

Полевые зависимости намагниченности и «обменный сдвиг» в ферро/антиферромагнитных системах. II. Континуальная модель ферромагнитного слоя

А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua*

М.Л. Панкратова

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61107, Украина

Статья поступила в редакцию 16 марта 2009 г.

Для качественного объяснения экспериментальных результатов исследования полевых зависимостей намагниченности в контактирующих ферро- и антиферромагнитных средах предложена модель, в которой тонкая ферромагнитная (ФМ) пленка с сильной анизотропией типа «легкая плоскость» рассматривается в континуальном приближении. Показано, что в рассмотренной системе возможно существование коллинеарных и скошенных структур ферромагнитного слоя. Найдены области параметров (обменных взаимодействий в ФМ слое и через ФМ/АФМ интерфейс, толщины ФМ слоя и величины внешнего магнитного поля), при которых существует неоднородное состояние ФМ, и получены явные аналитические выражения для распределения намагниченности в нем. Построены зависимости полной намагниченности системы от величины внешнего поля в физически важных случаях «тонкого» и «толстого» ФМ слоев, и продемонстрирована возможность несимметричной зависимости $M(H)$, наблюдаемой в экспериментах. Проведено сравнение с результатами, полученными ранее в более простой модели двухслойной ФМ подсистемы.

Для якісного пояснення експериментальних результатів дослідження польових залежностей намагніченості в феро- та антиферомагнітних середовищах, які контактують, запропоновано модель, в якій тонка феромагнітна (ФМ) плівка з сильною анізотропією типу «легка площина» розглянута в континуальному наближенні. Показано, що в розглянутій системі можливе існування колінеарних та скошених структур феромагнітного шару. Знайдено області параметрів (обмінних взаємодій в ФМ шарі і крізь ФМ/АФМ інтерфейс, товщини ФМ шару і величини зовнішнього магнітного поля), при яких існує неоднорідний стан ФМ, і отримано явні аналітичні розв'язки для розподілу намагніченості в ньому. Побудовано залежності повної намагніченості системи від величини зовнішнього поля у фізично важливих випадках «тонкого» й «товстого» ФМ шарів, та продемонстровано можливість несиметричної залежності $M(H)$, яка спостерігається в експериментах. Проведено порівняння з результатами, отриманими раніше для більш простої моделі двошарової ФМ підсистеми.

PACS: 75.70.Cn Магнитные свойства вблизи границы раздела (многослойные структуры, сверхрешетки, гетероструктуры);
75.60.Ch Доменные стенки и доменная структура;
75.60.Ej Кривые намагничивания, гистерезис, эффект Баркхаузена и связанные эффекты.

Ключевые слова: ферромагнетик, антиферромагнетик, граница раздела, обменный сдвиг, полевая зависимость намагниченности, неоднородные состояния.

1. Введение

В последнее время значительный интерес как экспериментаторов, так и теоретиков привлекают маг-

нитные многослойные системы с различной магнитной структурой отдельных слоев (в первую очередь, с чередующимися слоями ферро- и антиферромагнетиков). Свя́зано это с возможными применениями таких

объектов в элементах магнитозаписи и хранения информации, в области спинтроники, в связи с изучением и применением явления гигантского магнетосопротивления. С теоретической точки зрения, очень интересным представляется наблюдаемое в этих системах явление обменного смещения (ОС) (exchange bias), или обменной анизотропии (exchange anisotropy) [1–3], заключающееся в смещении петли гистерезиса зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля $M = M(H)$ из симметричного положения относительно точки $H = 0$. Эффект носит поверхностный характер и определяется магнитным взаимодействием через поверхность интерфейса ФМ/АФМ, а величина поля ОС H_{bias} уменьшается с ростом толщины ФМ слоя как $H_{\text{bias}} \sim 1/L_F$, где L_F — толщина ФМ слоя [2,3]. Простейшие теоретические модели явления (например, [2]) предполагают однородную намагниченность ФМ слоя и отсутствие неоднородных магнитных состояний. ОС объясняется эффективным полем, воздействующим на ФМ через границу раздела. При этом предполагается, что граница АФМ скомпенсирована, хотя явление ОС наблюдается и в случае нескомпенсированных границ. В работах [4–10] была рассмотрена возможность формирования доменных границ (ДГ), параллельных границе раздела, но, несмотря на наличие многочисленных работ, исчерпывающей теории ОС пока не существует.

В последнее время экспериментально обнаружены новые особенности явления ОС: сдвинутая петля гистерезиса становится асимметричной (т.е. $M(2H_{\text{bias}} - H) \neq -M(H)$), на ней появляются ступеньки [11–15] и наклон кривой намагничивания на разных участках различен. Наличие «полочек» и разделенных по полю участков зависимости $M(H)$ указывает на возможность существования стационарных состояний, отличных от полностью перемагниченных.

В работе [16] нами была рассмотрена простейшая модель ФМ/АФМ двухслойной системы, в которой ФМ часть состояла только из двух атомных слоев. Это была «минимально простая» модель, допускающая неоднородные состояния намагниченности ФМ в направлении, перпендикулярном плоскости раздела ФМ/АФМ.

Было показано, что (i) область перемагничивания имеет конечную ширину по полю, что связано с образованием неколлинеарной (скошенной) фазы, (ii) при ферромагнитном обмене J , малом по сравнению с обменом через интерфейс J_0 ($J < J_0/2$), на полевой зависимости намагничивания ферромагнитного слоя вблизи поля H_{bias} наблюдается «полочка» с $M = 0$, соответствующая антисимметричной фазе $\uparrow\downarrow$, (iii) зависимость $M(H)$ симметрична относительно поля H_{bias} и (iv) учет магнитной анизотропии в легкой плоскости

ФМ приводит к возникновению сильно асимметричной петли гистерезиса. Полученные результаты качественно описывают ряд наблюдаемых в экспериментах зависимостей кривых намагничивания, но не описывают, например, асимметрию кривых намагниченности по величине M .

Цель данной работы — обобщение ранее предложенной модели на случай ФМ области, состоящей из достаточно большого числа магнитных слоев. Нами показано, что такое обобщение модели приводит к асимметрии зависимости $M(H)$, связанной с возникновением неоднородных состояний типа ДГ. Кроме этого, продемонстрировано, что результаты в двухслойной и многослойной моделях ведут себя подобным образом, но увеличение числа ФМ слоев увеличивает критическое значение параметра J/J_0 , при котором проявляются особенности явления ОС. Этот результат может служить обоснованием рассмотренной в [16] модели и вытекающих из нее результатов.

2. Формулировка континуальной модели ФМ слоя конечной толщины

Исследованная в работе [16] модель двух ФМ слоев является весьма упрощенной, хотя и дает некоторые важные качественные результаты. Реально в экспериментах толщина ферромагнитной части достигает нескольких десятков атомных слоев, и при этом иногда можно пользоваться континуальными моделями. Рассмотрим случай, когда ФМ состоит из N слоев (рис. 1). Как и в работе [16], ограничимся случаем «жесткого» АФМ, магнитные моменты которого фиксированы и не меняют направление во внешнем магнитном поле. Сильная легкоплоскостная анизотропия «укладывает» магнитные моменты ФМ в эту плоскость, и конфигурация магнитных моментов характеризуется только углами поворота моментов в легкой плоскости φ_n . Рассмотрим простейший случай отсутствия дополнительной анизотропии в легкой плоскости (изотропная легкая плоскость). Обменное взаимодействие между ФМ моментами характеризуется параметром J , а обменное взаимодействие через ФМ/АФМ интерфейс — параметром J_0 . Полная энергия ферромагнитной части определяется выражением

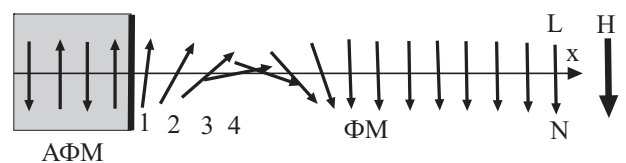


Рис. 1. Конфигурация магнитных моментов ФМ слоев, соответствующая рассматриваемой континуальной модели.

$$E = -J_0 \cos \varphi_1 - J \sum_{n=1}^{N-1} \cos(\varphi_n - \varphi_{n+1}) - H \sum_{n=1}^N \cos \varphi_n, \quad (1)$$

где H — внешнее магнитное поле, направленное вдоль плоскости раздела сред.

Равновесные конфигурации определяются уравнениями $dE/d\varphi_n = 0$ для всех $n = 1, \dots, N$, которые имеют вид

$$(H + J_0) \sin \varphi_1 + J \sin(\varphi_1 - \varphi_2) = 0, \quad (2)$$

$$H \sin \varphi_n + J \sin(\varphi_n - \varphi_{n-1}) + J \sin(\varphi_n - \varphi_{n+1}) = 0, \quad (3)$$

$$n = 2, \dots, N-1,$$

$$H \sin \varphi_N + J \sin(\varphi_N - \varphi_{N-1}) = 0. \quad (4)$$

В случае малых внешних полей $|H| \ll J$ и слабого эффективного обмена через границу раздела $J_0 \ll J$ (при достаточно небольшой толщине ФМ слоя) можно воспользоваться континуальным приближением и описывать систему в рамках дифференциальных уравнений. Перейдем от дискретных переменных φ_n к непрерывной функции $\varphi(x)$, где $0 < x < L$, $L = aN$ — толщина ферромагнитного слоя и a — межслойное расстояние. Уравнение принимает вид уравнения математического маятника или статической редукции хорошо известного в нелинейной механике «синусоидального уравнения Гордона»:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{H}{Ja^2} \sin \varphi. \quad (5)$$

Это уравнение дополняется граничными условиями на границе с антиферромагнетиком при $x = 0$ и на свободной границе при $x = L$:

$$\left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=0} = \frac{J_0}{aJ} \sin \varphi(0), \quad \left. \frac{d\varphi}{dx} \right|_{x=L} = 0. \quad (6)$$

3. Неоднородные состояния ФМ слоя

При $H > 0$ единственным решением системы (5), (6) является однородное состояние с $\varphi = 0$. Неколлинеарные решения существуют при $H < 0$, где происходит существенная перестройка структуры ферромагнитного слоя. Введем обозначение $\mathcal{H} = |H|/Ja^2$ и перепишем (5) в виде

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \mathcal{H} \sin \varphi(x) = 0. \quad (7)$$

Это уравнение имеет тривиальные решения: $\varphi = 0$ с энергией $\mathcal{E}_\uparrow = L\mathcal{H}/a - \mathcal{H}_0$ и $\varphi = \pi$ с $\mathcal{E}_\downarrow = L\mathcal{H}/a + \mathcal{H}_0$, где полная энергия определяется естественным образом:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{a} \int_0^L dx \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 + \mathcal{H} \cos \varphi \right\} - \mathcal{H}_0 \cos \varphi_0 - \mathcal{H} \frac{L}{a}, \quad (8)$$

и $\mathcal{H}_0 = J_0/Ja^2$. Кроме этих коллинеарных решений, у уравнения (7) существуют решения для скошенной фазы вида

$$\varphi(x) = 2 \arcsin [k \operatorname{sn}(\sqrt{\mathcal{H}}(x + x_0), k)], \quad (9)$$

удовлетворяющие граничным условиям, где $\operatorname{sn}(q, k)$ — эллиптический синус Якоби и k — его модуль. Параметры этого решения (x_0, k) находятся из граничных условий (6). Они определяются системой уравнений

$$\sqrt{\lambda} \operatorname{cn}(\sqrt{\mathcal{H}}x_0, k) = \operatorname{sn}(\sqrt{\mathcal{H}}x_0, k) \operatorname{dn}(\sqrt{\mathcal{H}}x_0, k), \quad (10)$$

$$\sqrt{\mathcal{H}}(L + x_0) = \mathbf{K}(k), \quad (11)$$

где $\mathbf{K}(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода и $\lambda = J|H|/J_0^2$. Система уравнений (10), (11) сводится к одному уравнению для модуля эллиптической функции k :

$$\operatorname{sn}(\sqrt{\mathcal{H}}L, k) \operatorname{dn}(\sqrt{\mathcal{H}}L, k) = \sqrt{\lambda} \operatorname{cn}(\sqrt{\mathcal{H}}L, k). \quad (12)$$

Это уравнение содержит два безразмерных параметра: λ и $\sqrt{\mathcal{H}}L = \sqrt{|H|/J}(L/a)$. Естественным образом возникают три параметра размерности длины: L , $l_0 = a(J/J_0)$ и $l_1 = a\sqrt{J|H|}$. При этом $\lambda = (l_1/l_0)^2$ и $\sqrt{\mathcal{H}}L = L/l_1$. Отметим связь аргументов эллиптических функций: $\sqrt{\lambda} \operatorname{sn}(\sqrt{\mathcal{H}}x_0, k) = \operatorname{sn}(\sqrt{\mathcal{H}}L, k)$. Энергия скошенной конфигурации (9) равна (в безразмерных единицах)

$$a^2 E_{NC} = \frac{aL}{l_1^2} (2k^2 - 3) - \frac{a}{l_0} + \frac{al_0}{l_1^2} 2k^2 \operatorname{sn}^2\left(\frac{L}{l_1}, k\right) + 4 \frac{a}{l_1} \left[\mathbf{E}(k) - E \left\{ \arcsin \frac{l_0}{l_1} \operatorname{sn}\left(\frac{L}{l_1}, k\right), k \right\} \right], \quad (13)$$

где $\mathbf{E}(k)$ и $E(u, k)$ — полный и неполный эллиптические интегралы второго рода, и уравнение (12) может быть переписано в виде

$$\operatorname{sn}\left(\frac{L}{l_1}, k\right) = \frac{1}{\sqrt{2}k} \sqrt{1 + \lambda - \sqrt{(1 - \lambda)^2 + 4\lambda(1 - k^2)}}. \quad (14)$$

С учетом (13) энергия скошенной конфигурации выражается через модуль эллиптической функции k , а выражение (14) является уравнением для нахождения зависимости этого модуля от величины внешнего магнитного поля H при различных соотношениях параметров системы. В выражении (14) параметр λ может быть любым (как большим, так и меньшим 1), что следует из формулы для $\operatorname{dn}^2(L/l_1, k)$.

Вычислим также полную намагниченность ферромагнитного слоя, определяемую формулой

$$M = \frac{1}{Ja^3} \int_0^L dx \cos \varphi(x). \quad (15)$$

Нормировка выбрана таким образом, чтобы в коллинеарной фазе выполнялось естественное соотношение $E = -MH$. В коллинеарных фазах $M_{\uparrow} = L/Ja^3$ и $M_{\downarrow} = -L/Ja^3$. Намагниченность скошенной фазы ферромагнитной пленки равна (выделены отношения характерных параметров размерности длины)

$$Ja^2 M_{NC} = -\frac{L}{a} + 2 \frac{l_1}{a} \left[\mathbf{E}(k) - E \left\{ \arcsin \frac{l_0}{l_1} \operatorname{sn} \left(\frac{L}{l_1}, k \right), k \right\} \right]. \quad (16)$$

Уравнение (14) легко исследовать на плоскости параметров L/l_1 и L/l_0 (рис. 2). Область существования различных решений ограничена на этом рисунке линиями $k=0$ и $k=1$. Нижняя граница области скошенной фазы ($H = H_-$) на рисунке определяется соотношением $L/l_0 = (L/l_1) \operatorname{th}(L/l_1)$, а верхняя ($H = H_+$) — соотношением $L/l_0 = (L/l_1) \operatorname{tg}(L/l_1)$. В данной статье рассмотрим случай достаточно толстой ФМ прослойки: $L/a \gg 1$. Кроме того, физической ситуации отвечают значения $J \gg J_0$ и, следовательно, $l_0/a \gg 1$. То есть в рассматриваемой задаче имеются два больших параметра L/a и l_0/a . Случай $L \gg l_0$ отвечает «толстому» ферромагнитному слою (область B на рис. 2), а неравенство $L \ll l_0$ — «тонкому» ферромагнитному слою (область A). Границе этих предельных случаев на рисунке соответствует линия $L = l_0$. Указанные два случая качественно рассмотрены в работе [9], однако в настоящей статье впервые получены точные реше-

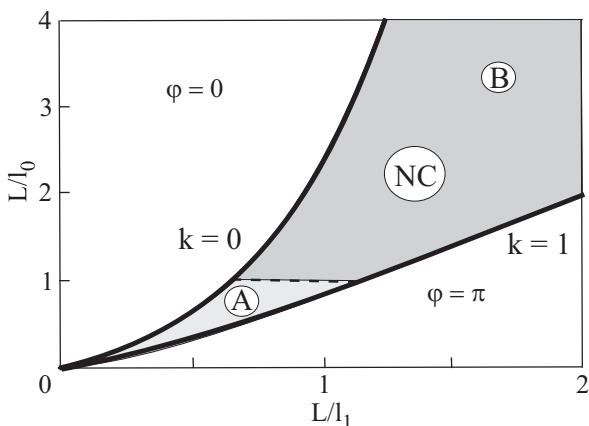


Рис. 2. Фазовая диаграмма на плоскости параметров L/l_1 и L/l_0 . Приведены области устойчивости коллинеарных фаз с $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$ и скошенной фазы (NC). Области A и B соответствуют случаям «тонкого» ($L \ll l_0$) и «толстого» ($L \gg l_0$) ФМ слоев.

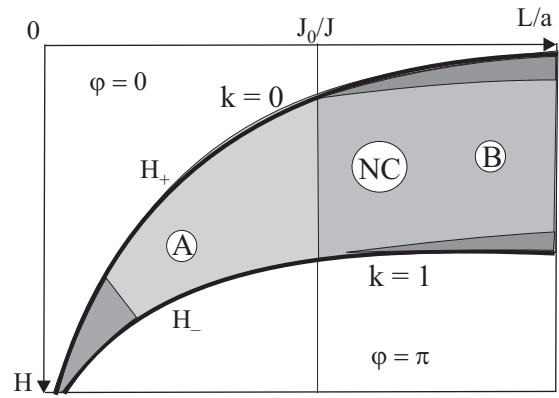


Рис. 3. Фазовая диаграмма на плоскости $|H|$ и L/a . Линии H_{\pm} соответствуют границам области существования скошенной фазы на рис. 4. Линия $L/a = J_0/J$ разделяет области «тонкого» (A) и «толстого» (B) ФМ слоев. Темным областям отвечают области выполнения неравенств, использованных при нахождении явных зависимостей параметров магнитной структуры от величин поля и толщины ФМ слоя.

ния модели. В пределах «тонкого» и «толстого» ФМ слоев решение уравнения (14) $k = k(H)$ легко найти, определяя изменение структуры скошенного состояния в зависимости от величины поля. В области A малых значений l_1/l_0 («тонкий» ФМ слой) имеем $2k^2(H) \approx 1 + 3(J/J_0) [H/J_0 + (L/a)(H/J_0)^2]$. В области B больших значений l_1/l_0 («толстый» ФМ слой) имеем $\mathbf{K}(k) = (L/a + J/J_0) \sqrt{|H|/J}$.

Поскольку ниже нас будут интересовать зависимости энергии и намагниченности скошенного состояния от внешнего поля, найдем его интервал существования по полю в зависимости от соотношения параметров L/a и J/J_0 . На рис. 3 эта область изображена как функция параметра L/a при фиксированном значении отношения J/J_0 . Область существования скошенной конфигурации выделена, нижняя ее граница по полю соответствует значению модуля $k=0$, а верхняя — $k=1$. На рисунке видно, что в «тонкой» ФМ пленке скошенная структура существует только в больших полях ($|H| \gg J_0$), а в «толстой» — в малых полях ($|H| \ll J_0$).

4. Полевые зависимости намагниченности в континуальной модели

Рассмотрим вначале случай «тонкого» ФМ слоя ($L \ll l_0$). Этот случай чаще всего реализуется в эксперименте, так как типичная толщина ФМ пленки составляет 10–50 атомных слоев, в то время как эффективный параметр J_0/J имеет порядок величины 10^{-2} – 10^{-3} . Из приведенных выше соотношений для

границ области существования скошенной фазы получаем

$$H_{\pm} \approx -J_0 \frac{a}{L} \pm \frac{J_0^2}{3J}. \quad (17)$$

Полевая зависимость намагниченности $M(H)$ для «тонкого» ФМ слоя приведена на рис. 4,а. Она напоминает соответствующую зависимость в модели двух ФМ слоев, приведенную на рис. 4,а в работе [16]. Переход резкий и практически симметричный относительно поля обменного смещения

$$H_{\text{bias}} \approx -J_0 \frac{a}{L}. \quad (18)$$

Этот результат совпадает с результатом простой однослойной модели, предложенной в [1]. При этом выполняется соотношение $|H_{\text{bias}}| \sim 1/L$, обычно наблюдаемое в экспериментах.

Ширина области скошенной фазы составляет $\Delta H = (2/3)J_0^2/J \ll |H_{\text{bias}}|$. При $H = H_{\text{bias}}$ намагниченность равна нулю и $k^2 = 1/2$. Физически ситуация «тонкого» ФМ означает, что ФМ в скошенной фазе намагничен почти однородно: $\varphi(0) \approx \varphi(L)$. Действительно, в формуле (9) координата x входит только в комбинации $\sqrt{\mathcal{H}}x$, а $\sqrt{\mathcal{H}}L = L/l_1 \approx \sqrt{L/l_0}$, поскольку в этом пределе в скошенной фазе $H \approx -J_0 a/L$. Следовательно

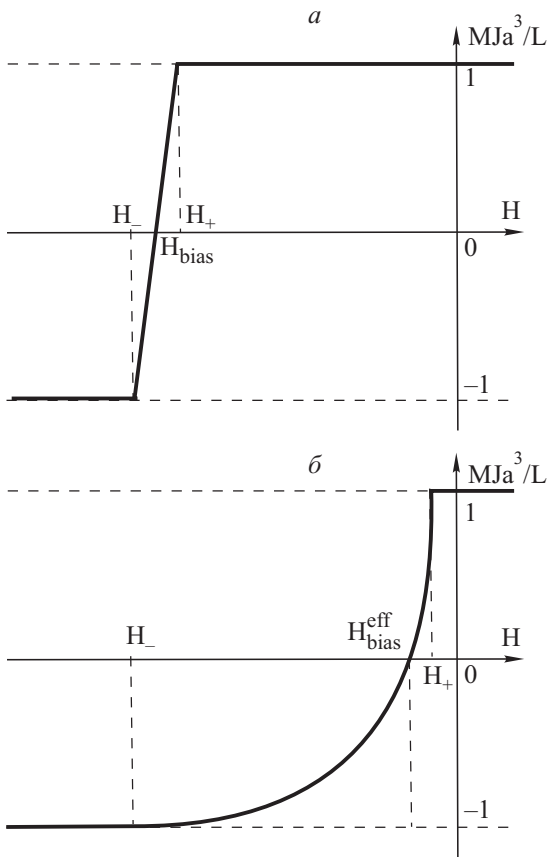


Рис. 4. Полевая зависимость намагниченности $M(H)$ для случая «тонкого» (а) и «толстого» (б) ФМ слоев.

но, $\sqrt{\mathcal{H}}L \ll 1$. При этом в узкой области $H_- < H < H_+$ происходит практически равномерный разворот намагниченности от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pi$.

В двухслойной модели, рассмотренной в работе [16], $L = 2a$ и «малая толщина» слоя $L = 2a \ll l_0$ означала выполнение неравенства $J/J_0 \gg 1$, т.е. отвечала пределу $l \gg 1$ на рис. 2,а в работе [16]. Интересно, что, несмотря на простоту двухслойной модели, в рассмотренном пределе она дает не только качественно, но и количественно правильный результат. Действительно, если в формулах (17), (18) положить $L = 2a$, то получается выражение для центра переходной области $H_{\text{bias}} = -J_0/2$, совпадающее с результатом в двухслойной модели. Ширина переходной области $\Delta H = (2/3)J_0^2/J$ также практически совпадает с данными предыдущей модели $\Delta H = (1/4)J_0^2/J$.

Рассмотрим другой предельный случай «толстого» ферромагнитного слоя, когда $L \gg l_0$. В этом случае также легко проанализировать пределы $k \rightarrow 0$ и $k \rightarrow 1$. Границы скошенной фазы на рис. 3 определяются выражениями

$$H_{\pm} \approx -J \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 \left(\frac{a}{L} \right)^2, \quad H_{\pm} \approx -J \left(\frac{J_0}{J} \right)^2. \quad (19)$$

На рис. 3 выделены области выполнения неравенств $l_1/l_0, L/l_1 \sim \sqrt{L} \ll 1$ для «тонкого» ФМ слоя при $L/a \ll J/J_0$ и области $L/l_1 \gg 1$ и $l_1/l_0 \gg 1$ в верхней и нижней границ при $L/a \gg J/J_0$ для «толстого» ФМ слоя.

В случае «толстого» ФМ слоя полевая зависимость намагниченности $M(H)$ несимметрична (рис. 4,б) по полю относительно значения $H_0 = -J_0 a/L$. Введем обозначение $H_{\text{bias}}^{\text{eff}}$ для поля, в котором намагниченность обращается в нуль, где теперь $|H_{\text{bias}}^{\text{eff}}| \approx |H_+| \approx J(a/L)^2 \ll J_0 a/L$ и $a^2 J M_{\text{NC}}(H_0) = -(L/a) + \mathcal{O}(J/J_0)$. Таким образом, в этом случае $|H_{\text{bias}}^{\text{eff}}| \sim 1/L^2$. В рассматриваемом пределе простая модель, использованная в [1], уже «не работает». Мы получили экспериментально наблюдаемое в [17] в толстых образцах убывание поля обменного смещения с толщиной образца $|H_{\text{bias}}| \sim 1/L^2$ вместо $|H_{\text{bias}}| \sim 1/L$ для тонких пленок ФМ. При этом ширина перехода $\Delta H \approx J_0^2/J \gg |H_{\text{bias}}^{\text{eff}}|$. Качественно причина асимметрии перемагничивания в случае толстой области ФМ заключается в следующем. В коллинеарной фазе $\varphi = \pi$ возникает проигрыш в энергии $2J_0$ на границе раздела. Поэтому в не очень больших полях энергетически более выгодно формирование вблизи интерфейса неоднородной структуры с шириной области неоднородности порядка величины $\mathcal{H}^{-1/2} = l_1 = a\sqrt{J/|H|}$ и энергией $\sim \sqrt{|H|J}$. Такой объект с математической точки зрения подобен доменной границе. Однако в нашем случае анизотропия в легкой плоскости отсутствует и ее роль в формировании неоднородной струк-

туры играет внешнее магнитное поле. При $H = H_- = -J_0^2/J$ энергия неоднородного состояния становится порядка величины J_0 и происходит переход в коллинеарную фазу с $\varphi = \pi$.

Отметим, что в модели двухслойной ФМ подсистемы, рассмотренной в [16], случаю широкого ФМ слоя формально отвечает предел $J_0 \gg J$. То есть предел $J/J_0 \ll 1$, казавшийся физически необоснованным в двухслойной модели, соответствует в случае ФМ слоя конечной толщины вполне физической ситуации $L/a \gg J/J_0$, которая может иметь место при $J/J_0 \gg 1$. Однако в отличие от тонкого ФМ в рассматриваемом пределе две модели дают существенно различную картину перемагничивания в поле.

5. Заключение

В предложенной континуальной модели ФМ слоя, контактирующего с пленкой жесткого АФМ, найдено точное решение для скошенной фазы в терминах эллиптических функций Якоби и определены границы области ее существования. Найдены точные выражения для зависимостей энергии и намагниченности системы от величины внешнего магнитного поля. Проанализированы предельные случаи «тонкого» ($L/a \ll J/J_0$) и «толстого» ($L/a \gg J/J_0$) ФМ слоев. В случае «тонкого» ФМ намагниченность в скошенной фазе практически однородна и поле обменного смещения определяется обычным выражением $H_{\text{bias}} = -J_0 a/L$ [1] и зависит от толщина ФМ слоя как $|H_{\text{bias}}| \sim 1/L$. Процесс перемагничивания заключается в развороте намагниченности в узком интервале полей $\Delta H \ll |H_{\text{bias}}|$, и кривая намагниченности практически симметрична относительно H_{bias} .

В случае «толстого» ФМ ($L/a \gg J/J_0$) процесс перемагничивания резко асимметричен и происходит в широком интервале полей $\Delta H \gg |H_{\text{bias}}^{\text{eff}}|$. При этом поле обменного смещения зависит от толщины ФМ слоя как $|H_{\text{bias}}^{\text{eff}}| \sim 1/L^2$. Причиной асимметрии перехода является образование переходной области типа доменной стенки вблизи интерфейса. Подчеркнем, что асимметрия кривой намагниченности $M(H)$ возникает в достаточно простой модели явления ОС, без привлечения дополнительного предположения о наличии конечного угла между внешним полем и направлением магнитных моментов АФМ подсистемы, как в работах [11–13].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Договора о научном сотрудничестве между НАНУ (Украина) и CNRS (Франция), Гранта НАН Украины по исследованию наноструктур, Гранта научного сотрудничества между НАН Украины и РФФИ России N 8–2009, Гранта Royal Society of UK (Великобритания) и Гранта Шведской Академии Наук.

1. W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
2. J. Nogués and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
3. A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
4. L. Neel, *Ann. Phys. (Paris)* **2**, 61 (1997).
5. D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, and E. Kay, *J. Appl. Phys.* **62**, 3047 (1987).
6. M. Kiwi, J. Mejfa-Lopez, R.D. Portugal, and R. Ramirez, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2995 (1999).
7. M. Kiwi, J. Mejfa-Lopez, R.D. Portugal, and R. Ramirez, *Europhys. Lett.* **48**, 573 (1999).
8. M. Kiwi, J. Mejfa-Lopez, R.D. Portugal, and R. Ramirez, *Solid State Commun.* **116**, 315 (2000).
9. J. Mejfa-Lopez, R. Ramirez, and M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **241**, 346 (2002).
10. M.D. Stiles and R.D. McMichael, *Phys. Rev.* **B59**, 3722 (1999).
11. M.R. Fitzsimmons, P. Yashar, C. Leighton, J. Nogués, J. Dura, C.F. Majkrzak, and I.K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3986 (2000).
12. M. Gierlings, M.J. Prandolini, H. Fritzsche, M. Gruyters, and D. Riegel, *Phys. Rev.* **B65**, 92407 (2002).
13. A. Hoffmann, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 097203 (2004).
14. Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, С.Л. Гнатченко, М. Баран, Р. Сzymczak, В.А. Новосад, *ФНТ* **33**, 1260 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 957 (2007)].
15. S.L. Gnatchenko, D.N. Merenkov, A.N. Bludov, V.V. Pishko, Yu.A. Shakhayeva, M. Baran, R. Szymczak, and V.A. Novosad, *J. Magn. Magn. Mater.* **307**, 263 (2006).
16. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 603 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, вып. 6 (2009)].
17. E. Goto, N. Hayashi, and T. Miyashita, *J. Appl. Phys.* **36**, 2951 (1965).

Field dependence of magnetization and «exchange bias» in ferro/antiferromagnetic systems. II. Continual model of ferromagnetic layer

A.G. Grechnev, A.S. Kovalev, and M.L. Pankratova

To explain qualitatively the experimental data on field dependences of magnetization in contacting ferro- and antiferromagnetic media, a simple model is proposed. In this model the thin ferromagnetic (FM) film of a finite width with a strong anisotropy of the «easy-plane» type is investigated in the continuous approximation. It is shown that there may exist collinear and canted phases of the FM layer in the system. The domains of the parameters (exchange interactions, FM layer thickness and amplitude of external magnetic field), in which heterogeneous FM states exist are found, and the solutions for magnetization distribution are obtained. The dependences $M(H)$ are constructed

for the limits of «thin» and «thick» FM layer. The possibility of asymmetrical dependence is demonstrated. The data are compared with the results obtained within the framework of a simpler two-layer FM model.

PACS: 75.70.Cn Magnetic properties of interfaces (multilayers, superlattices, heterostructures);
75.60.Ch Domain walls and domain structure;
75.60.Ej Magnetization curves, hysteresis, Barkhausen and related effects.

Keywords: ferromagnets, antiferromagnets, interface, exchange bias, magnetization field dependence, inhomogeneous states.