

Магнитная фазовая диаграмма спин-вентильной структуры с антиферромагнитным оксидным слоем

© А.И. Морозов, И.А. Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(технический университет),
Москва, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 27 апреля 2010 г.)

Исследована магнитная фазовая диаграмма трехслойной структуры ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик с антиферромагнитным оксидным слоем переменной толщины. Предсказано наличие трех диапазонов толщин, в которых доменные стенки, порожденные фрустрацией обменного взаимодействия между слоями, имеют различную структуру. Описана структура этих доменных стенок, индуцируемых краями атомных ступеней на границах раздела слоев. Проведено сравнение предсказаний теории с имеющимися экспериментальными результатами, в частности с данными, свидетельствующими о существовании нанодоменного состояния.

1. Введение

Многослойные магнитные наноструктуры ферромагнетик–антиферромагнетик находят широкое применение в устройствах магнетoeлектроники. Поэтому их исследование представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес. В последнее время появился целый ряд работ [1–6] (см. также обзор [7]), в которых исследуются магнитные наноструктуры с антиферромагнитными оксидными слоями. Поскольку эти слои являются диэлектрическими в отличие от ферромагнитных металлических слоев, указанные структуры могут быть использованы для создания устройств на основе эффекта туннельного магнетосопротивления [8].

В работах [1,3,4] исследуется структура из одного [3,4] или двух [1] клиновидных слоев (антиферромагнитного и (или) ферромагнитного), напыленных на толстую ферромагнитную подложку. Причем толщины двух клиновидных слоев изменялись в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости слоя (рис. 1). В работе [9] (см. также обзор [10]) в обменном приближении была предсказана в переменных толщина слоев–шероховатость магнитная фазовая диаграмма спин-вентильной структуры ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик со слоями одинаковой толщины. В более поздней работе [11] был проведен учет энергии одноионной анизотропии.

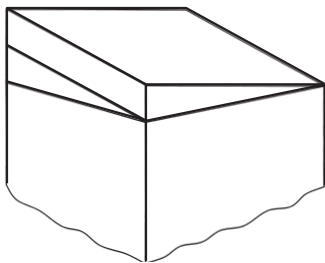


Рис. 1. Трехслойная клиновидная структура.

Как показано далее, фазовая диаграмма структуры, изображенной на рис. 1, существенно отличается от фазовой диаграммы спин-вентильной структуры со слоями одинаковой толщины. Поэтому целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение магнитной фазовой диаграммы указанной структуры и сравнение полученных результатов с данными экспериментов.

2. Фрустрации в трехслойной структуре

Будем исходить из предположения, что атомные плоскости антиферромагнитного оксида, параллельные подложке, являются нескомпенсированными, т.е. содержат атомы только одной из двух подрешеток антиферромагнетика, причем атомы в соседних атомных плоскостях принадлежат разным подрешеткам. В случае плоскостей (001) соединения CoO [4] для этого имеются определенные основания, так как в экспериментах по рассеянию нейтронов в CoO наблюдались два типа магнитного упорядочения: AF-I, описываемый волновым вектором $(0, 0, 1)$, и AF-II, описываемый волновым вектором $(1/2, 1/2, 1/2)$ [12,13]. Можно предположить, что в нанослоях CoO и NiO с ориентацией (001), расположенных между ферромагнитными слоями железа, упорядочение типа AF-II подавляется, и реализуется антиферромагнитный порядок типа AF-I. В случае NiO имеются данные только об упорядочении типа AF-II. Поэтому наша гипотеза требует экспериментальной проверки. Вместе с тем отказ от этой гипотезы не позволяет объяснить наблюдаемое в эксперименте разбиение тонкого ферромагнитного слоя на нанодомены [3,4].

Если атомные плоскости антиферромагнетика, параллельные подложке, являются нескомпенсированными, то наличие на границах раздела слоев атомных ступеней, изменяющих толщину антиферромагнитной прослойки на один атомный слой, ведет к фрустрации обменного взаимодействия между слоями. Действительно, по

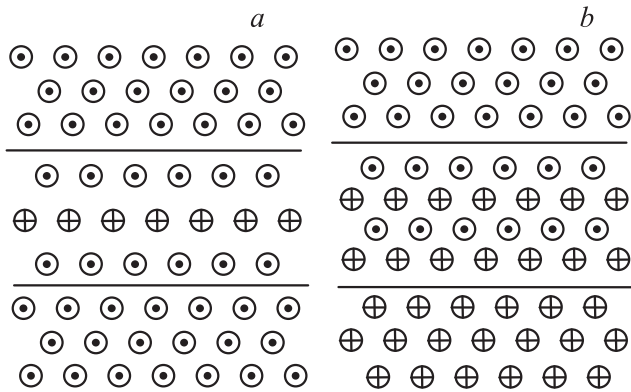


Рис. 2. Ориентация спинов, соответствующая минимальной энергии в случае нечетного (*a*) и четного (*b*) числа атомных плоскостей в антиферромагнитной прослойке.

одну сторону края атомной ступени число атомных плоскостей в слое антиферромагнетика четно, а по другую — нечетно. В случае нечетного числа нескомпенсированных плоскостей антиферромагнетика спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним спинами антиферромагнетика, принадлежащими одной и той же подрешетке (рис. 2, *a*). При любом знаке обменного интеграла $J_{f,af}$ между соседними спинами, расположенными в различных слоях, энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев. Если же число атомных плоскостей в антиферромагнитном слое четно, то спины ферромагнитных слоев взаимодействуют с ближайшими к ним спинами антиферромагнетика, принадлежащими к различным подрешеткам, и энергетически выгодной является антипараллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев (рис. 2, *b*). Налицо фрустрация, порожденная атомной ступенью.

Таким образом, атомные ступени на обеих границах раздела разбивают плоскость, параллельную слоям, на области двух типов: в областях первого типа энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев, а в областях второго типа — антипараллельная.

3. Описание модели

Рассмотрим трехслойную систему ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик при температурах $T \ll T_C, T_N$ (T_C — температура Кюри ферромагнетика, а T_N — температура Нееля антиферромагнетика), когда модули магнитных моментов атомов можно считать неизменными. Ограничимся рассмотрением локализованных квазиклассических спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Направление локализованного спина будем задавать единичным вектором s_i , а его величину включим в соответствующую константу взаимодействия. Тогда энергия обменного взаимодействия

ближайших соседей принимает вид

$$W_{ij}^{\text{ex}} = -J_{ij}(s_i, s_j), \quad (1)$$

где обменный интеграл J_{ij} принимает в ферромагнетике значение $J_f > 0$, в антиферромагнетике — значение $J_{af} < 0$, и значение $J_{f,af}$ на границе раздела (для определенности мы выбрали его положительным). В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая $|J_{af}| \ll J_f$. В противном случае искажения параметра порядка в антиферромагнитной прослойке практически отсутствуют, и задача сводится к задаче об искажениях параметра порядка в ферромагнитной пленке на жесткой антиферромагнитной подложке, рассмотренной в работе [14]. Будем также предполагать, что $J_{f,af}$ и J_{af} одного порядка величины. В этом случае ширина области вблизи края атомной ступени на границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик, в которой относительная ориентация спинов ферро- и антиферромагнетика существенно отличается от оптимальной, порядка межатомного расстояния [9,10]. При этом область слабых искажений магнитных параметров порядка на фазовой диаграмме отсутствует.

Будем считать, пренебрегая различием постоянных кристаллических решеток ферро- и антиферромагнетика, что кристаллические решетки слоев являются продолжением друг друга и что поверхность слоев соответствует срезу (100) кубической объемно-центрированной решетки [7].

Введем декартову ортогональную систему координат с осями, параллельными кристаллографическим, причем оси x и y параллельны „легким“ осям в плоскости слоев, а ось z направлена перпендикулярно слоям. С учетом этого энергия анизотропии имеет вид

$$W_{\text{an}} = K_{\perp} \sum_{i \in f} (s_i^{(z)})^2 - K_{\parallel} \sum_i \left[(s_i^{(x)})^4 + (s_i^{(y)})^4 \right], \quad (2)$$

где $K_{\parallel} > 0$ — константа кристаллической анизотропии, $K_{\perp} > 0$ — константа поверхностной анизотропии ферромагнетика, введенная для того, чтобы учесть энергетическую невыгодность состояний, в которых намагниченность имеет z -составляющую, перпендикулярную поверхности. Прямой учет диполь-дипольного взаимодействия спинов и возникающих размагничивающих полей кардинально усложняет задачу и резко увеличивает время расчета. В дальнейшем ограничимся областью применимости обменного приближения, когда характерная ширина атомных ступеней R на границах раздела и толщины двух тонких клинообразных слоев намного меньше толщин традиционных доменных стенок в ферро- и антиферромагнетике. При этом вклад энергии одноионной анизотропии является несущественным.

Для нахождения равновесного распределения спинов проводилось моделирование их поведения на основе системы уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\hbar \frac{d}{dt} s_i = [s_i, \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \mu \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (3)$$

где μ — затухание, а

$$H_{\text{eff}}^p = -\frac{\partial W}{\partial s_i^p}, \quad (4)$$

$p = x, y, z$, а W — суммарная энергия обмена и анизотропии.

Решение системы уравнений (3) находилось „классическим“ методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Приход к равновесию контролировался по поведению суммарной энергии системы. Моделирование проводилось в случае, когда края атомных ступеней на границах слоев параллельны оси y ортогональной системы координат, т.е. решалась двумерная задача с периодическими по x граничными условиями. Последнее предположение не влияет качественно на полученную фазовую диаграмму толщина слоев–шероховатость.

4. Результаты моделирования

В случае наличия в трехслойной структуре толстого ферромагнитного слоя можно утверждать, что он всегда остается в монодоменном состоянии. Таким образом, наряду с параметром R существуют еще два геометрических параметра: толщина антиферромагнитной прослойки d_{af} и толщина тонкого верхнего ферромагнитного слоя d_{f} . Состояние рассматриваемой спин-вентильной структуры ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик существенно зависит от соотношений энергий обменного взаимодействия спинов в слоях и между слоями, которые задаются двумя безразмерными параметрами

$$\gamma_{\text{af}} = |J_{\text{af}}|/J_{\text{f}}, \quad (5)$$

$$\gamma_{\text{f,af}} = |J_{\text{f,af}}|/J_{\text{f}}. \quad (6)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (2) делает невыгодными состояния, в которых параметры порядка имеют z -компоненту. Поэтому векторы спинов лежат в плоскости слоев, и направление параметров порядка (намагниченности ферромагнетика и вектора антиферромагнетизма, равного разности намагниченностей подрешеток антиферромагнетика) можно задавать углом $\theta_{\text{f,af}}$, который соответствующий параметр порядка образует с осью x в плоскости слоя. Модуль параметра порядка, как уже указывалось, остается неизменным.

Начнем рассмотрение магнитной фазовой диаграммы со случая, когда параметр R намного превосходит все остальные характерные параметры задачи, в частности толщины слоев d_{af} и d_{f} (при этом оставаясь в рамках обменного приближения). В этом предельном случае для того чтобы минимизировать энергию межслойного взаимодействия на всей границе раздела, тонкому ферромагнитному слою выгодно разбиться на домены доменными стенками, перпендикулярными границе раздела слоев. Такая доменная стенка проходит через край атомной ступени на одной из двух границ раздела. Действительно, ступени делят границы раздела на области двух

типов: в областях первого типа энергетически выгодной является параллельная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев, а в областях второго типа — их антипараллельная ориентация. После разбиения тонкого ферромагнитного слоя на 180° домены в каждой области реализуется оптимальная ориентация параметров порядка.

Конечно, при этом энергия системы возрастает на величину энергии возникших доменных стенок, но в силу неравенства $R \gg d_{\text{f}}, d_{\text{af}}$ полидоменная фаза является более выгодной. Толщины таких доменных стенок, порожденных фрустрациями, намного меньше, чем толщины традиционных доменных стенок [9,10,15,16]. Впервые доменная стенка такого типа наблюдалась в работе [17].

В спин-вентильной структуре с одинаковыми толщинами слоев в области применимости обменного приближения при $|J_{\text{af}}| \sim J_{\text{f,af}}$ имеет место только один тип доменной стенки. Доменная стенка пронизывает все три слоя, разворот намагниченностей ферромагнитных слоев в ней происходит в противоположные стороны на угол 90° . Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью того ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит ступени [9,10]. В рассматриваемом нами случае число возможных типов доменных стенок существенно больше. Причем важно, на какой границе раздела расположена атомная ступень. Если она находится на границе с толстым ферромагнитным слоем, то 180° доменная стенка пронизывает два слоя: антиферромагнитную прослойку и тонкий ферромагнитный слой. Если же ступень расположена на границе с тонким ферромагнитным слоем, то 180° доменная стенка пересекает только этот слой. В прослойке в области существования такой доменной стенки возникают искажения антиферромагнитного параметра порядка, но вне этой области по разные стороны атомной ступени направления вектора антиферромагнетизма совпадают.

Структура доменной стенки существенно зависит от толщин слоев. Рассмотрим в качестве переменной величину d_{af} — толщину антиферромагнитной прослойки. Как показано далее, существует три области значений d_{af} , в которых доменные стенки, порожденные фрустрацией, имеют различные черты.

Рассмотрим сначала самые малые значения d_{af} . Доменная стенка, зарождающаяся в прослойке на краю атомной ступени, имеет на границе раздела ширину δ_0 . В этой области вблизи края атомной ступени взаимная ориентация магнитных параметров порядка отличается от оптимальной (параллельной по одну сторону ступени и антипараллельной по другую). За счет этого энергия межслойного взаимодействия в расчете на единицу длины ступени возрастает на величину

$$w_{\text{f,af}} \sim \gamma_{\text{f,af}} \delta_0. \quad (7)$$

Здесь и далее энергии даны в единицах J_{f}/b , а расстояния — в единицах межатомного расстояния b .

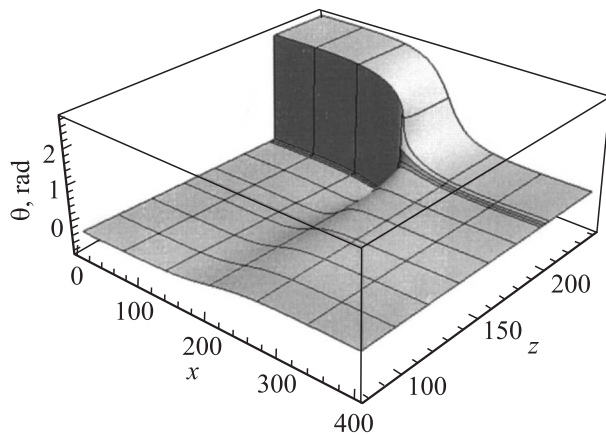


Рис. 3. Вид доменной стенки в случае $d_{af} < \gamma_{af} d_f$. Атомная ступень расположена на границе между тонким ферромагнитным слоем и прослойкой при $x = 100, z = 203$. Антиферромагнитной прослойке соответствуют значения $200 \leq z \leq 203$.

Зародившаяся доменная стенка расширяется по мере удаления от границы раздела. В работе [15] (см. также обзор [10]) было показано, что характерное значение производной $\delta'(z)$, где $\delta(z)$ — толщина доменной стенки, порожденной фрустрацией, составляет величину порядка единицы. Поэтому толщина доменной стенки дорастает до величины порядка d_{af} . После этого линии постоянного значения θ_{af} идут параллельно границам раздела слоев, занимая область $d_{af} < |x| < \delta_{of}$, где δ_{of} — толщина доменной стенки в тонком ферромагнитном слое на границе раздела ферромагнетик–антиферромагнетик, а атомная ступень расположена в точке $x = 0$. Толщина доменной стенки продолжает расти в тонком ферромагнитном слое, достигая на его свободной границе величины порядка d_f (рис. 3).

Значения δ_0 и δ_{of} можно найти из простых энергетических соображений. Дополнительная энергия, связанная с неоднородностью параметра порядка в антиферромагнитной прослойке, составляет в расчете на единицу длины края атомной ступени величину

$$w_{af} \sim \gamma_{af} \left[\ln \frac{d_{af}}{\delta_0} + \frac{\delta_{of} - d_{af}}{d_{af}} \right]. \quad (8)$$

Аналогичная энергия искажений намагниченности в тонком ферромагнитном слое равна

$$w_f \sim \ln \frac{d_f}{\delta_{of}}. \quad (9)$$

Минимизируя суммарную энергию $w_{f,af} + w_{af} + w_f$ по параметрам δ_0 и δ_{of} , получаем

$$\delta_0 \sim \gamma_{af} / \gamma_{f,af}, \quad (10)$$

$$\delta_{of} \sim d_{af} / \gamma_{af}. \quad (11)$$

Условие $\delta_{of} < d_f$ дает ограничение на толщину антиферромагнитной прослойки

$$d_{af} < \gamma_{af} d_f. \quad (12)$$

В области значений толщин антиферромагнитной прослойки $d_{af} > \gamma_{af} d_f$ величина $\delta_{of} > d_f$ и уширением доменной стенки в тонком ферромагнитном слое можно пренебречь (рис. 4). В этом случае энергия w_f имеет вид

$$w_f \sim d_f / \delta_{of}, \quad (13)$$

что дает значение

$$\delta_{of} = (d_f d_{af} / \gamma_{af})^{1/2}. \quad (14)$$

Область значений d_{af} , в которой справедливы указанные формулы, ограничена сверху неравенством $d_{af} < \delta_{of}$, приводящим к условию

$$d_{af} < d_f / \gamma_{af}. \quad (15)$$

При бóльших толщинах d_{af} становится существенным, на какой именно границе раздела находится атомная ступень. Структуры доменных стенок, порожденных ступенями на разных границах раздела, существенно различаются.

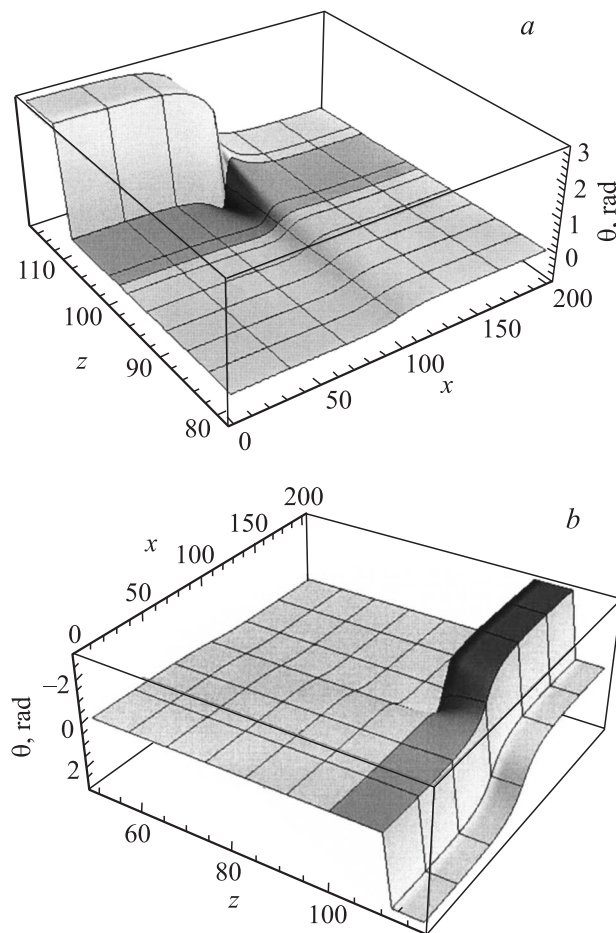


Рис. 4. Вид доменной стенки в случае $\gamma_{af} d_f < d_{af} < d_f / \gamma_{af}$. Атомная ступень расположена на границе между тонким ферромагнитным слоем и прослойкой при $x = 100, z = 110$ (a), на границе между толстым ферромагнитным слоем и прослойкой при $x = 100, z = 100$ (b).

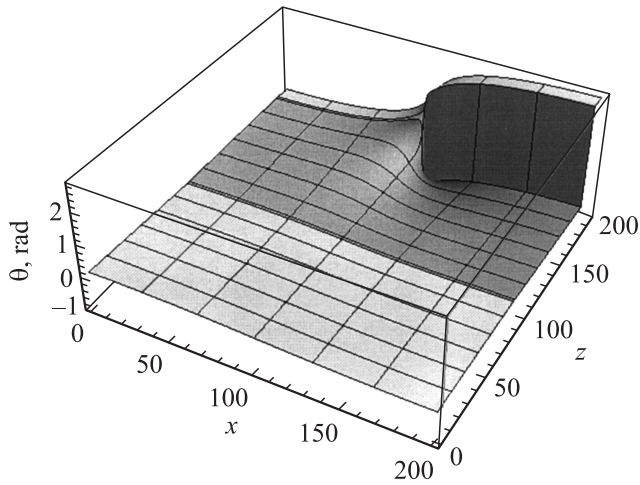


Рис. 5. Вид доменной стенки в случае $d_{af} > d_f/\gamma_{af}$. Атомная ступень расположена на границе между тонким ферромагнитным слоем и прослойкой при $x = 100, z = 185$.

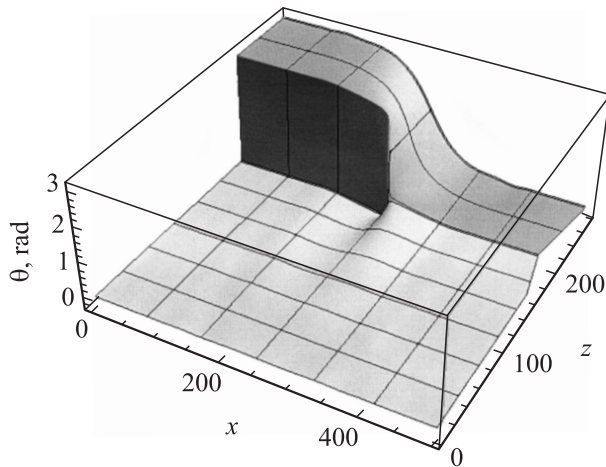


Рис. 6. Вид доменной стенки в случае $d_{af} > d_f/\gamma_{af}$. Атомная ступень расположена на границе между толстым ферромагнитным слоем и прослойкой при $x = 100, z = 200$. Тонкому ферромагнитному слою соответствуют значения $276 \leq z \leq 280$.

Если ступень расположена на границе между тонким ферромагнитным слоем и прослойкой, то искажения антиферромагнитного параметра порядка уже не захватывают всю толщину прослойки, и доменная стенка приобретает вид доменной стенки в двухслойной системе, рассмотренной в работе [16] (рис. 5). Ее толщина в ферромагнитном слое $\delta_{of}^{(1)}$ равна

$$\delta_{of}^{(1)} \sim d_f/\gamma_{af}. \quad (16)$$

Если же доменная стенка порождена атомной ступенью на границе между толстым ферромагнитным слоем и прослойкой, то в рамках обменного приближения

$$\delta_{of}^{(2)} \sim d_{af}. \quad (17)$$

Искажения антиферромагнитного параметра порядка захватывают всю толщину прослойки (рис. 6), и, поскольку $\delta_{of}^{(2)} \gg \delta_{of}^{(1)}$, доменные стенки толщиной $\delta_{of}^{(1)}$ могут существовать на фоне стенки толщиной $\delta_{of}^{(2)}$.

Поскольку в случае $d_f, d_{af} \sim 1$ nm значения толщин доменных стенок также составляют несколько нанометров, при расстоянии между краями атомных ступеней порядка 10 nm, намного превосходящем толщины доменных стенок, в тонком ферромагнитном слое реализуется нанодоменное состояние. Область его существования разбита на три подобласти: $d_{af} < \gamma_{af} d_f$, $\gamma_{af} d_f < d_{af} < d_f/\gamma_{af}$, $d_{af} > d_f/\gamma_{af}$ (фазы 1–3 на рис. 7 соответственно), в которых наблюдаются доменные стенки разного вида. Переход между ними, т.е. трансформация доменных стенок при изменении d_{af} , происходит плавно и не является фазовым переходом.

Найдем теперь границу существования нанодоменного состояния, уменьшая характерное расстояние между краями ступеней R . В подобласти $d_{af} < \gamma_{af} d_f$ доменные стенки начнут перекрываться при $R \sim d_f$. В области значений $\delta_{of} \ll R \ll d_f$ в тонком ферромагнитном слое вблизи границы с антиферромагнитной прослойкой возникнут статические спиновые вихри, аналогичные описанным в работах [15,16] (рис. 8), а в оставшейся части слоя его намагниченность развернется перпендикулярно намагниченности толстого ферромагнитного слоя, чтобы уменьшить энергию спиновых вихрей (фаза 5 на рис. 7).

При $d_{af} \ll R \ll \delta_{of}$ намагниченность тонкого ферромагнитного слоя становится практически однородной, а в антиферромагнитной прослойке формируются 90°

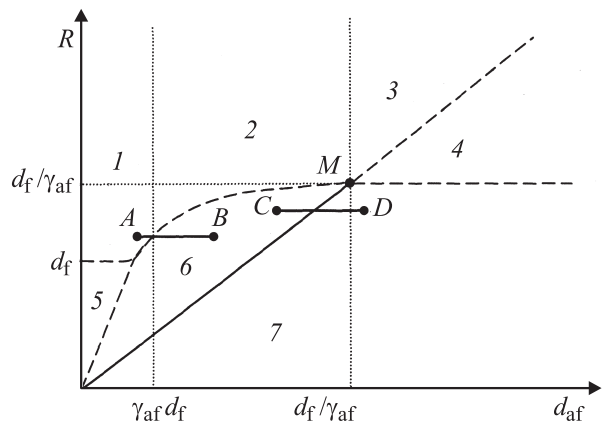


Рис. 7. Фазовая диаграмма трехслойной системы в переменных (R, d_{af}) . 1–4 — нанодоменные фазы, в которых наблюдаются доменные стенки разного вида, 5 — фаза со статическими спиновыми вихрями в тонком ферромагнитном слое, 6 — фаза с обменными спиралями в антиферромагнитной прослойке, 7 — коллинеарная фаза. Сплошная линия соответствует фазовому переходу первого рода, M — критическая точка. Отрезки AB и CD показывают интервалы экспериментальных данных работ [4] и [1].

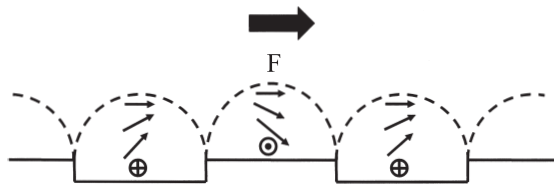


Рис. 8. Спиновые вихри в тонком слое ферромагнетика (F) вблизи границы раздела с прослойкой в фазе 5.

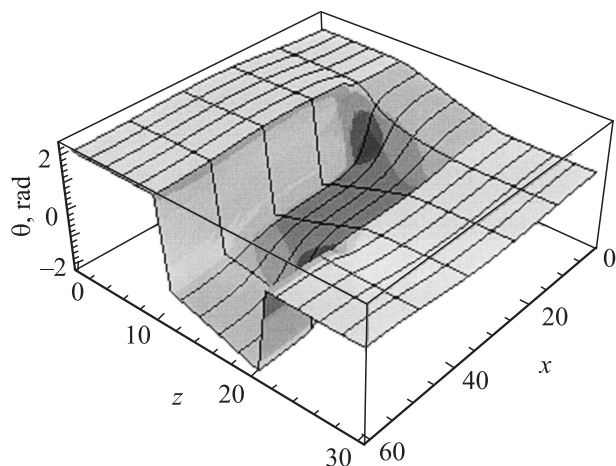


Рис. 9. Спиновые спирали в антиферромагнитной прослойке ($10 \leq z \leq 20$) в фазе 6.

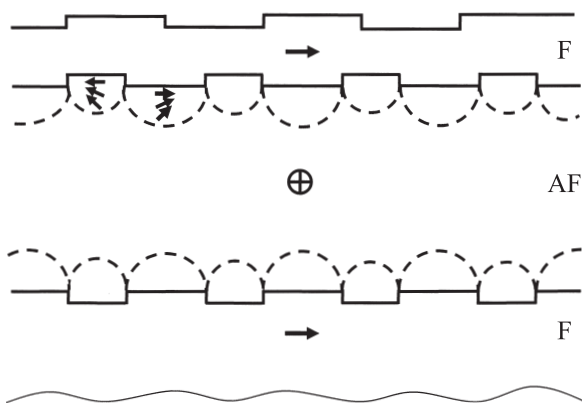


Рис. 10. Ориентация параметров порядка в коллинеарной фазе 7.

обменные спирали (рис. 9). Это фаза 6 на рис. 7 — фаза Слончевского [18].

При $R \ll d_{af}$ статические спиновые вихри формируются в прослойке вблизи каждой из границ раздела слоев (рис. 10), а в остальном объеме прослойки антиферромагнитный параметр порядка ориентируется перпендикулярно намагниченностям ферромагнитных слоев, которые становятся коллинеарными (фаза 7 на рис. 7). И если предшествующие переходы из фазы 1 в фазу 5 и из фазы 5 в фазу 6 с уменьшением R происходили

непрерывным образом и не являлись, строго говоря, фазовыми переходами, то переход из фазы 6 в фазу 7 представляет собой фазовый переход первого рода, при котором ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев скачком изменяется от взаимно перпендикулярной к коллинеарной.

Что же происходит с уменьшением параметра R в подобласти $\gamma_{af} d_f < d_{af} < d_f / \gamma_{af}$? Поскольку в этой подобласти $\delta_{of} \gg d_f$, перекрытие доменных стенок при $R \sim \delta_{of}$ приводит к плавному переходу из фазы 2 в фазу Слончевского 6. При $R \sim d_{af}$ происходит фазовый переход из фазы 6 в фазу 7.

В области $d_{af} > d_f / \gamma_{af}$ с уменьшением R сначала начнут перекрываться стенки толщиной $\delta_{of}^{(2)}$, порожденные ступенями на границе с толстым ферромагнитным слоем. При $R < d_{af}$ вблизи границы раздела с толстым ферромагнитным слоем в прослойке образуются статические спиновые вихри, а в оставшемся объеме прослойки вектор антиферромагнетизма ориентируется перпендикулярно намагниченности толстого ферромаг-

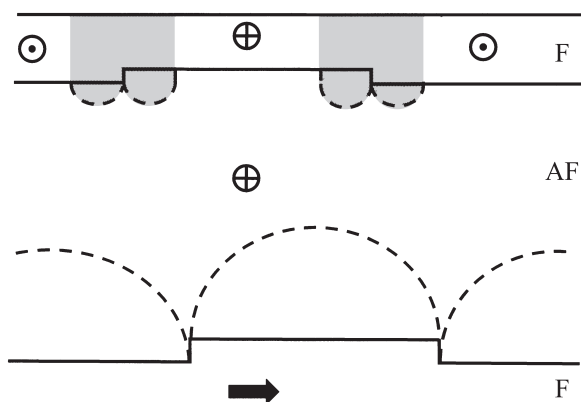


Рис. 11. Ориентация параметров порядка в фазе 4.

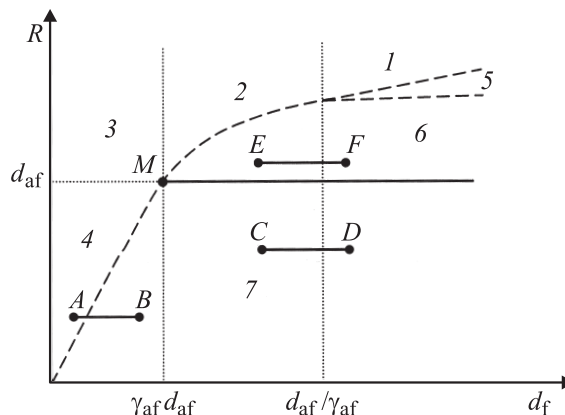


Рис. 12. Фазовая диаграмма трехслойной системы в переменных (R, d_f). Обозначение фаз 1–7 то же, что на рис. 7. Сплошная линия соответствует фазовому переходу первого рода, M — критическая точка. Отрезок AB показывает интервал экспериментальных данных работы [3], отрезки CD и EF — интервал экспериментальных данных работы [1].

нитного слоя (рис. 11). Тонкий ферромагнитный слой при этом находится в полидоменной фазе из-за доменных стенок, порожденных атомными ступенями на его границе с прослойкой (фаза 4 на рис. 7). Ориентация намагниченности в доменах одного типа параллельна, а в доменах другого — антипараллельна вектору антиферромагнетизма. Поскольку переход из фазы 3 в фазу 4 по мере уменьшения R происходит плавно, на фазовой диаграмме существует критическая точка M , в которой заканчивается линия фазовых переходов из фазы 6 в фазу 7.

С дальнейшим уменьшением R при $R \sim \delta_{\text{of}}^{(1)}$ происходит перекрытие доменных стенок в тонком ферромагнитном слое и плавный переход в фазу 7.

В переменных (R, d_f) описанная нами фазовая диаграмма приведена на рис. 12.

5. Сравнение с экспериментом

Наблюдаемое в эксперименте поведение многослойных структур качественно согласуется с приведенными фазовыми диаграммами. Области изменения параметров d_f и d_{af} , соответствующие, по нашему мнению, экспериментальным данным работ [1,3,4], приведены на рис. 7, 12.

Нанодоменное состояние наблюдалось в трехслойных системах Fe/NiO/Fe [3] и Fe/CoO/Fe [4] (см. также обзор [7]).

В системе Fe/NiO/Fe(001), рассмотренной в работе [1], с ростом толщины прослойки при неизменном значении $d_f = 1.4$ nm наблюдался переход от взаимно перпендикулярной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев к их коллинеарной ориентации при $d_{\text{af}} = 4$ nm, что соответствует переходу из фазы 6 в фазу 7. Поскольку в точке перехода $R \sim d_{\text{af}}$, мы получаем оценку для расстояния между краями атомных ступеней $R \sim 4$ nm.

В этой же работе параметр d_f изменялся при неизменных значениях d_{af} . При $d_{\text{af}} < 4$ nm образец находился в фазе 6, и изменение d_f от 1.4 до 5.5 nm не приводило к переходу в другую фазу (отрезок EF на рис. 12). При $d_{\text{af}} > 4$ nm образец находился в фазе 7, и изменение d_f от 1.4 до 4.5 nm не приводило к переходу в другую фазу (отрезок CB на рис. 12), что полностью соответствует предложенной фазовой диаграмме.

В работе [3] исследовалась система Fe/NiO/Fe(100), толщина тонкого ферромагнитного слоя d_f изменялась в пределах 1.3–6 nm при неизменном значении $d_{\text{af}} = 4$ nm. Область исследуемых значений d_f начиналась в фазе 4 ($d_f = 1.3$ nm) и пересекала границу коллинеарной фазы 7 (рис. 12), что приводило к смазыванию картины нанодоменного разбиения.

В работе [4] в многослойной структуре Fe/CoO/Fe при $d_f = 1.4$ nm в диапазоне толщин прослойки $1 < d_{\text{af}} < 5$ nm наблюдались три различных состояния: нанодоменное состояние при $1.5 < d_{\text{af}} < 4$ nm, коллинеарное состояние намагниченностей ферромагнитных

слоев при меньших толщинах прослойки и взаимно перпендикулярная ориентация намагниченностей при толщинах $d_{\text{af}} > 4$ nm. Прослойка CoO отличается от прослойки NiO меньшим значением параметра γ_{af} .

Единственный не интерпретируемый в рамках нашей теории факт отсутствия доменов в системе Fe/CoO/Fe в области малых значений толщин прослойки может быть объяснен наличием ферромагнитных проколов в прослойке, которое не учитывается в нашей модели. При большей толщине прослойки имеет место нанодоменное состояние (фаза 1 или 2) с разбиением тонкого ферромагнитного слоя на 180° домены, которое с ростом толщины прослойки переходит в фазу Слончевского 6 с взаимно перпендикулярной ориентацией намагниченностей ферромагнитных слоев. Исследованная область значений d_{af} в случае многослойной структуры Fe/CoO/Fe не достигала линии фазового перехода в коллинеарную фазу 7.

6. Заключение

Остановимся на возможностях экспериментальной проверки предсказанной фазовой диаграммы. Метод спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии позволяет изучать доменные стенки, порожденные фрустрацией, на поверхности структуры [17,19]. Поэтому имеются возможности для исследования фаз 1–4, в которых верхний тонкий ферромагнитный слой разбит на домены. При этом наибольший интерес представляет обнаружение в фазе 3 доменных стенок двух типов с существенно различающимися толщинами, а также перехода из фазы 3 в фазу 4 с одним типом доменных стенок и намагниченностями доменов, развернутыми на 90° по отношению к фазе 3.

К сожалению, нам неизвестны прямые методы исследования распределений параметров порядка вблизи границ раздела слоев и, в частности, статических спиновых вихрей. Взаимная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев может быть изучена с помощью магнитооптического эффекта Керра [4].

Список литературы

- [1] A. Brambilla, P. Biagioni, M. Portalupi, M. Zani, M. Finazzi, L. Duo. Phys. Rev. B **72**, 174 402 (2005).
- [2] A. Baruth, D.J. Keavney, J.D. Burton, K. Janicka, E.Y. Tsybal, L. Yuan, S.H. Liou, S. Adenwalla. Phys. Rev. B **74**, 054 419 (2006).
- [3] N. Rougemaille, M. Portalupi, A. Brambilla, P. Biagioni, A. Lanzara, M. Finazzi, A.K. Schmid, L. Duo. Phys. Rev. B **76**, 214 425 (2007).
- [4] A. Brambilla, P. Sessi, M. Cantoni, M. Finazzi, N. Rougemaille, R. Belkhou, P. Vavassori, L. Duo, F. Ciccacci. Phys. Rev. B **79**, 172 401 (2009).
- [5] J. Wu, J. Choi, A. Scholl, A. Doran, E. Arenholz, Y.Z. Wu, C. Won, C. Hwang, Z.Q. Qiu. Phys. Rev. B **80**, 012 409 (2009).

- [6] S. Couet, K. Schlage, R. Ruffer, S. Stankov, Th. Diederich, B. Laenens, R. Rohlsberger. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 097 201 (2009).
- [7] M. Finazzi, L. Duo, F. Ciccacci. *Surf. Sci. Rep.* **64**, 139 (2009).
- [8] S.M. Thompson. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 093 001 (2008).
- [9] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ЖЭТФ* **121**, 1149 (2002).
- [10] А.И. Морозов, А.С. Сигов. *ФТТ* **46**, 385 (2004).
- [11] А.И. Морозов, И.А. Морозов. *ФТТ* **50**, 1846 (2008).
- [12] K. Tomiyasu, T. Inami, N. Ikeda. *Phys. Rev. B* **70**, 184 411 (2004).
- [13] S.E. Inderhees, J.A. Borchers, K.S. Green, M.S. Kim, K. Sun, G.L. Strycker, M.C. Aronson. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 117 202 (2008).
- [14] А.И. Морозов. *ФТТ* **50**, 675 (2008).
- [15] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. *ЖЭТФ* **114**, 1903 (1998).
- [16] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 544 (2000).
- [17] U. Schlickum, N. Janke-Gilman, W. Wulfhekel, J. Kirschner. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 107 203 (2004).
- [18] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
- [19] W. Wulfhekel, U. Schlickum, J. Kirschner. *Microscopy Res. Techn.* **66**, 105 (2005).