

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР

В. Д. Левченко

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

А. И. Морозов, А. С. Сигов*

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

Поступила в редакцию 15 ноября 2001 г.

Методами математического моделирования исследованы многослойные структуры ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик (Fe/Cr), фрустрированные вследствие шероховатости границ раздела слоев. Получена фазовая диаграмма трехслойной системы толщина слоев–степень шероховатости их границ раздела, найдены распределения параметров порядка в каждой из фаз. Изучен характер фазовых переходов в этой системе. Определена область применимости модели магнитной близости Слончевского.

PACS: 75.70.-i, 75.70.Fr

1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные магнитные структуры привлекли к себе пристальное внимание после открытия в них явления гигантского магнитосопротивления [1]. За прошедшее десятилетие было опубликовано огромное число работ, посвященных данным структурам, см., например, обзоры [2, 3]. В последнее время внимание исследователей обратилось к многослойным структурам ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик. Примером таких структур, согласно недавним экспериментам по дифракции нейтронов, являются многослойные структуры Fe/Cr [4, 5], в которых слой хрома толщиной $d < 4.5$ нм представляет собой набор ферромагнитных плоскостей с антипараллельной ориентацией спинов в соседних плоскостях. Спины атомов хрома лежат в данных плоскостях, которые, в свою очередь, параллельны (в среднем) границам раздела слоев. Аналогичная структура наблюдалась и в слоях марганца в структурах Fe/Mn [6, 7].

В многослойных структурах ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик обмен между

ферромагнитными слоями обусловлен взаимодействием через антиферромагнитный параметр порядка, а взаимодействие Ридермана–Киттеля–Касуяи–Иосиды (РККИ) представляет вдали от температуры Нееля лишь малую добавку к этому взаимодействию [8]. Для описания взаимодействия через антиферромагнитный параметр порядка Слончевский предложил феноменологическую модель магнитной близости, в рамках которой ферромагнитные слои считаются намагниченными практически однородно, а существенные искажения параметра порядка предполагаются только в антиферромагнитных слоях [9].

Наличие на границах раздела слоев атомных ступеней, изменяющих толщину антиферромагнетика на один моноатомный слой, приводит к фрустрациям в системе ферромагнетик–антиферромагнетик (рис. 1а). Однородное распределение параметров порядка в слоях уже не соответствует минимуму энергии.

Если расстояние между атомными ступенями на поверхности слоя (ширина ступеней R) превышает критическую величину, то энергетически выгодным становится разбиение ферромагнитных слоев на домены [10, 11] (рис. 1б). Границы доменов в плоскости

*E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

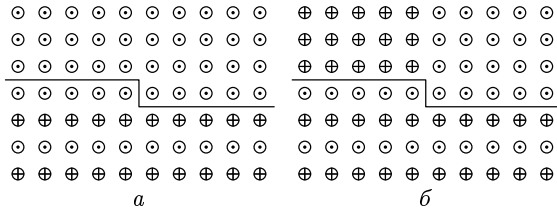


Рис. 1. Фрустрации в системе ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик, вызванные наличием ступеней на границе раздела слоев

слоев совпадают с краями атомных ступеней. Следует отметить, что величина R существенно зависит от технологических условий [12].

Недавние исследования состояния ферромагнитной пленки железа на шероховатой поверхности Cr(001) показали наличие нескольких магнитных фаз в зависимости от толщины пленки и степени шероховатости (величины R) [13].

Все изложенное выше свидетельствует об актуальности рассмотрения вопроса о фазовой диаграмме «толщина–шероховатость» магнитных структур ферромагнетик–слоистый антиферромагнетик. Данному вопросу и посвящена эта работа.

Она имеет следующую структуру. В разд. 2 рассмотрена простая модель, позволяющая качественно описать поведение исследуемой системы. В разд. 3 приведен метод расчета. В разд. 4 получена фазовая диаграмма трехслойной структуры ферромагнетик – антиферромагнетик – ферромагнетик, которую можно обобщить на случай многослойных структур. В Заключение приведены основные результаты работы.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

При описании многослойной структуры ограничимся приближением среднего поля. Введем параметр порядка для каждого слоя — вектор намагниченности для ферромагнитных слоев и вектор антиферромагнетизма, равный разности намагниченностей подрешеток, — для антиферромагнитных.

Известно, что в магнитных слоях, толщины которых составляют десятки ангстрем, спины атомов лежат в плоскости слоев. Поэтому при $T < T_C, T_N$, где T_C — температура Кюри ферромагнитных слоев, а T_N — температура Нееля антиферромагнитных, можно охарактеризовать локальное значение параметра порядка, лежащего в плоскости слоев, углом θ , который тот образует с выделенной осью, так-

же лежащей в плоскости слоя. Модуль параметра порядка будем считать практически неизменным в каждом слое.

В рамках сделанных приближений обменная энергия W_i , обусловленная неоднородностью внутри i -го слоя, представляется в виде

$$W_i = \frac{J_i S_i^2}{2b_i} \int (\nabla \theta_i)^2 dV, \quad (1)$$

где интеграл берется по объему слоя, J_i — обменная жесткость, S_i — среднее значение спина атома, а b_i — межатомное расстояние.

Вариация (1) по параметру θ_i дает уравнение, описывающее распределение параметра порядка в слое

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

Для получения граничных условий необходима более тщательная процедура. Вследствие фрустраций на границах слоев разность $\theta_i - \theta_{i+1}$ может принимать достаточно большие значения, в то время как внутри слоев фрустрации отсутствуют, величина θ_i изменяется плавно и разность значений θ_i в соседних ячейках мала. Вот почему при вычислении обменной энергии в рамках X – Y -модели можно разлагать косинус разности углов θ_i в соседних ячейках в степенной ряд, если ячейки принадлежат к одному и тому же слою, но нельзя делать этого, если ячейки принадлежат различным слоям. Следует записать энергию взаимодействия спинов, расположенных вблизи межслойной границы, в дискретном представлении, продифференцировать по углу θ_i поворота конкретного спина, а затем перейти к континуальному представлению. В результате получаем следующее граничное условие:

$$\tilde{\Delta} \theta_i - \frac{\partial \theta_i}{\partial n} = \pm \frac{J_{f,af} S_{i+1}}{J_i S_i} \sin(\theta_i - \theta_{i+1}), \quad (3)$$

где $\tilde{\Delta}$ — двумерный лапласиан в плоскости слоя, $\partial/\partial n$ — производная в направлении внешней нормали к слою, обменная константа $J_{f,af}$ описывает взаимодействие спинов, принадлежащих к разным слоям, все расстояния приведены к безразмерному виду делением на величину $b_i = b$, которую считаем одинаковой для всех слоев. Знаки в правой части выражения (3) противоположны по разные стороны атомной ступени на границе раздела. В случае свободной поверхности выражение в правой части (3) обращается в нуль.

Энергия обменного взаимодействия между соседними слоями имеет вид

$$W_{i,i+1} = \pm \frac{J_{f,af} S_i S_{i+1}}{b^2} \int \cos(\theta_i - \theta_{i+1}) dS, \quad (4)$$

где интегрирование происходит по поверхности раздела слоев i и $i+1$, а знак в правой части (4) соответствует таковому в (3).

Варьирование энергии взаимодействия слоев, записанной в континуальном представлении, по θ_i приводит к уравнению, которое отличается от (3) отсутствием первого слагаемого в левой части. Это делает невозможным переход от (3) к (2) в том случае, когда граничащие слои идентичны.

Атомные ступени разбивают всю поверхность раздела слоев на области двух типов. В областях первого типа граничная энергия минимальна при $\theta_i = \theta_{i+1}$, а в областях второго типа при $\theta_i = \pi - \theta_{i+1}$.

Для нахождения распределения параметров порядка в многослойной структуре необходимо решить систему дифференциальных уравнений (2) с граничными условиями (3).

Обсудим теперь применимость данной простой модели к реальным многослойным структурам. Континуальное представление применимо, когда характерные расстояния задачи намного превышают межатомное расстояние. Толщины слоев в многослойных структурах и расстояния между атомными ступенями составляют десятки ангстрем. Можно считать, что эти размеры намного больше межатомного расстояния, и применять континуальное представление для качественного рассмотрения и оценок по порядку величины.

В рассмотренной модели обменное взаимодействие предполагается изотропным, т. е. одинаковым в плоскости и перпендикулярно слоям. Модель с анизотропным обменным взаимодействием сводится к данной путем перенормировки масштаба длины в одном из двух неэквивалентных направлений.

Взаимная диффузия атомов соседних слоев приводит только к перенормировке константы $J_{f,af}$, если область перемешивания составляет один-два монослоя, т. е. имеет атомный масштаб толщины. Значение этой константы находится путем микроскопического расчета [14].

Уравнения (2), (3) написаны в обменном приближении, однако легко обобщаются на случай учета слабой анизотропии в плоскости слоев.

Таким образом, предложенная модель позволяет качественно описать магнитные характеристики многослойных структур ферромагнетик-антиферромагнетик.

3. МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЙ

Пусть края атомных ступеней прямолинейны и параллельны друг другу. Ось x системы координат лежит в плоскости слоев и перпендикулярна краям ступеней, а ось z перпендикулярна слоям (двумерный случай).

Исходная система уравнений представляет из себя уравнение Лапласа (2) в каждом плоском слое $-\infty < x < \infty$, $0 < z < a_i$, где $i = 1, \dots, n$ — номер слоя с нелинейными разрывными условиями (3) на границах между слоями. Для численного решения сведем данную систему к системе одномерных интегральных уравнений.

Потребуем непрерывности функции $\theta_i(x, z)$ внутри области $0 < x < L$, $0 < z < a_i$, а также выполнения дополнительных условий $\partial\theta_i/\partial x|_{x \rightarrow 0, L} \rightarrow 0$. Доопределим функцию $\theta_i(x, z)$ до периода $2L$: $\theta_i(-x, z) = \theta_i(x, z)$, $-L < x < L$.

Введем на отрезке $-L < x < L$ равномерную сетку $\{x_j\}$ с шагом Δ^x и представим функцию $\theta_i(x, z)$, а также правую часть граничных условий (3) в виде рядов Фурье:

$$\theta_i(x, z) = \Phi_{0,i}(z) + \sum_{k=1}^N \Phi_{k,i}(z) \exp\left(i \frac{\pi}{L} kx\right), \quad (5)$$

$$\sigma_i^\pm(x) \sin(\delta\theta_i^\pm(x)) = \Psi_{0,i}^\pm + \sum_{k=1}^N \Psi_{k,i}^\pm \exp\left(i \frac{\pi}{L} kx\right). \quad (6)$$

Здесь $\sigma_i^\pm(x) = \pm J_{f,af} S_{i\pm 1} / J_i S_i$ — ступенчатая функция, меняющая свое значение на границах атомных ступеней, а

$$\delta\theta_i \equiv \delta\theta_i^+(x) = -\delta\theta_{i+1}^-(x) = \theta_{i+1}|_{z=0} - \theta_i|_{z=a_i}.$$

Подставив (5), (6) в исходные уравнения, получаем внутри слоя i для каждой гармоники $k = 1, \dots, N$ обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 \Phi_k}{dz^2} - A_k^2 \Phi_k = 0 \quad (7)$$

(здесь и далее, где это не мешает пониманию, индекс i опущен) с граничными условиями

$$\left(\frac{d\Phi_k}{dz} \pm A_k^2 \Phi_k\right)_{z=a,0} = -\Psi_k^\pm, \quad (8)$$

$$A_k = \frac{1}{\Delta^x} \sqrt{1 - \cos\left(\frac{\pi}{L} k \Delta^x\right)}.$$

Решение (7) ищем в виде

$$\Phi_k(z) = C_1^k \exp(A_k z) + C_2^k \exp(-A_k z).$$

Константы C_1^k и C_2^k можно найти из граничных условий (8). В результате получаем

$$\Phi_k(z) = K_k^+(z)\Psi_k^+ + K_k^-(z)\Psi_k^-, \quad (9)$$

где

$$K_k^+(z) = dK_k \exp(-(a-z)A_k) \times \\ \times [(1+A_k) + (1-A_k)\exp(-2zA_k)],$$

$$K_k^-(z) = dK_k \exp(-zA_k) \times \\ \times [(1+A_k) + (1-A_k)\exp(-2(a-z)A_k)],$$

$$dK_k = -A_k^{-1} [(1+A_k)^2 - (1-A_k)^2 \exp(-2aA_k)]^{-1}.$$

Из уравнения для нулевых коэффициентов Фурье

$$\frac{d^2\Phi_0}{dz^2} = 0$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{d\Phi_0}{dz} \right|_{z=a,0} = -\Psi_0^\pm$$

с учетом того, что для свободных границ верхнего и нижнего слоев $d\Phi_0/dz = 0$ и того, что для соседних слоев отношение функционалов

$$\Psi_{0,i-1}^+(\delta\theta_{i-1}^+)/\Psi_{0,i}^-(\delta\theta_i^-) = \text{const},$$

получаем $\Psi_0^\pm = 0$ или, выделив средний угол

$$\bar{\delta\theta} = \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \delta\theta(x) dx$$

и вариацию

$$\tilde{\delta\theta}(x) = \delta\theta(x) - \bar{\delta\theta},$$

находим

$$0 = \int_{-L}^L \sigma(x) \sin(\tilde{\delta\theta}(x) + \bar{\delta\theta}) dx = \\ = \cos \bar{\delta\theta} \int_{-L}^L \sigma(x) \sin \tilde{\delta\theta}(x) dx + \\ + \sin \bar{\delta\theta} \int_{-L}^L \sigma(x) \cos \tilde{\delta\theta}(x) dx.$$

Отсюда средний угол

$$\bar{\delta\theta} = n\pi - \arctg \left(\frac{\int_{-L}^L \sigma(x) \sin \tilde{\delta\theta}(x) dx}{\int_{-L}^L \sigma(x) \cos \tilde{\delta\theta}(x) dx} \right). \quad (10)$$

С помощью выражений (5), (6) и (9), (10) можно получить искомое интегральное уравнение для функции $\delta\theta_i$:

$$\delta\theta_i(x) = \bar{\delta\theta}_i + \sum_{k=1}^N \exp\left(i\frac{\pi}{L}kx\right) \times \\ \times \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \exp\left(-i\frac{\pi}{L}k\xi\right) d\xi \times \\ \times \left[K_{i+1,k}^-(0)\sigma_{i+1}^- \sin \delta\theta_i + K_{i+1,k}^+(0)\sigma_{i+1}^+ \sin \delta\theta_{i+1} - \right. \\ \left. - K_{i,k}^-(a_i)\sigma_i^- \sin \delta\theta_{i-1} - K_{i,k}^+(a_i)\sigma_i^+ \sin \delta\theta_i \right] \equiv \\ \equiv \hat{I}(K, \delta\theta_i, \delta\theta_{i\pm 1}).$$

Для численного решения последнего уравнения будем использовать простую итерационную процедуру

$$\delta\theta_i^{n+1} = (1-F_i(x)) \delta\theta_i^n + F_i(x) \hat{I}(F_{k,i}K, \delta\theta_i^n, \delta\theta_{i\pm 1}^n).$$

Здесь $0 < F(x), F_k \leq 1$ — адаптивные фильтры, обеспечивающие устойчивость итерационной процедуры и повышающие скорость сходимости. Итерации проводятся до тех пор, пока

$$\varepsilon = \max \left| \delta\theta_i^n(x) - \hat{I}(\delta\theta_i^n, \delta\theta_{i\pm 1}^n) \right|$$

не станет меньше заданного числа (обычно $\varepsilon < 10^{-6}$).

Решение во всей области затем можно восстановить по формуле

$$\theta_i(x, z) = \bar{\delta\theta}_i + \sum_{k=1}^N \exp\left(i\frac{\pi}{L}kx\right) \times \\ \times \frac{1}{2L} \int_{-L}^L \exp\left(-i\frac{\pi}{L}k\xi\right) d\xi \times \\ \times \left[K_{i,k}^-(z)\sigma_i^- \sin \delta\theta_{i-1} + K_{i,k}^+(z)\sigma_i^+ \sin \delta\theta_i \right].$$

В качестве начального приближения можно выбрать функцию вида

$$\delta\theta_i^0(x) = \pi \sum_j \pm \eta(x - x_j),$$

где $\eta(x - x_j)$ — единичная ступенчатая функция со скачком в месте расположения дефектов — краев ступеней x_j , а знак \pm означает, что данная функция может входить в сумму как с плюсом, так и с минусом. В результате получаем порядка 2^{N_j} возможных начальных приближений, где N_j — число дефектов в расчетной области. Следует отметить, что каждому

из начальных условий может соответствовать одно из решений исходного нелинейного уравнения (локальный минимум потенциальной энергии). Для нахождения глобального минимума следует сравнить энергию, соответствующую всем полученным решениям.

Полученное решение зависит от величин a_i , характерного расстояния R между краями ступеней (приведенного к безразмерному виду делением на межатомное расстояние b), от параметра

$$\alpha_f = \frac{J_{f,af} S_{af}}{J_f S_f}, \quad (11)$$

характеризующего отношение энергий обменного взаимодействия ближайших спинов, принадлежащих соответственно к разным слоям и к ферромагнитному слою, а также от параметра α_{af} , определяемого уравнением (11) с заменой индексов f и af .

4. МНОГОСЛОЙНАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОМАГНЕТИК–АНТИФЕРРОМАГНЕТИК

Фазовая диаграмма ферромагнитной пленки на антиферромагнитной подложке была получена нами в работе [15].

Рассмотрим трехслойную систему, состоящую из двух ферромагнитных слоев, разделенных антиферромагнитной прослойкой. В силу наличия большого числа параметров ограничимся случаем равных толщин всех слоев. Кроме того, в рассматриваемом нами случае многослойных структур Fe/Cr магнитная жесткость ферромагнитных слоев выше, чем антиферромагнитных, т. е. параметр γ , равный отношению обменных энергий в пленке и подложке,

$$\gamma = \frac{J_f S_f^2}{J_{af} S_{af}^2} = \frac{\alpha_{af}}{\alpha_f}, \quad (12)$$

намного превышает единицу ($\gamma \gg 1$). В противном случае жесткой прослойки взаимодействие ферромагнитных слоев оказывается слабым и задача сводится к двухслойной системе.

Трехслойная система может находиться в трех различных состояниях.

Фаза А. При больших значениях параметра R происходит разбиение всех слоев на домены с параллельной и антипараллельной ориентациями намагниченностей ферромагнитных слоев. Доменные стенки пронизывают все три слоя, их координаты в плоскости слоя совпадают с границами атомных ступеней на любой из двух поверхностей раздела. Разворот намагниченностей ферромагнитных слоев

в доменной стенке происходит в противоположные стороны. Антиферромагнитный параметр порядка разворачивается вместе с намагниченностью того ферромагнитного слоя, граница с которым в данном месте не содержит ступени.

Структура и энергия доменной стенки зависят от параметра $\alpha_{af} a$. В случае $\alpha_{af} a \ll 1$ зависимостью $\theta_{f(af)}(z)$, т. е. уширением доменной стенки можно пренебречь и задача становится одномерной.

Значение $|\nabla\theta_f|$ в доменной стенке порядка δ_f^{-1} . Оценивая энергию w_1 , приходящуюся на единицу длины доменной стенки, по формуле (1), получаем

$$w_1 \approx \frac{J_f S_f^2 a}{b \delta_f}. \quad (13)$$

В то же время спины на границе раздела оказываются фрустрированными в области $|x| \lesssim \delta_f$, что приводит к возрастанию энергии взаимодействия слоев на величину

$$w_2 \approx \frac{J_{f,af} S_f S_{af} \delta_f}{b} \quad (14)$$

в расчете на единицу длины доменной стенки.

Минимизируя сумму $w = w_1 + w_2$, находим

$$\delta_f \approx \sqrt{a/\alpha_f}. \quad (15)$$

В антиферромагнитной прослойке ширина доменной стенки $\delta_{af} \approx \sqrt{a/\alpha_{af}} = \delta_f/\sqrt{\gamma} \ll \delta_f$. Распределение параметров порядка в стенке изображено на рис. 2а, ее энергия в расчете на единицу длины равна

$$w \approx \frac{J_f S_f^2}{b} \sqrt{a\alpha_f} \sim \frac{S_f}{b} \sqrt{a J_f J_{f,af} S_f S_{af}}. \quad (16)$$

Точный численный расчет величин δ_f и w в широком диапазоне параметров α_f и a подтверждает приведенные выше оценки (это относится и к дальнейшему рассмотрению).

Если же $\alpha_{af} a \gg 1$, то ширина доменной стенки в антиферромагнитной прослойке существенно возрастает по мере удаления от той границы раздела, которая содержит атомную ступень. Характер распределения параметров порядка в доменной границе изображен на рис. 2б. Его параметры находят путем оценок, аналогичных случаю $\alpha_{af} a \ll 1$. Основной вклад в энергию стенки дают искажения параметра порядка в антиферромагнетике. В области $|x| \lesssim a$ величина $|\nabla\theta_{af}|$ обратно пропорциональна расстоянию от ступени, а при $a \ll |x| \ll \delta'_f$, где δ'_f — ширина доменной стенки в ферромагнитных слоях, линии постоянного значения θ_{af} практически

ны равна

$$w \approx \frac{J_{af} S_{af}^2}{b} \left(\sqrt{\gamma} + \ln \frac{a}{\delta_0^{af}} \right). \quad (18)$$

Легко видеть, что значение δ_0^{af} порядка межатомного расстояния, а средняя ширина доменной стенки составляет десятки ангстрем, т. е. доменные стенки, обусловленные фрустрациями, намного уже обычных доменных стенок в ферромагнетике, ширина которых обусловлена конкуренцией обменной энергии и энергии анизотропии.

Фаза В. В силу того что магнитная жесткость ферромагнитных слоев выше, чем антиферромагнитных ($\gamma \gg 1$), по мере убывания R вследствие перекрытия доменных стенок непрерывным образом при $R_c = \delta_f(\delta_f')$ происходит переход в состояние, в котором ферромагнитные слои практически однородны. Дополнительная энергия связана либо с искажениями в антиферромагнитной прослойке, либо с граничной энергией. Поскольку вблизи температуры Нееля прослойки T_N (T_N меньше температуры Кюри ферромагнетика) параметр $\gamma \propto T_N/(T_N - T)$, переход А→В можно совершить, нагревая систему от начальной температуры $T_0 < T_N$.

Именно в той области значений R , где существует фаза В, применима модель магнитной близости Слончевского [9].

В области значений $\max(a, \delta_0^{af}) \ll R \ll R_c$ зависимость энергии системы от угла ψ между намагниченностями ферромагнитных слоев описывается формулой

$$W = C_1 \psi^2 + C_2 (\pi - \psi)^2. \quad (19)$$

Оценка дает для констант C_1 и C_2 следующие значения [8]:

$$C_{1,2} = \begin{cases} \frac{J_{af} S_{af}^2}{2a} \frac{\sigma_{1,2}}{b^2}, & \alpha_{af} a \gg 1, \\ \frac{4(\sqrt{2}-1)}{\pi^2} J_{f,af} S_f S_{af} \frac{\sigma_{1,2}}{b^2}, & \alpha_{af} a \ll 1, \end{cases} \quad (20)$$

где $\sigma_{1,2}$ — площадь областей первого (второго) типа на поверхности слоя.

Для $\sigma_1 = \sigma_2$ минимум энергии достигается при $\psi = \pi/2$, т. е. в отсутствие внешнего магнитного поля имеет место взаимно перпендикулярная ориентация намагниченностей ферромагнитных слоев.

В состоянии А энергия системы не зависела от направления вращения параметра порядка в доменной стенке. Иная картина наблюдается в состоянии

Рис. 2. Доменная стенка в трехслойной системе в случае $\alpha_{af} a \ll 1$ (а) и $\alpha_{af} a \gg 1$ (б). Различные уровни угла поворота параметра порядка θ_i в радианах показаны различной штриховкой (см. шкалу). Значения координаты $z = 0$ и $z = 16$ соответствуют межслойным границам. Ступень расположена в точке $x = 0, z = 0$. Распределения получены для параметров $\gamma = 10, \alpha_{af} = 0.01, a = 16$ (а) и $\gamma = 10, \alpha_{af} = 1, a = 16$ (б). На рис. в показана центральная часть распределения, представленного на рис. б

параллельны границам раздела слоев (рис. 2в). В этой области $|\nabla \theta_{af}| \approx a^{-1}$.

Минимальное значение толщины доменной стенки в антиферромагнетике равно $\delta_0^{af} = (1 + \alpha_{af})/\alpha_{af}$, производная $\partial \delta_{af} / \partial z \approx 1$ вблизи ступени, а значение δ_f' дается формулой

$$\delta_f' \approx a \sqrt{\gamma} \gg a. \quad (17)$$

Энергия доменной стенки в расчете на единицу дли-

Рис. 3. Статический спиновый вихрь в системе пленка-подложка при $\gamma \gg 1$. Различные уровни угла поворота параметра порядка в радианах показаны различной штриховкой (см. шкалу). Распределение найдено для $\gamma = 8$, $\alpha_{af} = 1$, $a = 8$. Значение $z = 0$ соответствует границе раздела пленка-подложка. Границы ступеней расположены в точках $x = \pm 10$

В: когда доменные стенки перекрываются, вырождение по направлению вращения снимается и возникает большое число метастабильных состояний, отличающихся друг от друга направлением и величиной угла вращения антиферромагнитного параметра порядка в отдельных областях, ограниченных атомными ступенями.

Что же происходит при дальнейшем уменьшении R ? В случае $\alpha_{af}a \ll 1$ в области значений $a \ll R \ll \delta_{af}$ система попадает в область слабых искажений, в которой параметры порядка практически однородны, причем намагниченности ферромагнитных слоев остаются перпендикулярными друг другу, а константы $C_{1,2}$ уменьшаются по сравнению с (20) в $(R/\delta_{af})^2$ раз.

Фаза С. Рассмотрим теперь область значений $R \ll a$. В этом случае все искажения сосредоточены вблизи границ раздела слоев, взаимодействие между ферромагнитными слоями становится слабым и главную роль играет энергия взаимодействия между соседними слоями, рассмотренная на примере двухслойной системы [15].

В результате при $\sigma_1 = \sigma_2$ антиферромагнитный параметр порядка ориентируется перпендикулярно намагниченностям ферромагнитных слоев, которые, таким образом, оказываются коллинеарными — состояние С.

Для случая $\alpha_{af}a \gg 1$ при $\delta_0^{af} \ll R \ll a$ в антиферромагнитной прослойке вблизи границ раздела формируются статистические вихри (рис. 3). При меньших значениях R система переходит в область слабых искажений.

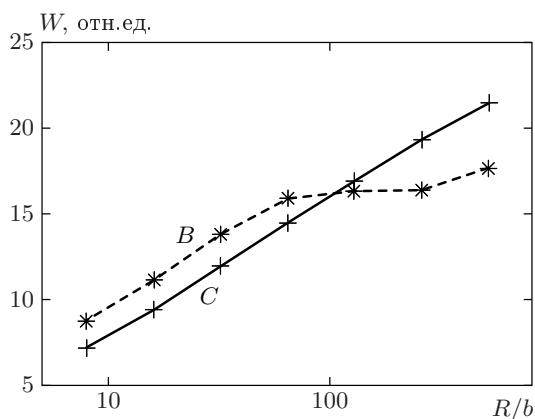


Рис. 4. Зависимость энергий фаз В и С от расстояния R между ступенями ($a = 64$, $\alpha_f = 1/8$, $\alpha_{af} = 1$)

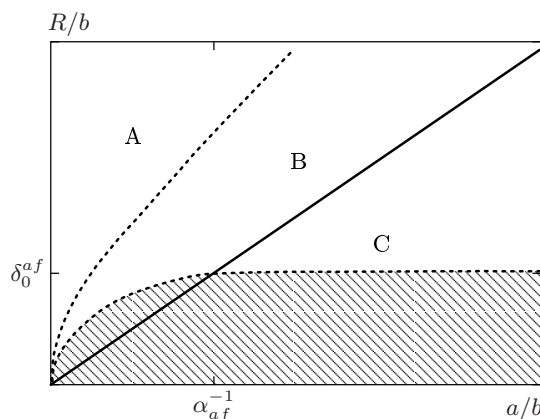


Рис. 5. Фазовая диаграмма трехслойной системы. Для наглядности изображены линии $R = a$ (сплошная), $R = \delta_f$ и $R = \delta_{af}^0$ (пунктирные). Заштрихована область слабых искажений

В случае $\alpha_{af}a \ll 1$ переход из состояния В в состояние С происходит уже в области слабых искажений. Как и фаза В, фаза С характеризуется наличием большого числа метастабильных состояний. Переход из фазы В в фазу С, как показало проведенное нами моделирование, является фазовым переходом первого рода. Оба состояния сосуществуют в целой области значений R , а их энергии сравниваются при некотором значении $R^* \sim a$ (рис. 4). Фазовая диаграмма трехслойной системы изображена на рис. 5. В работе [16] в рамках дискретной модели была рассчитана ориентация спинов в трехслойной системе для случая $R \sim a$, причем намагниченности соседних ферромагнитных слоев предполагались взаимно ортогональными. Анализ поведения системы во

всем диапазоне значений R не проводился.

Значение R^* не зависит от температуры, поэтому фазовый переход $B \rightarrow C$ нельзя наблюдать, изменяя температуру системы. Найденный в работе [17] переход от состояния с сильным биквадратным обменом к низкотемпературному состоянию со слабой связью между слоями не имеет отношения к рассмотренному выше фазовому переходу. Он обусловлен тем фактом, что по мере приближения к температуре Нееля взаимодействие ферромагнитных слоев через антиферромагнитный параметр порядка убывает и сравнивается с взаимодействием через наводимую в антиферромагнетике спиновую поляризацию (взаимодействие РККИ) [8]. При более высокой температуре последнее доминирует.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформируем основные результаты и выводы данной работы.

1. Предложена простая модель, позволяющая определить распределение спинов в фрустрированных слоистых структурах ферромагнетик–антиферромагнетик.

2. Получена фазовая диаграмма толщина–шероховатость трехслойной системы ферромагнетик–антиферромагнетик–ферромагнетик.

3. Переход от полидоменного состояния ферромагнитных слоев (фаза А) к монодоменному (фаза В) по мере уменьшения расстояния между атомными ступенями на границе раздела слоев происходит непрерывно и не является фазовым переходом в строгом смысле этого слова.

4. В то же время переход от фазы с взаимно перпендикулярной ориентацией намагниченностей соседних ферромагнитных слоев (фаза В) к фазе с их коллинеарной ориентацией (фаза С) в случае, когда расстояние между атомными ступенями становится меньше толщины антиферромагнитной прослойки, представляет собой фазовый переход первого рода.

5. Феноменологическая модель магнитной близости Слончевского адекватна только в фазе В. Найденны параметры этой модели во всей области ее применимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 00-02-17162, 01-02-16716) и CRDF — Министерство образования РФ (грант VZ-010-0).

ЛИТЕРАТУРА

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
2. D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 290 (1999).
3. R. S. Fishman, *J. Phys.: Condens. Matter* **13**, R235 (2001).
4. A. Schreyer, C. F. Majkrzak, Th. Zeidler et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4914 (1997).
5. P. Bodeker, A. Schreyer, and H. Zabel, *Phys. Rev. B* **59**, 9408 (1999).
6. M. Chirita, G. Robins, R. L. Stamp et al., *Phys. Rev. B* **58**, 869 (1998).
7. S. Yan, R. Schreiber, F. Voges et al., *Phys. Rev. B* **59**, R11641 (1999).
8. А. И. Морозов, А. С. Сигов, *ФТТ* **41**, 1240 (1999).
9. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
10. A. Berger and H. Hopster, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 193 (1994).
11. E. J. Escorcia-Aparicio, H. J. Choi, W. L. Ling et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2144 (1998).
12. C. M. Schmidt, D. E. Bürgler, D. M. Schaller et al., *Phys. Rev. B* **60**, 4158 (1999).
13. E. J. Escorcia-Aparicio, J. H. Wolfe, H. J. Choi et al., *Phys. Rev. B* **59**, 11892 (1999).
14. M. Freyss, D. Stoeffler, and H. Dreyse, *Phys. Rev. B* **56**, 6047 (1997).
15. В. Д. Левченко, А. И. Морозов, А. С. Сигов, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 544 (2000).
16. C. Cornea and D. Stoeffler, *Europhys. Lett.* **49**, 217 (2000).
17. E. E. Fullerton, C. H. Sowers, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **56**, 5468 (1997).