

Искажения магнитных параметров порядка, вызванные „заряженными“ краями атомных ступеней на границе раздела ферромагнетик—антиферромагнетик

© А.И. Морозов, И.А. Морозов, А.С. Сигов

Joint European Laboratory LEMAC

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

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 9 июня 2009 г.)

Исследованы искажения магнитных параметров порядка, вызванные наличием нескомпенсированных спинов антиферромагнетика вблизи краев атомных ступеней на границе раздела ферромагнитная пленка—антиферромагнитная подложка со скомпенсированными атомными плоскостями, параллельными границе раздела.

Показано, что наличие подобных „заряженных“ линейных дефектов не вызывает появления доменов в пленке либо подложке, как предполагалось в ряде моделей обменного сдвига. Изучены случаи сильных и слабых случайных полей, обусловленных существованием нескомпенсированных спинов вблизи краев ступеней

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 05-02-19643-НЦНИЛ_а.

1. Введение

Явление обменного сдвига петли гистерезиса ферромагнитной пленки из симметричного по магнитному полю положения вследствие воздействия антиферромагнитной подложки известно уже более полувека [1], однако его природа, обусловленная поверхностным взаимодействием ферро- и антиферромагнитных параметров порядка, изучена еще не до конца (см. обзоры [2,3]). Это связано с тем, что структура границы раздела пленка—подложка существенно влияет на параметры „обменного сдвига“, а информация о ней часто не является достаточно полной.

Теоретические модели, объясняющие природу обменного сдвига, можно разделить на две группы — для случаев соответственно скомпенсированных и нескомпенсированных атомных плоскостей, параллельных границе раздела. Мы ограничимся рассмотрением первого случая.

Первый механизм, объясняющий существование обменного сдвига в данном случае, был предложен Малоземовым в работе [4]. В рамках его модели предполагалось, что шероховатость границы раздела ведет к появлению нескомпенсированных спинов на поверхности антиферромагнетика, а их обменное взаимодействие со спинами ферромагнетика создает случайное локальное поле $\pm h_0$, сопряженное антиферромагнитному параметру порядка.

Далее предполагалось, что ферромагнетик остается монодоменным, а поверхностный слой антиферромагнетика под действием флуктуаций случайного поля разбивается на доменоподобные области в форме пузырей, характерный размер которых порядка толщины доменной стенки.

Однако, как было показано в работе [5], предположение о том, что случайное поле возникает в каждой элементарной ячейке на границе раздела, является неправильным, и энергия однородного состояния ниже, чем энергия состояния с доменоподобными областями, т.е. возникновение этих областей энергетически невыгодно.

Эта оценка проводилась для случая, когда края атомных ступеней на границе раздела не „заряжены“, т.е. на них не возникают нескомпенсированные спины и соответствующие случайные локальные поля.

Рассмотрению противоположного случая посвящена настоящая работа.

2. Описание модели

Рассмотрим простую кубическую решетку коллинеарного двухподрешеточного антиферромагнетика, плоскости (001) которого параллельны границе раздела и перпендикулярны оси z декартовой системы координат. Оси x и y этой системы параллельны направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ соответственно. Легкие оси в плоскости (001) параллельны направлениям $[100]$ и $[010]$. Кристаллическая решетка ферромагнетика является продолжением кристаллической решетки антиферромагнетика, разница в постоянных решетки пренебрежимо мала.

Рассмотрим атомную ступень, параллельную оси y . Как видно из рис. 1, она приводит к появлению на поверхности антиферромагнетика нескомпенсированного спина, параллельного направлению намагниченности одной из подрешеток.

В случае атомно-гладкой границы раздела на поверхности возникает спин-флоп-ориентация ферро- и антиферромагнитного параметров порядка [6]. При этом вектор ферромагнетизма ориентируется вдоль направления, перпендикулярного вектору антиферромагнетизма.

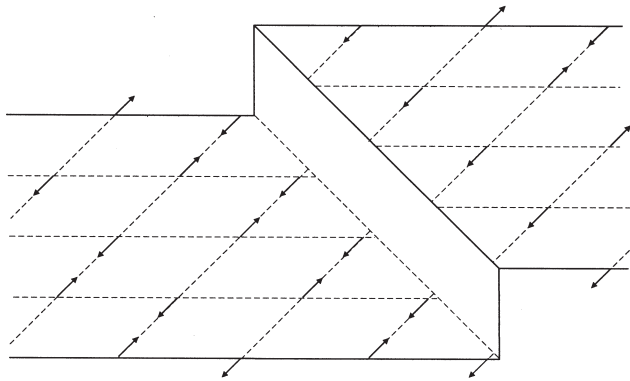


Рис. 1. Нескомпенсированные спины антиферромагнетика вблизи края атомной ступени.

Наличие нескомпенсированных спинов на краю ступени приводит к искажению однородного распределения магнитных параметров порядка.

Ограничимся рассмотрением локализованных квазиклассических спинов в приближении гейзенберговского обменного взаимодействия между ближайшими соседями. Направление локализованного спина будем задавать единичным вектором \mathbf{s}_i , а его величину включим в соответствующую константу взаимодействия. Тогда энергия обменного взаимодействия ближайших соседей

$$W_{ij}^{\text{ex}} = -J_{ij}(\mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j), \quad (1)$$

где обменный интеграл J_{ij} принимает в ферромагнетике значение $J_f > 0$, в антиферромагнетике — значение $J_{af} < 0$, и значение $J_{f,af}$ ($h_0 \approx |J_{f,af}|$) на границе раздела.

Энергия одноионной анизотропии имеет вид

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

где суммирование происходит по локализованным спином, $K_{\parallel} > 0$ есть константа кубической анизотропии, а $K_{\perp} > 0$ есть константа поверхностной анизотропии ферромагнетика, введенная для учета энергетической невыгодности состояний, в которых намагниченность имеет z -составляющую, перпендикулярную плоскости слоев. Прямой учет диполь-дипольного взаимодействия спинов приводит к кардинальному усложнению задачи и резко увеличивает время расчета.

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

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

где μ — затухание, а

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}^p = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{s}_i^p}, \quad (4)$$

$p = x, y, z$, 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 границе пленка–подложка параллельны друг другу, т.е. решалась двумерная задача с периодическими по x граничными условиями.

3. Результаты расчета

Рассмотрим последовательно два предельных случая слабой и сильной шероховатости.

3.1. Случай слабой шероховатости. В этом случае характерное расстояние между параллельными краями атомных ступеней R достаточно велико и превосходит ширины $\Delta_{f(af)}$ традиционных (блоховской или неелевской) доменных стенок в магнитных материалах

$$\Delta_{f(af)} \sim b \sqrt{J_{f(af)}/K_{\parallel}}, \quad (5)$$

где b — межатомное расстояние.

В случае локального характера искажений магнитных параметров порядка, искажения, возникающие вблизи краев соседних атомных ступеней, не перекрываются, и можно решать задачу о неоднородности магнитных параметров порядка вблизи края отдельной ступени.

Нелокальность искажений может быть связана, согласно модели Малоземова [4], с возникновением пузырьобразных доменов. Действительно, обменное поле, создаваемое нескомпенсированными спинами, направлено вдоль одной из подрешеток антиферромагнетика, т.е. при небольшом угле скоса подрешеток практически перпендикулярно вектору намагниченности ферромагнетика при спин-флоп-ориентации параметров порядка. Поэтому существует вероятность того, что нескомпенсированные спины могут вызвать появление вблизи края ступени 180° доменной стенки, середина которой совпадет с краем ступени. При этом ориентация нескомпенсированных спинов антиферромагнетика вблизи края ступени будет параллельна (при $J_{f,af} > 0$) или антипараллельна (при $J_{f,af} < 0$) намагниченности ферромагнетика.

В случае тонкого ферромагнитного слоя энергетически более выгодным по сравнению с разбиением слоя на пузырьобразные домены является разбиение на домены стенками, перпендикулярными плоскости слоя, середины которых совпадут с краями ступеней.

Однако, как показывают результаты нашего моделирования, разбиения на домены не происходит. Минимуму энергии отвечает состояние с локальными искажениями магнитных параметров порядка вблизи краев атомных ступеней. Искажения в основном сосредоточены в слое с меньшей обменной жесткостью (рис. 2).

Энергетическая невыгодность возникновения пузырьобразных доменов видна из следующих простых оценок. При образовании таких доменов проигрыш в энергии за

счет образования домена, ограниченного двумя ступенями, в расчете на единицу длины ступени составляет величину порядка $\varepsilon_{f(af)}R$, где

$$\varepsilon_{f(af)} \sim \sqrt{J_{f(af)}K_{\parallel}}/b^2 \sim \frac{J_{f(af)}}{\Delta_{f(af)}b}. \quad (6)$$

Стенка возникает в слое с меньшим значением $\varepsilon_{f(af)}$.

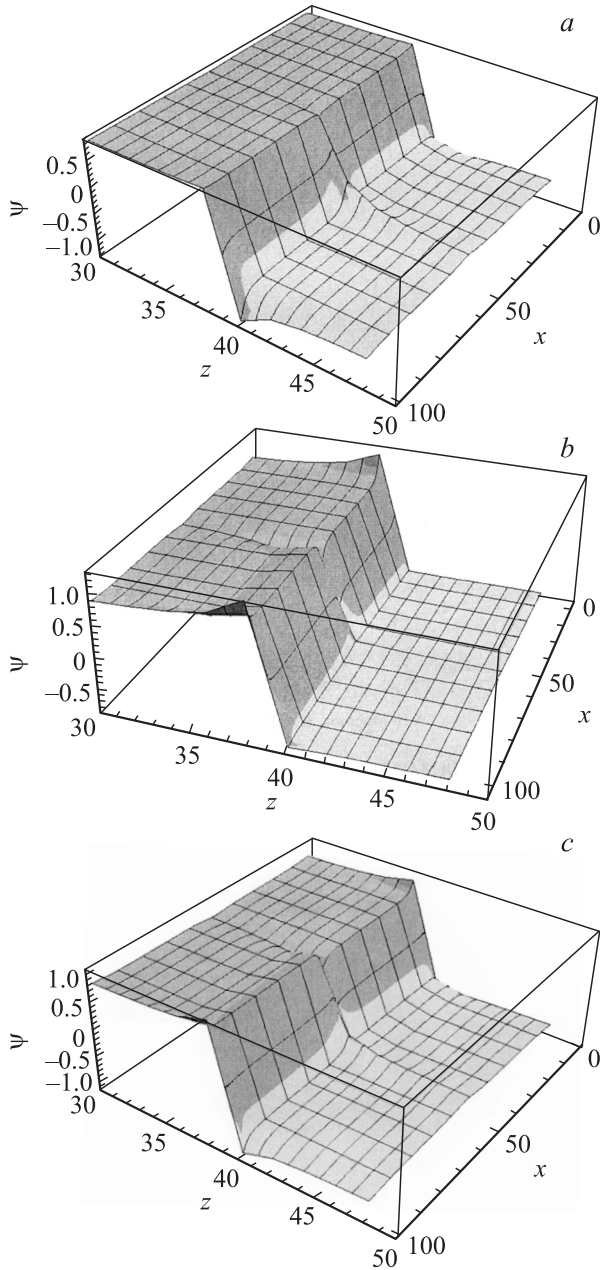


Рис. 2. Координатная зависимость угла разворота спинов одной из подрешеток, отсчитанного от оси x , в плоскости слоев. Антиферромагнитной подложке соответствует $z < 38(39)$, ферромагнитной пленке — большие значения z . Расстояния даны в постоянных решетках. Края атомных ступеней расположены при $x = 0, 50, 100$. Константа анизотропии и обменные интегралы равны (в относительных единицах): $K_{\parallel} = 0.001$; а) $J_f = 0.1, J_{af} = -1, J_{f,af} = -0.1$; б) $J_f = 1, J_{af} = J_{f,af} = -0.1$; в) $J_f = 1, J_{af} = J_{f,af} = -1$.

Выигрыш в энергии за счет параллельности нескомпенсированных спинов антиферромагнетика и намагниченности ферромагнетика составит величину $|J_{f,af}|/b$. При $R > \Delta_{f(af)}$ проигрыш в энергии превосходит выигрыш, поэтому образования пузырьобразных доменов не происходит.

Казалось бы, увеличивая $|J_{f,af}|$, мы можем сделать состояние с доменами энергетически выгодным. Однако это иллюзия, так как при $|J_{f,af}| > \min(J_f, |J_{af}|)$ на границе раздела слоев спины, принадлежащие различным слоям, останутся коллинеарными. Повышенную энергию будет иметь обменная связь между спинами первой и второй (считая от границы раздела) атомных плоскостей, принадлежащих магнетика с меньшей величиной обменной жесткости. Таким образом, в оценку войдет наименьшая из обменных энергий.

3.2. Случай сильной шероховатости.

а) Толстый слой. Исследуем теперь случай $R \ll \Delta_f, \Delta_{af}$, когда действие „зарядов“ атомных ступеней на магнитные параметры порядка будет коллективным. Как показано далее, в этом случае при определенных условиях возможно разрушение дальнего порядка вблизи границы раздела слоев, вызванное действием случайных полей.

Это явление уже обсуждалось в теории фазовых переходов. Как показано в работе Имри и Ма [7], в отсутствии анизотропии сколь угодно слабые дефекты типа „случайное локальное поле“ приводят к исчезновению дальнего порядка. При наличии слабой анизотропии это исчезновение имеет пороговый характер, т.е. происходит при превышении некоторого критического значения концентрации дефектов (или их „силы“).

Специфика нашей задачи состоит в том, что линейные дефекты типа случайное локальное поле — края атомных ступеней сосредоточены на границе раздела магнитных слоев. Поэтому исчезновение дальнего магнитного порядка будет происходить в области конечной толщины, прилегающей к границе раздела и расположенной в слое с меньшей обменной жесткостью.

Найдем условие появления такого „нарушенного“ слоя. Пусть характерный размер неоднородности параметра порядка в слое составляет величину $L \gg R$. В то же время L меньше толщины слоя. Поскольку знак случайного поля, возникающего на краю атомной ступени, носит случайный характер, флуктуация случайного поля на длине L в направлении, перпендикулярном краям атомных ступеней, составляет величину порядка $\frac{h_0}{b} \sqrt{\frac{L}{R}}$ в расчете на единицу длины ступени. Соответствующий вклад в поверхностную плотность энергии за счет локальной параллельности параметра порядка и флуктуации случайного поля составит

$$w_1 \sim -\frac{h_0}{b\sqrt{LR}}. \quad (7)$$

Проигрыш в поверхностной плотности энергии за счет неоднородности параметра порядка по порядку

величины равен

$$w_2 \sim \frac{J}{Lb}, \quad (8)$$

так как характерный размер области неоднородности в направлении, перпендикулярном границе раздела, также порядка L .

Рост поверхностной плотности энергии анизотропии составляет

$$w_3 \sim \frac{KL}{b^3}. \quad (9)$$

Если $w_3 > |w_1|$, то возникновение неоднородности на больших (по сравнению с R) масштабах энергетически не выгодно. Условие $|w_1| > w_3$ приводит к неравенству

$$L^{3/2} < \frac{h_0 \Delta^2}{JR^{1/2}}, \quad (10)$$

где Δ — толщина традиционной доменной стенки в слое с меньшей обменной жесткостью.

Пренебрегая w_3 , найдем оптимальное значение L^* , отвечающее минимуму суммарной энергии $w_1 + w_2$

$$L^* \sim \left(\frac{J}{h_0}\right)^2 R. \quad (11)$$

Так как расстояние L^* должно намного превосходить параметр R , то видно, что „нарушенный“ слой возникает только при выполнении условия

$$|J_{f,af}| \ll \min(|J_{af}|, J_f). \quad (12)$$

Подставляя L^* в неравенство (10), получаем $L^* < \Delta$, т.е. масштаб неоднородностей меньше толщины доменной стенки, и домены не успевают сформироваться на этом масштабе.

Условие $|w_1| > w_3$ эквивалентно следующему ограничению на силу и концентрацию дефектов типа „случайное локальное поле“:

$$\frac{h_0^2}{R} > \frac{J^2}{\Delta}. \quad (13)$$

Таким образом, пузыреобразные домены не возникают ни в случае слабой, ни в случае сильной шероховатости.

б) Тонкий слой. Если толщина тонкого (ферромагнитного) слоя d составляет величину, меньшую критического значения d^* , то область разрушенного дальнего порядка займет весь объем этого слоя. При $d \ll d^*$ задача становится одномерной, так как изменением параметра порядка по толщине тонкого слоя можно пренебречь.

Если тонкий слой является слоем с меньшей обменной жесткостью, то $d^* \sim L^*$.

Рассмотрим случай, когда область разрушенного дальнего порядка сосредоточена в тонком слое. Тогда

$$w_2 \sim \frac{Jd}{bL^2}, \quad (14)$$

а

$$w_3 \sim \frac{Kd}{b^3}. \quad (15)$$

Условие $|w_1| > w_3$ дает

$$L < \left(\frac{h_0}{J}\right)^2 \frac{\Delta^4}{d^2 R}. \quad (16)$$

В этом случае оптимальное значение масштаба неоднородностей

$$\tilde{L} \sim \left(\frac{J}{h_0}\right)^{2/3} (d^2 R)^{1/3}. \quad (17)$$

Неравенство (16) эквивалентно условию $\tilde{L} < \Delta$, а ограничение $\tilde{L} \gg R$ дает

$$Jd \gg Rh_0. \quad (18)$$

Условие возникновения „нарушенного“ слоя, аналогичное неравенству (13), имеет вид

$$\frac{h_0^2}{R} > \frac{J^2 d^2}{\Delta^3}. \quad (19)$$

В случае, когда обменная жесткость тонкого слоя выше, чем у толстого, приравнявая суммарные поверхностные плотности энергии для рассмотренных случаев толстого и тонкого слоев, находим следующее критическое значение толщины d^* :

$$d^* \sim \left(\frac{|J_{af}|}{J_f}\right) L^*. \quad (20)$$

При $d > d^*$ „нарушенный слой“ располагается в более мягкой подложке, а при $d \sim d^*$ переходит по мере уменьшения толщины пленки в более жесткую, но меньшую по объему пленку.

Проводя аналогичное рассмотрение, легко показать, что в случае квадратной сетки краев атомных ступеней с характерным размером R условия возникновения „нарушенного“ слоя не реализуются.

4. Заключение

В заключении сформулируем основные выводы работы. При наличии нескомпенсированных спинов антиферромагнетика вблизи краев атомных ступеней на границе раздела ферромагнитная пленка—антиферромагнитная подложка пузыреобразные домены не возникают ни в случае слабой, ни в случае сильной шероховатости. Под действием случайных полей, обусловленных существованием нескомпенсированных спинов, возникают локальные искажения параметров порядка, быстро спадающие по мере удаления от краев ступеней.

В случае слабых случайных полей в результате их коллективного влияния вблизи границы раздела пленка—подложка при определенных условиях формируется слой с нарушенным дальним магнитным порядком. При толщине пленки, меньшей критического значения, данный слой занимает весь объем пленки.

Список литературы

- [1] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean. Phys. Rev. B **102**, 1413 (1956).
- [2] A.E. Berkowitz, K. Takano. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 552 (1999).
- [3] J. Nogués, J. Sort, V. Langlois, V. Skumryev, S. Surinach, J.S. Muñoz, M.D. Baro. Phys. Rep. **422**, 65 (2005).
- [4] A.P. Malozemoff. Phys. Rev. B **35**, 3679 (1987).
- [5] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **44**, 128 (2002).
- [6] N.C. Koon. Phys. Rev. Lett. **78**, 4865 (1997).
- [7] Y. Imry, S.-K. Ma. Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).