

## ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА ТОНКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ НА ПОВЕРХНОСТИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

В.Д.Левченко, А.И.Морозов<sup>+1)</sup>, А.С.Сигов<sup>+</sup>

Институт прикладной математики РАН им. М.В.Келдыша  
125047 Москва, Россия

<sup>+</sup>Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики  
(технический университет)  
117454 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 2000 г.

Рассмотрены магнитные характеристики тонкой ферромагнитной пленки на поверхности антиферромагнетика. Вследствие шероховатости границы раздела пленка – подложка данная система оказывается фрустрированной, что приводит к появлению доменных стенок нового типа. Методами математического моделирования изучены распределения параметров порядка в доменных стенках и получена фазовая диаграмма системы.

PACS: 75.70.-i

За десятилетие, прошедшее после открытия явления гигантского магнетосопротивления [1], было опубликовано огромное число работ, посвященных многослойным магнитным структурам. Последнее время внимание исследователей обратилось к многослойным структурам ферромагнетик – слоистый антиферромагнетик. Наличие на границах раздела слоев атомных ступеней, изменяющих толщину антиферромагнетика на один моноватомный слой, приводит к фрустрациям в системе ферромагнетик – антиферромагнетик, и однородное распределение параметров порядка в слоях уже не соответствует минимуму энергии.

Если расстояние между атомными ступенями на поверхности слоя (ширина ступеней  $R$ ) превосходит критическую величину, то энергетически выгодным становится разбиение ферромагнитных слоев на домены [2, 3]. Границы доменов в плоскости слоев совпадают с краями атомных ступеней.

Недавние исследования состояния ферромагнитной пленки железа на шероховатой поверхности  $\text{Cr}(001)$  показали наличие нескольких магнитных фаз в зависимости от толщины пленки и степени шероховатости (величины  $R$ ) [4].

Вышеизложенное свидетельствует об актуальности рассмотрения вопроса о фазовой диаграмме “толщина – шероховатость” простейшей магнитной структуры ферромагнетик – слоистый антиферромагнетик. Данному вопросу и посвящена эта работа.

**1. Описание модели.** При описании многослойной структуры мы 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 тонких магнитных слоях (с толщинами не более десятков 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

<sup>1)</sup> e-mail: morosov@eot-gw.eot.mirea.ac.ru

в плоскости слоев, углом  $\theta$ , который тот образует с выделенной осью, также лежащей в плоскости слоя. Модуль параметра порядка мы 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  $\theta_i$  дает уравнение, описывающее распределение параметра порядка в слое

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

Для получения граничных условий следует записать энергию взаимодействия спинов, расположенных вблизи межслойной границы, в дискретном представлении, проинтегрировать по углу поворота конкретного спина, а затем перейти к континуальному представлению:

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

где  $\Delta$  – 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 обезразмерены на величину  $b_i = b$ , которую мы 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.

Варьирование по  $\theta_i$  энергии взаимодействия слоев, записанной в континуальном представлении, 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.

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 проводится по поверхности раздела слоев, а знак в правой части (4) соответствует таковому в (3). 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  $\theta_i = \pi - \theta_{i+1}$ .

Решение системы дифференциальных уравнений (2) с граничными условиями (3) дает распределение параметров порядка в многослойной структуре. Континуальное представление применимо, когда характерные расстояния задачи намного превосходят 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, то есть 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, то есть имеет атомный масштаб толщины. Значение этой константы находится путем микроскопического расчета [5].

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.

**2. Тонкая пленка ферромагнетика на антиферромагнетике.** Рассмотрим тонкую пленку ферромагнетика толщиной  $a$  (в безразмерных единицах) на поверхности слоистого антиферромагнетика. 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). Численное решение системы (2), (3) находится методом [6], аналогичным методу интегральных преобразований, и зависит от величины  $a$ , характерного расстояния  $R$  между краями ступеней (обезразмеренного на межатомное расстояние  $b$ ), а также от параметра

$$\alpha_f = J_{f,af} S_{af} / J_f S_f, \quad (5)$$

характеризующего отношение энергий обменного взаимодействия ближайших спинов, принадлежащих соответственно к разным слоям и к ферромагнитному слою.

В зависимости от соотношения между указанными параметрами возможны различные состояния системы пленка – подложка. Если атомные ступени на границе раздела расположены достаточно далеко друг от друга, то фрустрации вызывают разбиение пленки на домены [2, 3]. В каждом домене намагниченность пленки ориентирована так, чтобы минимизировать граничную энергию. Следовательно, намагниченности в соседних доменах антипараллельны. Структура неелевских стенок, разделяющих домены, существенно зависит от параметра

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

равного отношению обменных энергий в пленке и подложке.

Ранее нами рассмотрен случай, когда искажения параметра порядка в подложке несущественны [6]. Это приближение отвечает случаю  $\gamma \ll 1$ . В интересующем нас примере пленки железа на подложке из хрома  $\gamma \gg 1$  и структура доменной стенки более сложная, так как искажения параметра порядка захватывают подложку.

Если  $\gamma^2 a \alpha_f \ll 1$ , то искажения параметра порядка в подложке малы и доменная стенка имеет ширину

$$\delta_f \approx (a/\alpha_f)^{1/2}, \quad (7)$$

а ее энергия в расчете на единицу длины равна

$$w \approx \frac{J_f S_f^2}{b} (a \alpha_f)^{1/2} \sim \frac{S_f}{b} (a J_f J_{f,af} S_f S_{af})^{1/2}, \quad (8)$$

При  $\gamma^2 a \alpha_f \gg 1$  возникают две характерные длины:

$$\delta_0^{af} \approx (1 + \gamma \alpha_f) / \gamma \alpha_f, \quad (9)$$

и ширина доменной стенки в ферромагнитном слое

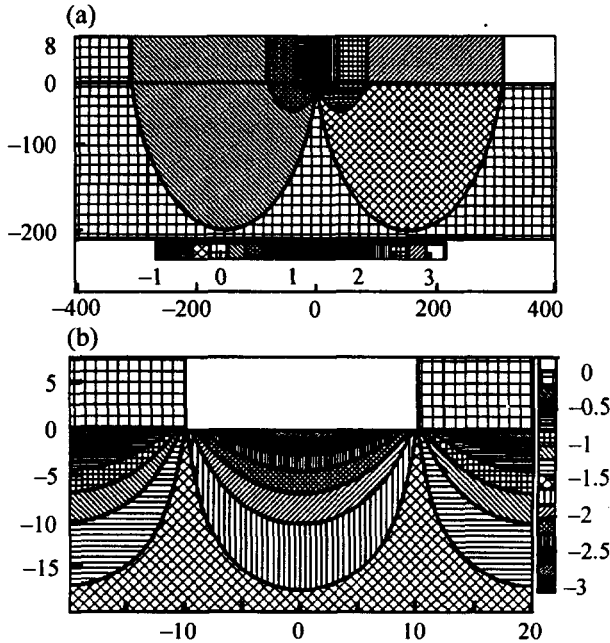
$$\delta_f \approx \gamma a, \quad (10)$$

$\delta_f \gg \delta_0^{af}$ . Поскольку  $\delta_f \gg a$ , то уширением доменной стенки в ферромагнетике можно пренебречь.

Теперь рассмотрим поведение параметра в антиферромагнетике и ситуацию на границе раздела пленка – подложка. Пусть край атомной ступени на границе раздела совпадает с осью  $y$  декартовой системы координат. При  $x \ll -\delta_f$  выполнены условия  $\theta_{af} = \theta_f = 0$ , а при  $x \gg \delta_f$  – условия  $\theta_{af} = 0$ ,  $\theta_f = \pi$ . Из симметрии задачи следует, что при  $x = 0$   $\theta_{af} = 0$ ,  $\theta_f = \pi/2$ . Ширина области на границе пленки и подложки, в которой величина  $\theta_f - \theta_{af}$  отличается от своего оптимального значения (0 при  $x < 0$  и  $\pi$  при  $x > 0$ ), равна  $\delta_0^{af}$ . В области  $|x| \lesssim \delta_f$  и  $|z| \lesssim \delta_f$  в подложке возникают искажения параметра порядка (рисунок а). Энергия такой стенки в расчете на единицу длины равна

$$w = \frac{\pi J_{af} S_{af}^2}{2b} \ln \frac{\delta_f}{\delta_0^{af}}, \quad (11)$$

причем основной вклад в нее вносят искажения параметра порядка в подложке.



Распределение параметров порядка в доменной стенке (а) и в вихревой фазе (б). Границе раздела пленка – подложка соответствует ордината, равная нулю. Все расстояния даны в постоянных решетках. Соотношение между штриховкой и величиной  $\theta_i$ , выраженной в радианах, показано на вставке

Приведенные выше оценки относятся к случаю, когда расстояние между ступенями достаточно велико. Если расстояние  $R$  между ступенями уменьшать, то при критическом значении  $R_c \approx \delta_f$  доменные стенки начинают перекрываться и пленка становится монодоменой. В случае  $\gamma^2 a \alpha_f \ll 1$  при  $R \ll \delta_f$  искажения как в пленке, так и в подложке малы.

Если же  $\gamma^2 a \alpha_f \gg 1$ , а значение  $R$  лежит в интервале  $\delta_0^{af} \ll R \ll \delta_f$ , то вблизи границы с пленкой в подложке формируются статические спиновые вихри (рисунок б), захватывающие область  $|z| \lesssim R$ . При меньших значениях  $R$  система переходит в область слабых искажений.

Как уже отмечалось, ступени разбивают всю поверхность раздела на области двух типов. Если среднее значение намагниченности ферромагнитной пленки составляет угол  $\psi$  с антиферромагнитным параметром порядка в глубине подложки, то в вихре, занимающем область первого типа, происходит изменение  $\theta_{af}$  от нуля до  $\psi$ , в то время как у вихрей в областях второго типа  $\theta_{af}$  изменяется от  $\psi$  до  $\pi$ .

По аналогии с моделью "магнитной близости" Слончевского [7] энергия системы может быть представлена выражением

$$W = C_1 \psi^2 + C_2 (\pi - \psi)^2, \quad (12)$$

где отношение феноменологических констант  $C_1$  и  $C_2$  пропорционально отношению площадей, занимаемых областями обоих типов. Если распределение этих областей по размерам и частота их появления одинаковы для каждого типа, то

$$C_1 = C_2 = \frac{\pi J_{af} S_{af}^2}{2b} \ln \frac{R}{\delta_0^{af}}. \quad (13)$$

Без учета энергии анизотропии, индуцируемой ступенями, как в вихревой фазе, так и в области слабых искажений намагниченность пленки в равновесии должна быть перпендикулярна антиферромагнитному параметру порядка.

Данная картина согласуется с результатами работы [4], посвященной исследованию фазовой диаграммы "толщина – вицинальный угол ( $\beta$ )" в случае пленки железа на Cr(001). Для значений  $\beta$ , близких к нулю, полидоменная фаза наблюдалась при толщинах пленки  $a < a_c = 3.5$  нм. В пленке с критической толщиной  $a_c$  характерное расстояние  $R$  между краями случайно расположенных ступеней соответствует значению  $\gamma a$ . При больших значениях  $a$  наблюдалась монодоменная фаза с ориентацией намагниченности, перпендикулярной краям ступеней. Согласно приведенной выше теории, вектор антиферромагнетизма должен быть параллелен ступеням. Представляет интерес экспериментальное определение его ориентации.

При  $\beta \neq 0$  к случайно расположенным атомным ступеням добавляются регулярно расположенные параллельные ступени. Когда их концентрация становится преобладающей ( $\beta \geq 1^\circ$ ), значение  $a_c$  начинает падать. Согласно нашей теории,  $a_c \approx R/\gamma \propto \text{tg}^{-1} \beta \propto \beta^{-1}$ .

При больших значениях  $\beta$  в [4] наблюдался ориентационный фазовый переход в фазу с намагниченностью, параллельной ступеням. Он обусловлен анизотропией, индуцированной ступенями вследствие релятивистских эффектов, например, диполь-дипольного взаимодействия [8].

Сформулируем 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" тонкой пленки ферромагнетика на антиферромагнитной подложке.

3. Переход от полидоменного состояния ферромагнитных слоев к монодоменному по мере уменьшения расстояния между атомными ступенями на границе раздела

слоев происходит непрерывно и не является фазовым переходом в строгом смысле этого слова.

Работа частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (грант #00-02-17162).

- 
1. M.N.Baibich, J.M.Broto, A.Fert et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
  2. A.Berger and H.Hopster, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 193 (1994).
  3. E.J.Escorcia-Aparicio, H.J.Choi, W.L.Ling et al., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2144 (1998).
  4. E.J.Escorcia-Aparicio, J.H.Wolfe, H.J.Choi et al., *Phys. Rev.* **B59**, 11892 (1999).
  5. M.Freyss, D.Stoeffler, and H.Dreysse, *Phys. Rev.* **B56**, 6047 (1997).
  6. В.Д.Левченко, А.И.Морозов, А.С.Сигов, Ю.С.Сигов, *ЖЭТФ* **114**, 1903 (1998).
  7. J.C.Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **150**, 13 (1995).
  8. R.Arias and D.L.Mills, *Phys. Rev.* **B59**, 11871 (1999).