\eta = -\frac{\pi}{2}$, так что кривая намагничения смещена в область отрицательных полей (рис. 2, *b*). Значение поля однонаправленной анизотропии равно

$$B_E = \frac{\pi C}{2Ma} \sim B^*. \quad (15)$$

Как и в случае $\varphi = 0$, при $|\eta| \gg 1$, $\eta < 0$ значение M_{\parallel} стремится к насыщению, т. е. к значению $-M$, как $|B_0|^{-1}$.

Вид кривых намагничения, изобарженных на рис. 2, *b*, качественно согласуется с видом экспериментальных петель гистерезиса в бислоях CoO/Co [8], пермаллой/FeMn [9,10] и CoNi/FeMn [11], а зависимость $B_E \propto R^{-1}$, следующая из (15), объясняет наблюдающуюся в [12] обратно пропорциональную зависимость B_E от размера кристаллитов CoO в системе пермаллой/CoO.

В перемагнитном состоянии разворот антиферромагнитного параметра порядка в областях одного типа происходит на угол $\frac{\pi}{2}$, а в областях другого типа — на $\frac{3\pi}{2}$. Такое состояние является метастабильным. Для перехода к основному состоянию в областях с углом разворота $\frac{3\pi}{2}$ антиферромагнитный параметр порядка должен провернуться на один оборот (от $\frac{3\pi}{2}$ и $-\frac{3\pi}{2}$). Но для этого должно произойти виртуальное разрушение порядка на поверхности, которую по аналогии со сверхпроводниками можно назвать плоскостью проскальзывания фазы, т. е. система должна квантовым или классическим образом преодолеть потенциальный барьер.

Разность энергий метастабильного и стабильного состояний в насыщении превосходит энергию образования доменной стенки, поэтому в антиферромагнетике можно возникнуть доменная стенка, параллельная границе раздела, что приведет к развороту на угол π вектора антиферромагнитного параметра порядка вблизи границы раздела и к уменьшению энергий вихрей.

Все предыдущее рассмотрение было проведено для случая $\gamma \gg 1$. Если же $\gamma \ll 1$, антиферромагнитный параметр порядка в подложке остается практически однородным, а наличие фрустраций приводит к искажениям параметра порядка в ферромагнитной пленке [13]. При этом монодоменное состояние возникает при $a \gg R$, а вихри — вблизи границы раздела в пленке. Кривые намагничения в этом случае аналогичны полученным, а их характерные параметры могут быть определены в результате замены J_{af} на J_f и S_{af} на S_f в формуле (10).

Если при $\gamma \gg 1$ поверхностная энергия не зависит от намагниченности пленки, то при $\gamma \ll 1$ она пропорциональна M^2 . В области значений $\gamma \sim 1$ имеет

место кроссовер между этими двумя зависимостями. При этом спиновый вихрь перемещается из подложки в пленку. Обнаруженная в [11] зависимость поверхностной энергии $\sigma \propto M^{1/2}$ для двухслойной системы Co–Ni/FeMn может быть объяснена тем, что данному образцу соответствует значение $\gamma \sim 1$.

4. Полидоменная фаза

В этой фазе в отсутствие внешнего магнитного поля искажения в подложке захватывают только область доменной стенки шириной порядка δ_f , расположенную вблизи края ступени (рис. 1, *b*). Пусть во внешнем поле намагниченность в домене отклоняется от первоначального направления на некоторый угол β , вектор антиферромагнетизма на поверхности подложки отклоняется вслед за ней, и в подложке возникает статический вихрь, в котором антиферромагнитный параметр порядка разворачивается на угол β . Связанная с этим энергия в расчете на единицу площади пленки с логарифмической точностью равна

$$w_1 = \frac{J_{af} S_{af}^2 |\beta|}{2Rb} \ln \frac{R}{\delta_f}, \quad (16)$$

где $R \gg \delta_f$.

Энергия доменных стенок на единицу площади с учетом их концентрации $\sim R^{-1}$ равна

$$w_2 \approx \frac{\xi^2 J_f S_f^2 a}{2\delta_f R b} + \frac{\pi}{2} \frac{J_{af} S_{af}^2}{bR} \ln \frac{\delta_f}{\delta_0^{af}}, \quad (17)$$

где ξ — угол разворота намагниченности в доменной стенке.

Во внешнем поле направления векторов намагниченности в соседних доменах сближаются, и значение ξ стремится к нулю (тип 1), либо к 2π (тип 2) в зависимости от первоначального направления вращения вектора намагниченности в доменной стенке (рис. 3).

При изменении направления поля на противоположное в доменных стенках первого типа угол разворота стремится к 2π , а в доменных стенках второго типа — к нулю.

Вообще говоря, вид кривой намагничения зависит от доменных стенок каждого типа.

Для простоты рассмотрим ряд параллельных эквидистантных ступеней на границе раздела. В этом случае домены двух типов чередуются друг с другом. Изучим сначала ситуацию, когда все доменные стенки принадлежат к одному типу, что возможно, если рост ферромагнитной пленки происходил во внешнем поле.

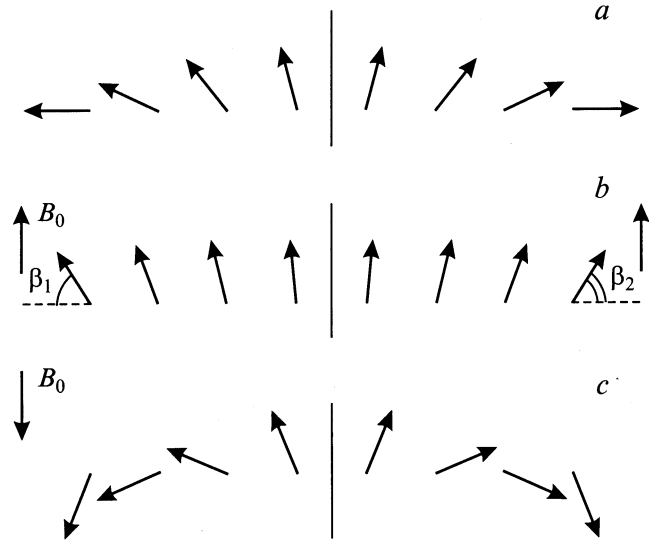


Рис. 3. Разворот вектора намагниченности в доменной стенке в отсутствие внешнего поля (*a*) и в магнитном поле (*b, c*), приложенном перпендикулярно векторам намагниченности в доменах.

Поверхностная плотность энергии системы доменов во внешнем поле B_0 равна

$$\begin{aligned} \tilde{w} = \frac{J_{af}S_{af}^2}{2Rb} & \left\{ \frac{(\pi - \beta_1 - \beta_2)^2 \gamma a}{\delta_f} \right. \\ & + \pi \ln \frac{\delta_f}{\delta_0^{af}} + (|\beta_1| + |\beta_2|) \ln \frac{R}{\delta_f} \\ & \left. - \eta [\cos(\beta_1 - \varphi) - \cos(\beta_2 + \varphi)] \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

где углы поворота намагниченностей в доменах отсчитываются, как показано на рис. 3, *b*.

Минимизируя \tilde{w} по δ_f , находим

$$\delta_f = \gamma a \frac{(\pi - \beta_1 - \beta_2)^2}{\pi - |\beta_1| - |\beta_2|}. \quad (19)$$

Таким образом, ширина доменной стенки убывает при стремлении к нулю угла разворота намагниченности в ней и возрастает вплоть до размера домена R при стремлении этого угла к 2π . Здесь мы предполагаем, что расстояние R меньше, чем ширина обычной доменной стенки в антиферромагнетике $\delta^* = (A_{af}/K_{af})^{1/2}$. В противном случае ($\delta \gtrsim \delta^*$) необходимо принимать во внимание энергию анизотропии в плоскости пленки. При стремлении δ_f к нулю структура стенки изменяется, но это несущественно для кривой намагничивания, так как вклад энергии доменных стенок в \tilde{w} в этом случае пренебрежимо мал.

Поведение системы в магнитном поле существенно зависит от его направления.

При $\varphi = \frac{\pi}{2}$ из симметрии задачи следует, что $\beta_1 = \beta_2$, и плотность энергии \tilde{w} приобретает вид

$$\begin{aligned} \tilde{w}(\beta) = \frac{J_{af}S_{af}^2}{2Rb} & \left\{ \frac{(\pi - 2\beta)^2}{\pi - 2|\beta|} + \pi \ln \frac{R}{\delta_0^{af}} \right. \\ & \left. - (\pi - 2|\beta|) \ln \left[\frac{A(\pi - 2|\beta|)}{(\pi - 2\beta)^2} \right] - 2\eta \sin \beta \right\}, \end{aligned} \quad (20)$$

где $A = R/a\gamma \gg 1$.

Зависимость $\beta(\eta)$ при фиксированном A легко находится из условия минимальности $\tilde{w}(\beta)$ и приведена на рис. 4. Легко убедиться в наличии двух фаз. В диапазоне $\eta_-^* < \eta < \eta_+^*$, где

$$\eta_+^* = \ln \left(\frac{A}{\pi} \right) - 2, \quad (21)$$

$$\eta_-^* = -\ln \left(\frac{A}{\pi} \right) - 6, \quad (22)$$

значение β равно нулю (более тщательный расчет показывает, что в указанном диапазоне β растет пропорционально B_0 : $\beta \approx \eta b/R \ll 1$, причем вихри в подложке не возникают, а имеет место отличие величины $\theta_f - \theta_{af}$ на границе раздела от ее оптимального значения). При $\eta > \eta_+^*$ и при $\eta < \eta_-^*$ значение β растет сначала линейно, а затем выходит на насыщение, причем при $\eta \gg 1$ $\beta(\infty) - \beta(\eta) \propto \eta^{-1} \propto B_0^{-1}$.

Второй отличительной особенностью кривой намагничивания является ее несимметричность, обусловленная преобладанием доменных стенок одного типа. Центру кривой отвечает значение $\eta_0 = -4$, а намагничение при положительных значениях η происходит значительно легче, чем при отрицательных, так как в первом случае энергия доменных стенок падает, а во втором — растет.

При $\varphi = 0$ намагниченность в тех доменах, где она параллельна внешнему полю, остается неизменной ($\beta_1 = 0$). В этом легко убедиться, анализируя поверхностную плотность энергии системы доменов (18),

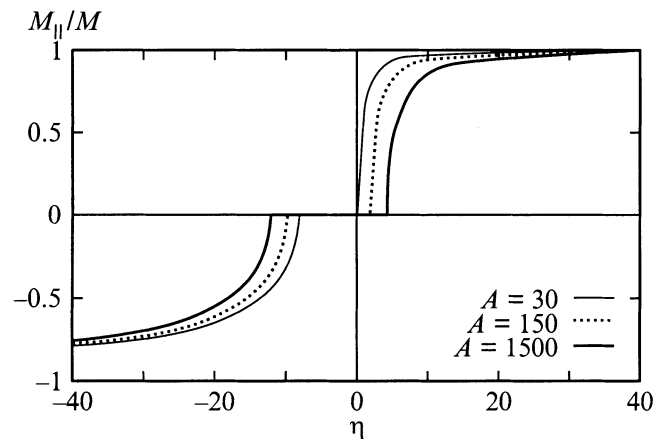


Рис. 4. Вид кривой намагничивания в полидоменной фазе. Магнитное поле приложено перпендикулярно векторам намагниченности в доменах.

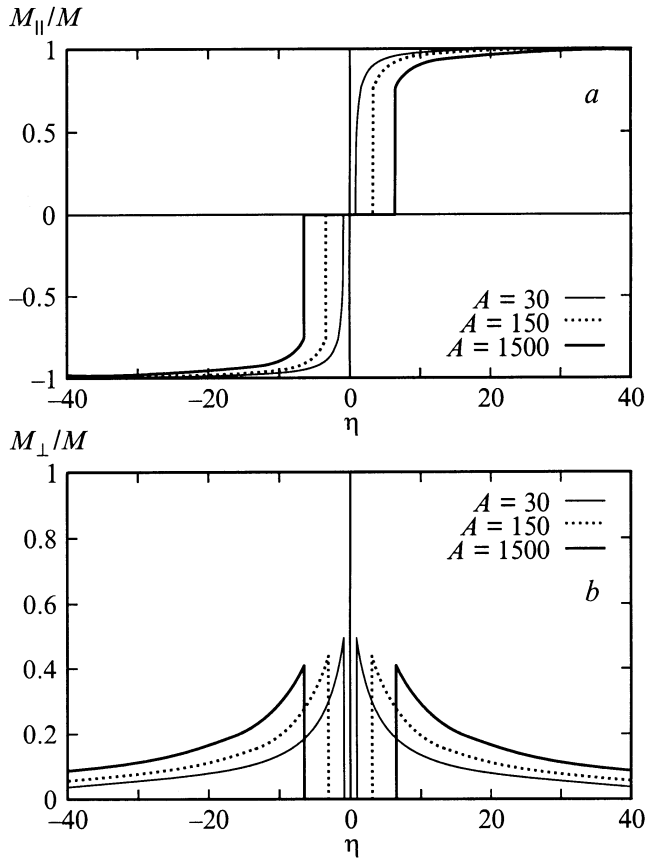


Рис. 5. Вид кривой намагничения в полидоменной фазе. Магнитное поле приложено параллельно векторам намагниченности в доменах.

которая возрастает с ростом β_1 при фиксированном значении $\beta_1 + \beta_2$. Намагниченность в тех доменах, где она антипараллельна внешнему полю, остается неизменной ($\beta_2 = 0$) вплоть до значения $\eta_{cr} \sim \ln A$. При $\eta = \eta_{cr}$ величина β_2 изменяется скачком до значения β_2^* , величины η_{cr} и β_2^* находятся из условия

$$\tilde{w}(\beta_2^*) = \frac{J_{af} S_{af}^2}{2Rb} \left\{ \pi - \beta_2^* + \pi \ln \frac{R}{\delta_0^{af}} - (\pi - \beta_2^*) \ln \frac{A}{\pi - \beta_2^*} - \eta(1 - \cos \beta_2^*) \right\} = \tilde{w}(0) \quad (23)$$

и условия минимума величина $\tilde{w}(\beta_2^*)$. При $\eta \gg 1$ значение β_2 стремится насыщению $\propto B_0^{-1}$.

Вид зависимостей параллельной и перпендикулярной полю составляющих усредненной намагниченности $M_{||}$ и M_{\perp} от B_0 приведен на рис. 5. При изменении знака B_0 значение β_2 остается равным нулю, а изменяется величина β_1 , т.е. кривые намагничения симметричны.

Таким образом, однонаправленная анизотропия в полидоменной фазе обусловлена преобладанием доменных стенок одного типа. В случае равновероятного присутствия стенок обоих типов кривая намагничения, изображенная на рис. 4, становится симметричной, значе-

ние M_{\perp} для случая $\varphi = 0$ обращается в нуль (рис. 5, b). Расчет кривой при случайном чередовании доменных стенок разных типов требует решения связанной системы уравнений для значений β_i в каждом домене.

5. Компенсированная поверхность раздела

Исследуем теперь случай компенсированной поверхности антиферромагнетика. В работе [2] показано, что шероховатость приводит к появлению локальных случайных полей, сопряженных антиферромагнитному параметру порядка. При этом предполагается, что случайное поле $\pm h_0$ ($h_0 \approx J_{f,af}$) возникает в каждой элементарной ячейке на границе раздела.

Покажем, что такое предположение, вообще говоря, неверно. Пусть атомные ступени на границе раздела идут в двух взаимно перпендикулярных направлениях x и y . Тогда вся поверхность раздела разбивается ими на многоугольники с прямыми углами. Продолжая одну из сторон (например, параллельную оси x) каждого внутреннего угла, равного $3\pi/2$, можно разбить многоугольник на прямоугольники. Если длины обеих сторон такого прямоугольника L_x и L_y составляют нечетное число постоянных решетки, т.е. число элементарных ячеек в нем нечетно, то в таком прямоугольнике не происходит компенсации полей, создаваемых спинами приповерхностного атомного слоя пленки. Таким образом, случайное поле возникает не в каждой ячейке, а только на характерной площади $S_0 = 4 \langle L_x^{-1} L_y^{-1} \rangle^{-1}$, где скобки обозначают усреднение по поверхности раздела, а множитель 4 возникает в предположении, что при $R \gg b$ длина ступени с одинаковой вероятностью равна четному или нечетному числу постоянных решетки. Используя формулу [14]

$$P(L) = A \exp\left(-\frac{2L}{R}\right) L \quad (24)$$

для вероятности возникновения ступени длиной L , получаем $S_0 = R^2$.

Характерная флуктуация поля в области с линейным размером l составит в расчете на элементарную ячейку величину порядка

$$\langle h \rangle \sim h_0 \left(\frac{l}{R}\right) \frac{b^2}{l^2} \sim \frac{h_0 b^2}{Rl}, \quad (25)$$

которая в R/b раз меньше, чем введенная в [2].

В этой работе показано, что оптимальный размер доменов, на которые в принципе могла бы разбиться поверхность подложки, составляет величину порядка δ^* ($l = \delta^*$). При этом проигрыш в энергии за счет неоднородности антиферромагнитного параметра порядка составит в расчете на ячейку величину [2] $(A_{af} K_{af})^{1/2} S_{af}^2 b^2$.

Однако даже в случае переоценки в R/b раз выигрыша в энергии границы пленка-подложка за счет возникновения в подложке доменов суммарная энергия системы при

$J_{af} \approx J_{f,af}$ оказывается выше, чем в случае однородного распределения ферромагнитного и антиферромагнитного параметров порядка. Иными словами, фаза с доменами в подложке является метастабильной. Это тем более верно в случае реальной оценки для выигрыша в поверхностной энергии.

Таким образом, в случае компенсированной поверхности антиферромагнетика механизм возникновения однонаправленной анизотропии, предложенный в [2], неэффективен.

Таким образом, результаты работы позволяют прийти к следующим выводам.

1) Однонаправленная анизотропия монодоменной ферромагнитной пленки на некомпенсированной поверхности антиферромагнетика обусловлена возникновением спиновых вихрей на шероховатой границе раздела пленка–подложка, а ее величина обратно пропорциональна ширине ступеней на границе раздела.

2) В случае пленки, находящейся в полидоменной фазе, однонаправленная анизотропия обусловлена преобладанием доменных стенок одного из двух возможных типов, а ее величина пропорциональна разности их концентраций, т.е. тоже обратно пропорциональна ширине ступеней.

3) В случае компенсированной поверхности антиферромагнетика разбиение подложки на антиферромагнитные домены является энергетически невыгодным, а однонаправленная анизотропия обусловлена механизмом, предложенным в работе [6].

Список литературы

- [1] J. Nogues, I.K. Schuller. *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 2, 203 (1999).
- [2] A.P. Malozemoff. *Phys. Rev.* **B35**, 7, 3679 (1987).
- [3] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kag. *J. Appl. Phys.* **62**, 7, 3047 (1987).
- [4] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 9, 544 (2000).
- [5] M.D. Stiles, R.D. McMichael. *Phys. Rev.* **B59**, 5, 3722 (1999).
- [6] N.C. Koon. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 25, 4865 (1997).
- [7] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 1, 13 (1995).
- [8] M. Gruyters, D. Riegel. *Phys. Rev.* **B63**, 052401 (2001).
- [9] K. Liu, S.M. Zhou, C.L. Chien, V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, A.J. Shapiro, R.D. Shull. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 5052 (2000).
- [10] V.I. Nikitenko, V.S. Gornakov, A.J. Shapiro, R.D. Shull, K. Liu, S.M. Zhou, C.L. Chien. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4, 765 (2000).
- [11] S.M. Zhou, C.L. Chien. *Phys. Rev.* **B63**, 104406 (2001).
- [12] K. Takano, R.H. Kodama, A.E. Berkowitz, W. Cao, G. Thomas. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 6, 1130 (1997).
- [13] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. *ЖЭТФ* **114**, 11, 1817 (1998).
- [14] P.R. Pukite, C.S. Lent, P.I. Cohen. *Surface Science* **161**, 1, 39 (1985).