

05

# „Переключение“ нанодоменного состояния фрустрированной системы ферромагнетик–антиферромагнетик внешним магнитным полем

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

Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 11 апреля 2012 г.)

Методами численного моделирования исследовано явление „переключения“ доменных стенок, порождаемых фрустрациями в двухслойной наноструктуре „ферромагнетик–антиферромагнетик“, выражающееся в том, что с ростом магнитного поля ферромагнитный слой, разбитый на нанодомены доменными стенками, перпендикулярными плоскости слоев, становится монодоменным, а антиферромагнитный слой, бывший в слабых полях однородным, разбивается на  $180^\circ$ -домены доменными стенками, перпендикулярными слою.

Рассчитаны структуры этих доменных стенок в различных диапазонах магнитных полей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-02-12241-офи-м-2011) и Министерства образования и науки (ФЦП „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы“: Центр коллективного пользования „УНО Электроника“).

## 1. Введение

Хорошо известно, что наличие атомных ступеней на границе раздела нанослоев ферромагнетик–антиферромагнетик с некомпенсированными атомными плоскостями, параллельными границе раздела, приводит к фрустрации межслойного обменного взаимодействия.

Если обменная жесткость ферромагнетика ниже, чем у антиферромагнетика, то при примерно равной толщине слоев в случае, когда характерное расстояние между соседними краями ступеней на границе раздела  $R$  превосходит толщины слоев, ферромагнитный слой вследствие фрустраций оказывается разбитым на  $180^\circ$ -домены. Доменные стенки нового типа, порожденные фрустрациями, зарождаются на краях атомных ступеней и пронизывают ферромагнитный слой, расширяясь по мере удаления от границы раздела (рис. 1) [1,2].

Подобное состояние устойчиво в нулевом или слабом внешнем магнитном поле. Внешнее поле, приложенное

коллинеарно намагниченностям доменов, превысив критическое значение, делает более выгодным монодоменное состояние ферромагнитного слоя. В этом состоянии доменные стенки, имеющие более сложную и зависящую от величины поля структуру, разбивают на  $180^\circ$ -домены антиферромагнитный слой.

Данная работа посвящена исследованию закономерностей явления „переключения“ доменных стенок в зависимости от физических параметров слоев, в частности, изучению структуры возникающих в антиферромагнитном слое доменных стенок.

## 2. Фазовая диаграмма

Ограничимся областью применимости обменного приближения, когда все характерные геометрические размеры — толщины слоев и возникающих вследствие фрустраций доменных стенок — намного меньше толщин традиционных (блоховских, неелевских или гибридных) доменных стенок, определяемых конкуренцией обменной энергии и энергии анизотропии.

В обменном приближении фазовая диаграмма двухслойной системы ферромагнетик–антиферромагнетик была получена нами в работе [3] (см. также обзоры [1,2]). Если обменное взаимодействие между слоями по порядку величины сравнимо с обменным взаимодействием в слое с меньшей обменной жесткостью, то на фазовой диаграмме отсутствует область слабых искажений, и двухслойная система, в зависимости от соотношения между параметром  $R$  и толщинами слоев, находится в одной из двух возможных фаз:

— в нанодоменной А-фазе, в которой один из слоев разбит доменными стенками нового типа на домены,

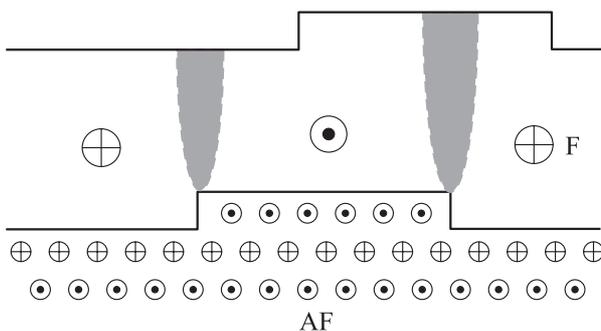


Рис. 1. Нанодоменная фаза двухслойной системы в случае подложки с большей обменной жесткостью.

— в фазе  $B$  с однородным распределением параметра порядка в толще слоев и статистическими спиновыми вихрями вблизи границы их раздела. При этом взаимная ориентация ферро- и антиферромагнитного параметров порядка является ортогональной.

Поведение фазы со спиновыми вихрями во внешнем магнитном поле было рассмотрено в работе [4]. С выходом за рамки обменного приближения и учетом энергии одноионной анизотропии проблема обменного сдвига в этой фазе была рассмотрена в работах [2,5]. Поэтому в дальнейшем сосредоточим наше внимание на нанодоменной  $A$ -фазе.

Ограничимся случаем сравнимых толщин слоев, так как в случае очень толстой антиферромагнитной подложки эффект „переключения“ отсутствует.

Поскольку обменная жесткость ферромагнетика ниже, чем у антиферромагнетика, в отсутствие магнитного поля на  $180^\circ$ -домены разбит ферромагнитный слой.

Что же происходит при приложении магнитного поля к нанодоменному состоянию? Пусть поле приложено параллельно легкой оси, лежащей в плоскости слоев (следует отметить, что в обменном приближении энергия анизотропии пренебрежимо мала и направление магнитного поля и магнитных моментов относительно кристаллографических направлений не играет роли).

Если величина внешнего магнитного поля превосходит некоторое критическое значение, то ферромагнитный слой становится монодоменным, а  $180^\circ$ -доменные стенки будут пронизывать антиферромагнитный слой. Энергия доменных стенок в антиферромагнитном слое выше, чем в ферромагнитном. Величина критического магнитного поля находится из условий равенства выигрыша в зеемановской энергии и проигрыша в энергии доменных стенок. Поэтому для нахождения зависимости поля „переключения“ от параметров системы необходимо предварительно исследовать структуру доменных стенок в антиферромагнетике.

### 3. Метод моделирования

Рассмотрим двухслойную систему ферромагнетик–антиферромагнетик 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  $\mathbf{s}_i$ , а его величину включить в соответствующую константу взаимодействия. Тогда энергия обменного взаимодействия ближайших соседей принимает вид

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

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

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) тетрагональной объемноцентрированной решетки с осью легкого намагничивания  $c$ , лежащей в плоскости слоя.

Введем декартову ортогональную систему координат с осями, параллельными кристаллографическим, причем ось  $x$  параллельна „легким“ осям слоев, а ось  $z$  направлена перпендикулярно слоям. Для уменьшения числа параметров константы одноионной анизотропии слоев предполагаются одинаковыми. С учетом этого энергия анизотропии имеет вид

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

где  $K_{\parallel} > 0$  — константа одноосной 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.

Энергия взаимодействия с внешним магнитным полем (зеемановская энергия) дается формулой

$$W_Z = \mu \sum_i (\mathbf{s}_i, \mathbf{B}), \quad (3)$$

где  $\mu$  — магнитный момент элементарной ячейки, а  $\mathbf{B}$  — индукция внешнего магнитного поля. Здесь учтено, что вектор спина антипараллелен вектору магнитного момента атома.

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

$$\hbar \frac{d}{dt} \mathbf{s}_i = [\mathbf{s}_i \mathbf{H}_{eff}] + \eta \mathbf{H}_{eff}, \quad (4)$$

где  $\eta$  — затухание, а

$$\mathbf{H}_{eff}^p = -\frac{\partial W}{\partial \mathbf{s}_i^p}, \quad (5)$$

$p = x, y, z$ , а  $W$  — сумма энергий обмена, анизотропии и зеемановской энергии.

Решение системы уравнений (4) находилось „классическим“ методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Приход к равновесию контролировался по поведению суммарной энергии системы.

Края атомных ступеней на границе раздела слоев предполагались параллельными друг другу и оси  $y$  системы координат. Решалась двумерная задача о распределении спинов в плоскости  $xz$  с периодическими по  $x$  граничными условиями.

Поскольку поле „переключения“ определяется кратчайшим расстоянием  $R$  между краями атомных ступеней, замена совокупности параллельных ступеней их квадратной сеткой с тем же размером ячейки  $R$  не приводит к качественному изменению полученных результатов.

#### 4. Структура доменных стенок

В данном разделе исследуем структуру уединенной доменной стенки в антиферромагнетике.

4.1. Область сильных полей. Как показало моделирование, в области сильных полей доменная стенка, порожденная атомной ступенью, в антиферромагнетике имеет структуру, изображенную на рис. 2. Спины атомов лежат в плоскости слоев, параметр порядка образует угол  $\theta$  с легкой осью. Область искажений параметра порядка в ферромагнетике имеет овальную форму с характерными размерами  $a$  и  $\delta$  (рис. 2, *a*). Ширина доменной стенки в антиферромагнитном слое увеличивается по мере удаления от границы раздела слоев от величины  $\delta$  до величины порядка толщины антиферромагнитного слоя  $d_{af}$  [6]. Зависимость параметров  $a$  и  $\delta$

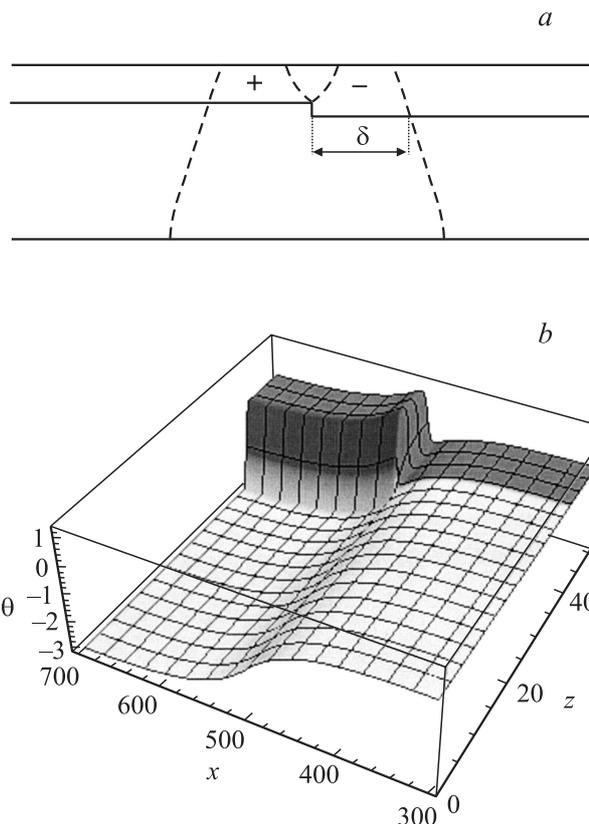


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для средних ( $h = 0.002$ ) магнитных полей.

от величины магнитного поля можно найти из простых энергетических оценок.

Энергия расширяющейся доменной стенки в области ферромагнетика, прилегающей к краю ступени, имеет порядок (в расчете на единицу длины края атомной ступени)

$$w_1 \sim \frac{J_f}{b} \ln \frac{a}{b}, \tag{6}$$

где  $b$  — межатомное расстояние.

Аналогично энергия расширяющейся доменной стенки в антиферромагнетике равна [6]

$$w_2 \sim \frac{|J_{af}|}{b} \ln \frac{d_{af} + \delta}{\delta}. \tag{7}$$

Энергия неоднородности параметра порядка в области полуовалов в ферромагнетике по порядку величины составляет

$$w_3 \sim \frac{J_f a \delta}{b} \left( \frac{1}{a^2} + \frac{1}{\delta^2} \right). \tag{8}$$

Проигрыш в энергии из-за того, что в области полуовалов параметр порядка не коллинеарен внешнему магнитному полю, равен

$$w_4 \sim \frac{h a \delta}{b^3}, \tag{9}$$

где  $h = \mu B$  — зеемановская энергия в расчете на одну ячейку.

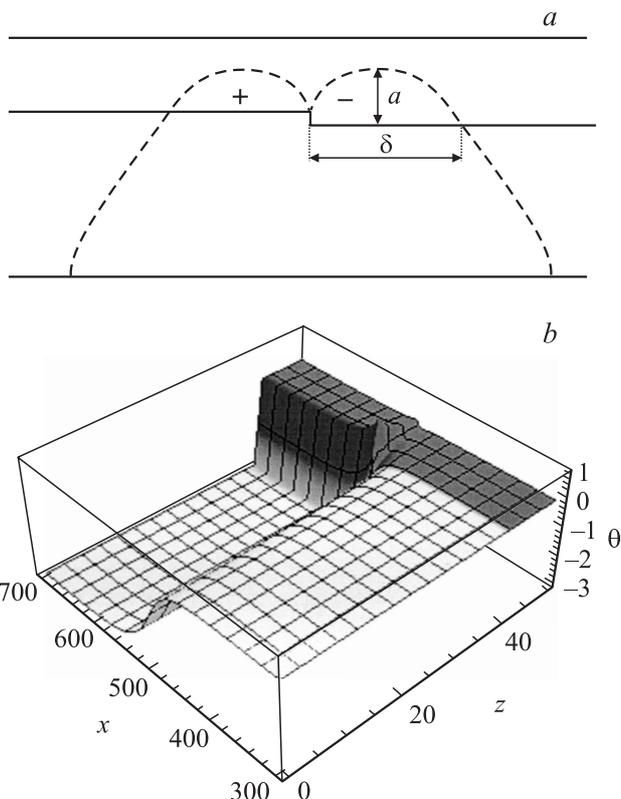


Рис. 2. Доменная стенка, порожденная атомной ступенью, в области сильных ( $h = 0.03$ ) магнитных полей: схематическое изображение (*a*) и угол  $\theta$ , рассчитанный для случая  $J_{af} = -1$ ,  $J_f = J_{f,af} = 0.1$  (*b*). Ступени на границе раздела между ферромагнетиком ( $z > 40$ ) и антиферромагнетиком ( $z < 40$ ) соответствует координата  $x = 500$ .

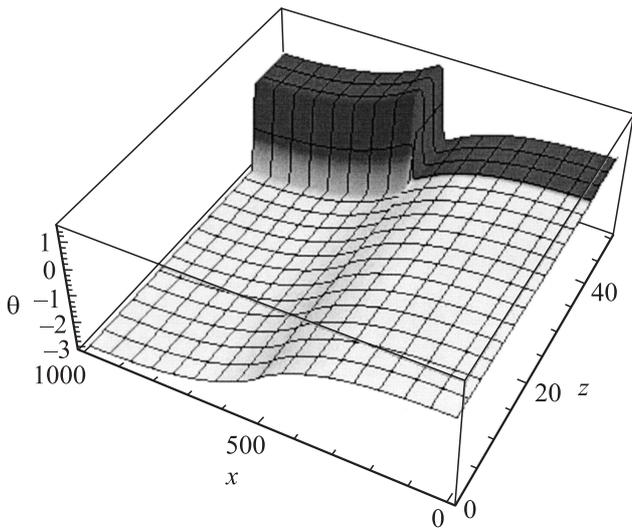


Рис. 4. То же, что на рис. 2, в области слабых ( $h = 0.0001$ ) магнитных полей.

Минимизируя суммарную энергию  $w_1 + w_2 + w_3 + w_4$  по параметрам  $a$  и  $\delta$ , находим в случае  $d_{af} \gg \delta$

$$a \sim b \sqrt{\frac{J_f}{h}}, \tag{10}$$

$$\delta \sim b \frac{|J_{af}|}{\sqrt{J_f h}}. \tag{11}$$

Данное решение имеет место, если  $a \ll d_f$  и  $\delta \ll d_{af}$ . Первое из указанных неравенств нарушается в поле

$$h_1 = J_f \left( \frac{b}{d_f} \right)^2, \tag{12}$$

а второе — в поле

$$h_2 = \frac{J_{af}^2}{J_f} \left( \frac{b}{d_{af}} \right)^2. \tag{13}$$

4.2. Область средних полей. Если  $h_2 > h_1$ , что эквивалентно неравенству

$$d_f |J_{af}| > d_{af} J_f, \tag{14}$$

то в области  $h_2 > h > h_1$  минимум энергии достигается при  $a$ , задаваемом формулой (10), и

$$\delta \sim \sqrt{\frac{d_{af} a |J_{af}|}{J_f}} > d_{af}. \tag{15}$$

Ограничимся рассмотрением случая  $d_{af} |J_{af}| > d_f J_f$ , когда  $\delta > a$ .

Если же  $h_1 > h_2$ , то при  $h < h_1$  доменная стенка имеет вид, изображенный на рис. 3. Область неоднородности ферромагнитного параметра порядка занимает всю толщину ферромагнитного слоя (рис. 3,а). Тогда энергия

неоднородности параметра порядка в ферромагнетике имеет вид

$$w_1 + w_3 \sim \frac{J_f d_f}{b \delta} + J_f \ln \frac{d_f}{b}, \tag{16}$$

а возрастание зеемановской энергии

$$w_4 \sim \frac{h d_f \delta}{b^3}. \tag{17}$$

Минимизируя энергию по параметру  $\delta$  в предположении  $\delta \ll d_{af}$ , получаем

$$\delta \sim \frac{|J_{af}| b^2}{h d_f}, \tag{18}$$

а критическое значение  $h_2^*$ , при котором  $\delta = d_{af}$ , принимает вид

$$h_2^* = \frac{|J_{af}| b^2}{d_f d_{af}}. \tag{19}$$

4.3. Область слабых полей. В диапазоне полей  $h < \min(h_1, h_2)$  параметр  $\delta > d_{af}$ , и область неоднородностей занимает всю толщину ферромагнитного слоя (рис. 4). Энергия доменной стенки антиферромагнетика имеет вид

$$w_2 \sim |J_{af}| \frac{d_{af}}{\delta}. \tag{20}$$

Энергия неоднородности параметра порядка в ферромагнетике и проигрыш в зеемановской энергии даются формулами (16) и (17) соответственно.

Минимизация суммарной энергии приводит к значению

$$\delta(h) \sim b \sqrt{\frac{|J_{af}| d_{af}}{h d_f}} \gg d_f, d_{af}. \tag{21}$$

### 5. Поле „переключения“

Легко видеть, что согласно формуле (21) с уменьшением величины магнитного поля параметр  $\delta$  растет. Как показало моделирование, „переключение“ происходит постепенно и не является, строго говоря, фазовым переходом. Полю „переключения“  $h_0$  соответствует значение

$$\delta(h_0) = R, \tag{22}$$

т.е. поле „переключения“ — это поле, при котором доменные стенки занимают все пространство между атомными ступенями и начинают перекрываться.

Из условия (22) получаем оценку для поля „переключения“

$$h_0 \sim \left( \frac{b}{R} \right)^2 \frac{|J_{af}| d_{af}}{d_f} \propto R^{-2}. \tag{23}$$

## 6. Заключение

Сформируем основные результаты работы:

— предсказано явление „переключения“ в двухслойной фрустрированной наноструктуре ферромагнетик–антиферромагнетик во внешнем магнитном поле и дана оценка величины поля, соответствующего переходу;

— методами численного моделирования получены структуры доменных стенок, порожденных фрустрациями, при различных значениях магнитного поля;

— выделено три диапазона полей, в которых структуры доменных стенок существенно различаются.

К сожалению, нам не известны экспериментальные наблюдения предсказанного явления „переключения“. Переход слоя (ферро- или антиферромагнитного) из нанодоменного в однородное состояние можно наблюдать, исследуя его поверхность методами спин-поляризованной сканирующей туннельной микроскопии [7,8].

## Список литературы

- [1] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **46**, 385 (2004).
- [2] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **54**, 209 (2012).
- [3] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов. Письма в ЖЭТФ **71**, 544 (2000).
- [4] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **44**, 2004 (2002).
- [5] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **50**, 675 (2008).
- [6] В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов, Ю.С. Сигов. ЖЭТФ **114**, 1817 (1998).
- [7] U. Schlickum, N. Janke-Gilman, W. Wulfhchel, J. Kirschner. Phys. Rev. Lett. **92**, 107 203 (2004).
- [8] W. Wulfhchel, U. Schlickum, J. Kirschner. Microscopy Res. Techn. **66**, 105 (2005).