

Особенности гистерезиса в ферромагнитной пленке на поверхности магнитожесткого антиферромагнетика с доменной структурой

А.С. Ковалев^{1,2}, М.Л. Панкратова¹

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: pankratova@ilt.kharkov.ua

²Харьковский Национальный Университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

Статья поступила в редакцию 4 июля 2014 г., опубликована онлайн 22 сентября 2014 г.

Теоретически исследовано явление обменного сдвига и особенности гистерезисных зависимостей намагниченности тонкой ферромагнитной пленки на шероховатой поверхности магнитожесткого антиферромагнетика. Предложена модель границы раздела, содержащей периодическую структуру атомных ступенек, с которыми связано пространственно неоднородное распределение намагниченности ферромагнитной пленки типа системы доменных границ. Наличие такой структуры приводит к сложной зависимости намагниченности от внешнего поля: гистерезисная кривая может принимать несимметричную форму и «распадаться» на две гистерезисные петли, разделенные «горизонтальными плато» — участками с постоянной не зависящей от поля намагниченностью. Такое поведение полевых зависимостей в последнее время наблюдалось экспериментально в различных системах ферро/антиферромагнетик. Аналитически в рамках длинноволнового приближения найдены зависимости намагниченности от внешнего поля при различных значениях характеристик ферромагнитной пленки (ее толщины, величин обменного взаимодействия и магнитной анизотропии) и границы раздела (периода неоднородной структуры и обменного взаимодействия через границу). Аналитические результаты подтверждены численными расчетами для соответствующей дискретной модели с более сложной структурой интерфейса.

Теоретично досліджено явище обмінного зсуву та особливості гистерезисних залежностей намагнічування тонкої ферромагнітної плівки на шорсткій поверхні магнітожорсткого антиферромагнетика. Запропоновано модель такої границі розділу, що містить періодичну структуру атомних сходинок, з якими пов'язаний просторово-неоднорідний розподіл намагнічування ферромагнітної плівки типу системи доменних границь. Наявність такої структури призводить до складної залежності намагнічування від зовнішнього поля: гистерезисна крива може приймати несиметричну форму та «розпадатися» на дві гистерезисні петлі, які розділені «горизонтальними плато» — ділянками з постійним не залежним від поля намагнічуванням. Така поведінка полевих залежностей в останній час спостерігалась експериментально у багатьох системах ферро/антиферромагнетик. Аналітично у рамках довгохвильового наближення знайдено залежності намагнічування від зовнішнього поля при різних значеннях характеристик ферромагнітної плівки (її товщини, величини обмінної взаємодії та магнітної анизотропії) та границі розділу (періоду неоднорідної структури та обмінної взаємодії через границу). Аналітичні результати підтверджено чисельними розрахунками для відповідної дискретної моделі з більш складною структурою інтерфейсу.

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, шероховатая граница раздела, обменный сдвиг, полевая зависимость намагниченности.

1. Введение

В последнее время в связи с технологическими применениями многослойных магнитных систем [1,2] экспериментально и теоретически интенсивно исследуются магнитные характеристики контактирующих ферро- (ФМ) и антиферромагнитных (АФМ) тонких пленок. Достаточно давно [3] было обнаружено, что при таком контакте возникает сдвиг зависимости намагниченности от внешнего поля $M = M(H)$ из симметричного по величине поля положения (обменный сдвиг (ОС) или *exchange bias*). Простейшее объяснение этого эффекта заключается в следующем: магнитожесткий АФМ (или ФМ) с фиксированными направлениями магнитных моментов и «нескомпенсированной» поверхностью (отличная от нуля средняя намагниченность поверхностного атомного слоя) создает не зависящее от внешнего поля локальное поле на границе тонкой ФМ пленки, контактирующей с ним. Такая модель качественно описывает сдвиг петли гистерезиса полевой зависимости в случае идеальной границы раздела (ГР) ФМ/слоистый АФМ со слоями, параллельными интерфейсу [2,4–8]. Однако ОС наблюдается и в случае скомпенсированной границы, что может быть объяснено неидеальностью (шероховатостью) ГР. Эксперименты последнего времени показали [9–11], что кроме ОС полевая зависимость намагниченности может иметь дополнительные достаточно сложные особенности: на ней появляются «горизонтальные плато» с постоянной намагниченностью в некотором интервале полей, наклон зависимости $M = M(H)$ может быть различным при разных значениях поля, а сама гистерезисная петля «расщепляется» на две симметричные или асимметричные петли. При идеальной ГР такое поведение может быть объяснено возникновением неоднородности намагниченности ФМ пленки типа доменной границы (ДГ), параллельной ГР. Другая возможность связана с шероховатостью ГР, приводящей к пространственным неоднородностям намагниченности в плоскости контакта типа ДГ, но ориентированных уже перпендикулярно ГР [12–14]. В этом случае явления ОС и нестандартного характера зависимости $M = M(H)$ можно рассматривать независимо (хотя происхождение у них одно — влияние АФМ на ФМ пленку). Если средняя намагниченность поверхностного слоя АФМ $\langle M_s \rangle = 0$, то ОС отсутствует, но наклонные участки полевой зависимости, горизонтальное плато, расщепление гистерезисной петли, могут оставаться [15,16]. Все указанные явления существенно зависят от характера шероховатости интерфейса. В некоторых случаях магнитно контактируют через ГР лишь небольшое число поверхностных атомов ФМ и АФМ (точечные магнитные контакты) [17]. В других случаях на поверхности АФМ могут образовываться линии атомных ступенек (АС), разделяющие области поверхности АФМ с противоположно направленными магнит-

ными моментами [13,14]. Если поверхность в среднем однородна, то на ГР чередуются такие ступеньки разного знака. Одномерная модель такой системы была предложена нами в [14], где было показано, что с атомными ступеньками на ГР связаны ДГ, разделяющие ФМ пленку на домены с разной ориентацией намагниченности. При этом пленка предполагалась достаточно толстой, что приводило к изгибу ДГ в объеме пленки.

В настоящей работе рассмотрена одномерная модель ФМ/АФМ контакта с периодически расположенными атомными ступеньками на ГР в случае тонкой ФМ пленки, для которой изменением намагниченности в объеме ФМ можно пренебречь. Если участки поверхности с противоположным направлением намагниченности приповерхностного слоя АФМ имеют одинаковый размер, то в этой модели ОС отсутствует, но могут существовать характерные особенности зависимости $M = M(H)$, наблюдаемые в экспериментах. При чередовании участков ГР разной ширины возникает ОС и полевые зависимости становятся асимметричными. Предельный случай большого различия размеров участков с противоположной намагниченностью соответствует модели, рассмотренной ранее в [17].

2. Формулировка модели

Схема рассматриваемой модели представлена на рис. 1. На ГР расположены плоско-параллельные одноатомные ступенчатые дефекты чередующихся знаков. Период структуры L предполагается много большим межатомного расстояния a , что позволяет рассматривать задачу в длинноволновом приближении. В простейшем случае $b = L/2$ средняя намагниченность приповерхностного слоя АФМ равна нулю и ОС отсутствует. При $b \neq L/2$ структура интерфейса является двоякопериодической, средняя намагниченность на поверхности АФМ отлична от нуля и появляется ОС. Магнитные моменты АФМ фиксированы (магнитожесткий АФМ), а моменты ФМ меняют свою ориентацию во внешнем магнитном поле. Ступенчатые дефекты образуют полосы, в которых намагниченность приповерхностного слоя АФМ направлена антипараллельно. Кроме того, такая модель может описывать системы с идеальной границей раздела, в которых после процедуры размагничивания переменным полем убывающей

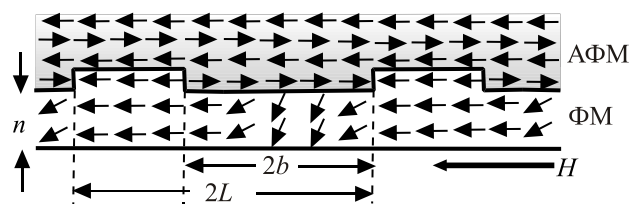


Рис. 1. Модель шероховатой ступенчатой границы АФМ/ФМ пленка.

амплитуды при температуре ниже точки Кюри, но выше точки блокировки образовались полосовые домены в АФМ части подсистемы [15,16]. ФМ пленка содержит небольшое число слоев n , и изменением намагниченности по ее толщине мы пренебрегаем. Для простоты считаем, что в ферромагнетике имеется сильная магнитная анизотропия типа «легкая плоскость» (обусловленная, например, магнитодипольным взаимодействием), и магнитные моменты лежат и могут вращаться в этой плоскости. Кроме этого, возможно существование дополнительной слабой магнитной анизотропии в легкой плоскости, направление оси которой (ось легчайшего намагничивания) совпадает с ориентацией магнитных моментов в АФМ. Направление внешнего магнитного поля предполагается также совпадающим с ним.

Предложенная простая модель описывается скалярным уравнением для углов поворота намагниченности в легкой плоскости $\varphi(x)$, отсчитываемых от этого выделенного направления. Ось X выбрана в плоскости интерфейса в направлении периодической структуры атомных ступенек.

Энергия ФМ системы может быть записана в виде

$$E = \frac{M_0^2}{a} \int dx \left(\frac{Jn}{2} a^2 (\varphi')^2 - \tilde{J}_0 f(x) \cos \varphi - \frac{\beta n}{2} \cos^2 \varphi - Hn \cos \varphi \right), \quad (1)$$

где J — константа обменного взаимодействия в ФМ, β — константа магнитной анизотропии в легкой плоскости, \tilde{J}_0 — обменное взаимодействие ФМ и АФМ через ГР, M_0 — номинальная намагниченность, а штрих обозначает производную по координате X . Считая ГР ровной, мы моделируем ее ступенчатый характер в частном случае $b = L/2$, вводя функцию

$$f = 2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left[\theta \left(x - \frac{4s-1}{2} L \right) - \theta \left(x - \frac{4s+1}{2} L \right) \right] - 1, \quad (2)$$

представленную на рис. 2, где $\theta(x)$ — функция Хэвисайда и s — натуральные числа.

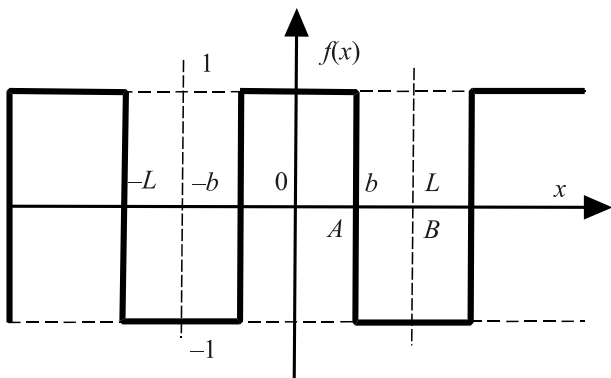


Рис. 2. Профиль величины обменного взаимодействия через границу ФМ/АФМ в случае скомпенсированной ГР ($b = L/2$).

Удобно перенормировать полную энергию, введя эффективное обменное взаимодействие через ГР $J_0 = \tilde{J}_0/n$, учитывая в дальнейшем, что при небольшой толщине ФМ пленки это взаимодействие в несколько раз меньше истинного обмена через интерфейс.

Уравнения, описывающие распределение намагниченности в ФМ, имеют следующий вид:

$$-Ja^2 \varphi_A'' + (H + J_0) \sin \varphi_A + \beta \sin \varphi_A \cos \varphi_A = 0 \text{ в областях } A, \quad (3)$$

$$-Ja^2 \varphi_B'' + (H - J_0) \sin \varphi_B + \beta \sin \varphi_B \cos \varphi_B = 0 \text{ в областях } B, \quad (4)$$

где области A и B выделены на рис. 2. Формально они совпадают с уравнениями, описывающими нелинейный параметрический резонанс в механике. Уравнения (3), (4) должны быть дополнены граничными условиями, которые учитывают дискретность решетки вдоль оси X в точках расположения атомных ступенек на поверхности. В больших внешних полях намагниченность направлена по полю и в этих основных состояниях $\varphi \equiv 0$ ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}_x$) или $\varphi \equiv \pi$ ($\mathbf{H} \parallel -\mathbf{n}_x$). При критических полях $H = \pm H_0$ пленка ФМ переходит в пространственно неоднородное состояние с $\varphi = \varphi(x)$. Вблизи критических полей разворот угла $\varphi(x)$ плавный, и в длинноволновом приближении граничные условия для (3), (4) на ступеньках ГР (в точках $x = x_s = (1 + 2s)b$, $b = L/2$) имеют вид

$$\varphi_A|_s = \varphi_B|_s, \quad \varphi_A'|_s = \varphi_B'|_s. \quad (5)$$

Кроме указанных однородных состояний, в рассмотренной системе допускаются неоднородные антиколлинеарные состояния, в которых в доменах A и B намагниченность ориентирована строго по полю и против поля: например, при одной из ориентаций поля $\varphi_A = 0$ и $\varphi_B = \pi$. В этом состоянии полная намагниченность равна нулю в некотором интервале поля, симметричном относительно его знака. При этом на ступеньках ГР угол φ меняется скачком. В этих точках длинноволновое приближение не справедливо, и необходимо учитывать дискретность системы. Если в самих доменах A и B можно оставаться в рамках длинноволновых уравнений (3), (4), что оправдывается большой магнитной длиной $l_0 = \sqrt{J/\beta} a \gg a$, то граничные условия должны быть модернизированы. При учете дискретности среды первое слагаемое в (1) заменяется выражением $-Jn \cos(\varphi_i - \varphi_{i-1})$, где индекс i нумерует атомы в направлении оси X . В уравнениях (3), (4) первые слагаемые переписываются в виде $J \sin(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - J \sin(\varphi_i - \varphi_{i+1})$. Учет этих обстоятельств приводит к граничным условиям:

$$a\varphi_A'|_s = \sin(\varphi_B - \varphi_A)|_s, \quad a\varphi_B'|_s = \sin(\varphi_B - \varphi_A)|_s, \quad (6)$$

откуда следует, что $\varphi'_A|_S = \varphi'_B|_S$. В длинноволновом приближении $a(d/dx) \ll 1$, и из (6) вытекает условие (5) $\varphi_A|_S = \varphi_B|_S$. Однако для состояний, близких к антиколлинеарному, необходимо пользоваться выражениями (6). Использование более простых граничных условий (5) приводит к тому, что строго антиколлинеарные состояния исчезают, и участки полевой зависимости с $M = \text{const}$ превращаются в области со слабой зависимостью намагниченности от поля.

Поскольку основная задача заключается в вычислении экспериментально наблюдаемой зависимости намагниченности от внешнего поля $M = M(H)$, приведем выражение для величины намагниченности ФМ пленки на длине периода структуры $\Delta x = 2L$:

$$M = \frac{M_0 n}{a} \left(\int_{-b}^b dx \cos \varphi_A + \int_b^{3b} dx \cos \varphi_B \right). \quad (7)$$

Исследование возможных магнитных структур начнем с простого предела изотропного ФМ.

3. Неоднородные состояния пленки изотропного ферромагнетика. Скомпенсированная граница раздела ($b = L/2$)

Обычно в случае изотропного ФМ гистерезис кривой намагниченности отсутствует, однако в рассматриваемой составной ФМ/АФМ системе он может существовать, а сама зависимость $M = M(H)$ иметь сложный характер.

Прежде всего найдем критические значения внешнего поля $H = \pm H_0$, при которых теряют устойчивость однородные состояния, и $H = \pm H_*$, при которых теряет устойчивость антиколлинеарное состояние с $\varphi_A = 0$ и $\varphi_B = \pi$.

Вблизи значения поля $H = H_0$ линеаризованные уравнения (3), (4)

$$Ja^2 \varphi_A'' - (J_0 + H)\varphi_A = 0, \quad Ja^2 \varphi_B'' - (J_0 + H)\varphi_B = 0, \quad (8)$$

имеют решения

$$\varphi_A = A \operatorname{ch} \left(\sqrt{\frac{J_0 + H}{J}} \frac{x}{a} \right), \quad \varphi_B = B \cos \left(\sqrt{\frac{J_0 - H}{J}} \frac{x - L}{a} \right), \quad (9)$$

которые при подстановке в граничные условия (5) дают уравнение для нахождения критического поля H_0 :

$$P_0 \operatorname{tg}(P_0) = R_0 \operatorname{th}(R_0), \quad (10)$$

где $R_0 = S\sqrt{1+h_0}$, $P_0 = S\sqrt{1-h_0}$, $S = \sqrt{J_0/J}(L/2a)$ и $h_0 = H_0/J_0$.

Критическое значение поля зависит от параметров ФМ (J) и ГР (J_0 и L). Обменное взаимодействие в ФМ можно считать заданным, а зависимость от параметров интерфейса удобно характеризовать величинами J_0 и S .

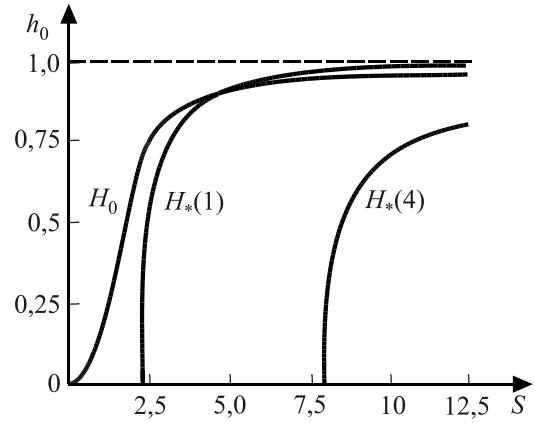


Рис. 3. Зависимость критических полей от параметров системы L, J, J_0 ($S = \sqrt{J_0/J}(L/2a)$).

(Заметим, что в рассматриваемом случае скомпенсированной ГР все параметры системы (J, J_0, n, L) входят в виде единой комбинации S .) Решение уравнения (10) в виде функции $h = h(S)$ изображено на рис. 3 кривой H_0 . Асимптотики при больших и малых значениях S имеют следующий вид: $h_0 \approx 1 - (\pi/2S)^2$ при $S \gg 1$ и $h_0 \approx S^2/3$ при $S \ll 1$. Существенное изменение зависимости происходит при $S \sim 1$.

На рис. 3 кривая H_0 соответствует полю возникновения скошенной структуры, Кривые H_* относятся к полям, ограничивающим «горизонтальное плато» антиколлинеарной фазы для малых и больших расстояний между атомными ступеньками. В скобках указаны значения величины $L/2a$. На рисунке видно, что при больших значениях параметра S , т.е. при большом взаимодействии через ГР или большом периоде структуры зависимости $H_0(S)$ и $H_*(S)$ пересекаются, таким образом, возникает гистерезис полевой зависимости намагниченности даже в отсутствие магнитной анизотропии ФМ. Зависимость $H_0 = H_0(J_0)$ при фиксированных значениях обменного взаимодействия в ФМ и периода поверхностной структуры изображена в виде кривых H_0 на рис. 4.

Антиколлинеарное состояние существует только при учете дискретности системы. Без этого учета зависимость $M = M(H)$ не содержит особенностей, и намагниченность при изменении поля от H_0 до $-H_0$ монотонно убывает от величины $M_m = M_0 2Ln/a$ до $M = -M_m = -M_0 2Ln/a$. Дискретность магнетика проявляется вблизи атомных ступенек на ГР. В антиколлинеарном состоянии $\varphi_A = 0$, $\varphi_B = \pi$, и полная намагниченность отсутствует: $M = 0$. Учитывая малые отклонения намагниченности от этого состояния $\varphi_A \ll 1$, $\varphi_B = \pi - \psi_B$, $\psi_B \ll 1$ и линеаризуя уравнения (3), (4) по этим малым добавкам, получаем систему

$$Ja^2 \varphi_A'' - (J_0 + H)\varphi_A = 0, \quad Ja^2 \psi_B'' - (J_0 - H)\psi_B = 0. \quad (11)$$

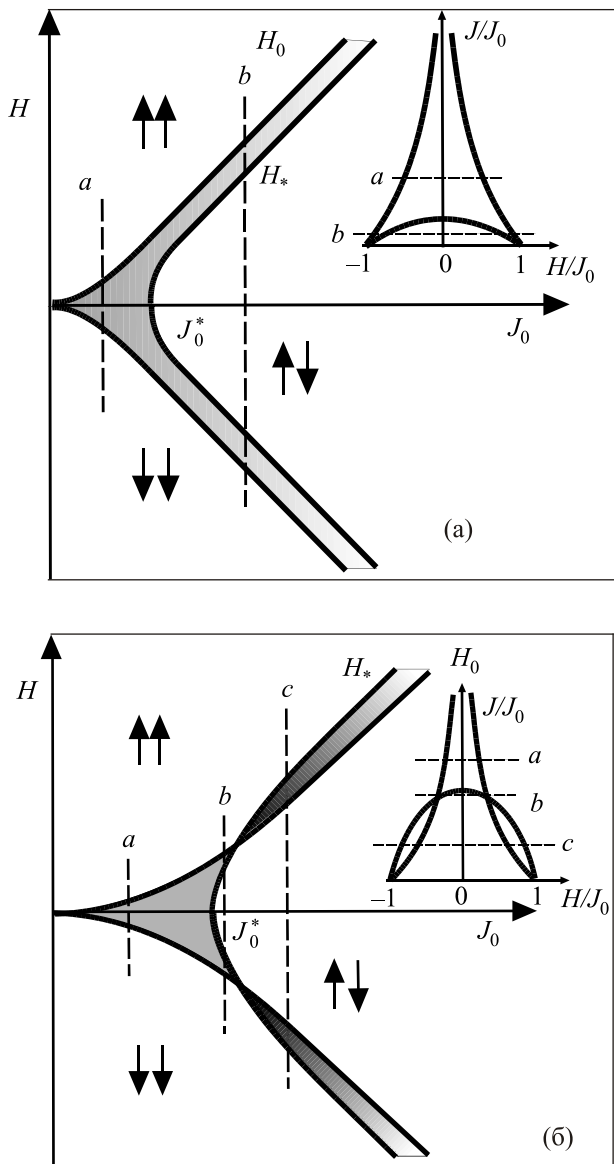


Рис. 4. Области существования коллинеарных ($\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$), антиколлинеарной ($\uparrow\downarrow$), скошенных (заштриховано в сечениях a и b) структур и гистерезисов (заштриховано в сечениях c) при $L < L_0$. На вставках — зависимости $J = J(H)$ для границ существования различных структур при фиксированном значении обменного взаимодействия через ГР.

Решения этих уравнений имеют вид

$$\varphi_A = A \operatorname{ch} \left(\sqrt{\frac{J_0 + H}{J}} \frac{x}{a} \right), \quad \varphi_B = B \operatorname{ch} \left(\sqrt{\frac{J_0 - H}{J}} \frac{x - L}{a} \right). \quad (12)$$

Система (11) формально совпадает с уравнениями, описывающими линейный параметрический резонанс в теории колебаний, а (12) соответствует симметричному одночастотному решению на границе области устойчивости. Кроме решения (12), существует и антисимметричное одночастотное решение, в котором $\varphi_A = A \operatorname{sh}(\sqrt{(J_0 + H)/J} x/a)$, однако оно при учете нели-

нейности становится неустойчивым, и не будет нами рассматриваться. Уравнения (11) дополняются граничными условиями (6), которые также линеаризуются. Как и в предыдущем случае, пространственные производные непрерывны: $\varphi'_A|_s = \varphi'_B|_s$, но сам угол разворота намагниченности испытывает скачок: $a\varphi'_A|_s = (\varphi_A + \psi_B)|_s$. Из этих соотношений следует зависимость критического поля H_* от параметров ФМ и ГР

$$R_* \operatorname{th}(R_*) P_* \operatorname{th}(P_*) = \frac{L}{2a} [R_* \operatorname{th}(R_*) + P_* \operatorname{th}(P_*)], \quad (13)$$

где $R_* = S\sqrt{1+h_*}$ и $P_* = S\sqrt{1-h_*}$. Она приведена на рис. 4 в виде кривых H_* . Асимптотика функции $H_*(J, J_0, L)$ в пределе $H_* \rightarrow J_0$ имеет вид $H_* \approx J_0 - J(2a/L)$, а минимальное значение обменного взаимодействия J_0^* через ГР, при котором возникает антиколлинеарная конфигурация и «горизонтальное плато» на полевой зависимости намагниченности, определяется уравнением $\sqrt{J_0^*/J} \operatorname{th}[(L/2a)\sqrt{J_0^*/J}] = 2$. В пределе $L \gg a$ это значение равно $J_0^*/J \approx 4 + 16 \exp(-2L/a)$ и близко к 4 даже при большой плотности ступенек на ГР ($J_0^*/J \approx 4,005$ при $L = 4a$).

Сравнение асимптотик критических значений $H_*(J \rightarrow 0)$ и $H_0(J \rightarrow 0)$ указывает на различное поведение кривых намагничивания при разных величинах периода структуры ГР. Характерное значение этого периода равно $2L_0 = \pi^2 a$. При $L > L_0$ с изменением внешнего поля намагниченность меняется монотонно в интервале $-H_0 < H < H_0$ при $J_0 < J_0^*$ (линия a на рис. 4(а) и рис. 5(а)) или появляется «горизонтальное плато» с $M = 0$ при $-H_* < H < H_*$, отделенная наклонными участками намагниченности в интервалах $H_* < |H| < H_0$ (линия b на рис. 4(а) и рис. 5(б)). При большой плотности атомных ступенек на ГР $L < L_0$ намагниченность меняется монотонно с полем в интервале $-H_0 < H < H_0$ при $J_0 < J_0^*$ (линия a рис. 4(б) и рис. 5(а)). В области $J_0^* < J_0$ имеется «горизонтальное плато», отделенное наклонными участками с полями $H_* < |H| < H_0$ (линия b на рис. 4(б) и рис. 5(б)). И при большом обменном взаимодействии через поверхность наклонные участки зависимости намагниченности от поля превращаются в гистерезисные петли (линия c рис. 4(б) и рис. 5(в)).

Таким образом, в предложенной модели гистерезисные зависимости могут существовать даже в отсутствие одноионной анизотропии. Это связано с тем, что в ней существует симметрия магнитных свойств относительно направления вдоль оси X , и воздействие АФМ подсистемы играет роль эффективной магнитной анизотропии. Однако в то время как ширина гистерезисных петель обычно определяется величиной магнитной анизотропии, в данном случае при $L < L_0$ и $J_0 \gg J$ ширина гистерезисных

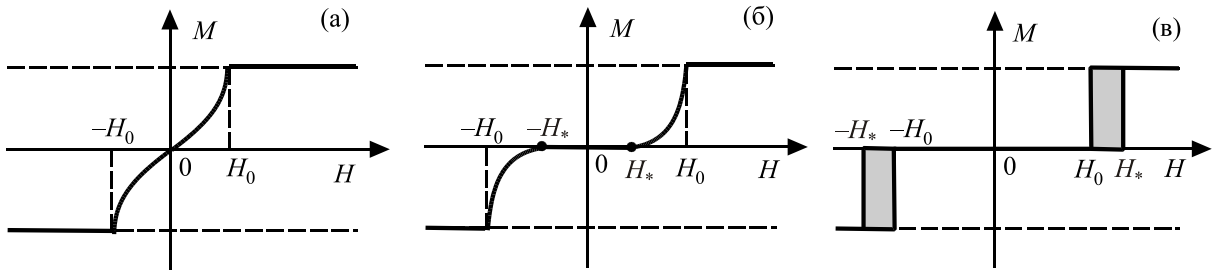


Рис. 5. Зависимости намагниченности ФМ от поля при различных значениях параметра обменного взаимодействия через ГР, соответствующих линиям *a*, *b* и *c* на рис. 4.

зисных петель равна $\Delta H_h = J(2a/L)(L_0/L - 1)$, а гистерезисные петли имеют строго прямоугольную форму и не содержат наклонных участков. На вставках рис. 4 приведены зависимости величины J/J_0 от внешнего поля H/J_0 для критических значений поля, при которых меняется конфигурация распределения намагниченности ФМ. Они представлены для сравнения с результатами исследования полевых зависимостей в случае идеальной ГР с двухслойным ФМ. Этот вопрос рассмотрен нами ранее в [8], где показано, что указан-

ные зависимости в простой двухслойной модели носят характер, качественно сходный с полученными в настоящей работе результатами (рис. 4 в работе [8]).

Для нахождения скошенных магнитных структур в изотропном ФМ необходимо решать нелинейные уравнения (3), (4) с $\beta = 0$. Эти решения хорошо известны:

$$\varphi_A = 2 \arcsin \left[k'_A / \operatorname{dn} \left(\sqrt{\frac{J_0 + H}{J}} \frac{x}{a}, k_A \right) \right], \quad (14)$$

$$\varphi_B = 2 \arcsin \left[k_B \operatorname{cn} \left(\sqrt{\frac{J_0 - H}{J}} \frac{x - L}{a}, k_B \right) / \operatorname{dn} \left(\sqrt{\frac{J_0 - H}{J}} \frac{x - L}{a}, k_B \right) \right], \quad (15)$$

где $\operatorname{sn}(r, k)$ и $\operatorname{dn}(r, k)$ — эллиптические функции Якоби, k — модуль эллиптических функций и дополнительный модуль $k' = \sqrt{1 - k^2}$. Решения (14), (15) переходят в (12) при $k_A \rightarrow 1$ и $k_B \rightarrow 0$.

Подставляя решения (14), (15) в формулу (7) для полной намагниченности ФМ, получаем

$$M = M_m \left[\frac{k_A^2 \operatorname{cn}(R, k_A) \operatorname{sn}(R, k_A)}{R \operatorname{dn}(R, k_A)} - \frac{k_B^2 \operatorname{cn}(P, k_B) \operatorname{sn}(P, k_B)}{P \operatorname{dn}(P, k_B)} - \frac{E(\operatorname{am}(R, k_A))}{R} + \frac{E(\operatorname{am}(P, k_B))}{P} \right], \quad (16)$$

где $\operatorname{sn}(r, k)$ — эллиптический синус Якоби, $E(r, k)$ — неполный эллиптический интеграл второго рода, определяемый как $E(u, q) = \int \sqrt{1 - q^2 \sin^2 u} du$, $R = S\sqrt{1+h}$, $P = S\sqrt{1-h}$ и $\operatorname{am}(r, k)$ — эллиптическая амплитуда. Магнитное поле в этом выражении входит как в параметры R и P , так и в модули эллиптических функций k_A и k_B . Последние определяются из граничных условий (6):

$$\frac{k_A k'_A R \operatorname{sn}(R, k_A)}{\operatorname{dn}(R, k_A)} = \frac{k_B k'_B P \operatorname{sn}(P, k_B)}{\operatorname{dn}(P, k_B)}, \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & k_A k'_A \frac{R \operatorname{dn}(R, k_A) + \operatorname{cn}(R, k_A)}{\operatorname{dn}^2(R, k_A)} + \\ & + k_B k'_B \frac{P \operatorname{dn}(P, k_B) - \operatorname{cn}(P, k_B)}{\operatorname{dn}^2(P, k_B)} = \\ & = \frac{2k_A k'_A k_B'^2 \operatorname{cn}(R, k_A) - 2k_B k'_B k_A'^2 \operatorname{cn}(P, k_B)}{\operatorname{dn}^2(R, k_A) \operatorname{dn}^2(P, k_B)}. \quad (18) \end{aligned}$$

Уравнение (18) упрощается в длинноволновом пределе, когда выполняются условия (5)

$$\frac{k'_A}{\operatorname{dn}(R, k_A)} = \frac{k_B \operatorname{cn}(P, k_B)}{\operatorname{dn}(P, k_B)}, \quad (19)$$

и легко находится связь модулей эллиптических функций

$$k_B^2 = k_A'^2 \frac{2S^2 - R^2 \operatorname{dn}^2(R, k_A)}{(2S^2 - R^2) \operatorname{dn}^2(R, k_A)}. \quad (20)$$

При этом «горизонтальное плато» с $M = 0$ на зависимости $M = M(H)$ отсутствует, но при некоторых соотношениях параметров возможны участки с очень малым углом наклона этой функции (т.е. участки, наблюдаемые в эксперименте). Уравнения (19), (20) определяют модули эллиптических функций $k_A(H)$, $k_B(H)$ как функции магнитного поля, и после подстановки их в выражение (16) находится полевая зависимость намагниченности. На рис. 6 она приведена для параметров системы: $J_0/J = 0,5$ и $L = 10a$.

Зависимость намагниченности от поля при малых значениях последнего легко находится из соотношений (17), (19). При отсутствии поля значения модулей эллиптических функций $k_A = k_B = k_0$ определяются уравнением

$$\sqrt{2}k'_0 = \text{dn}(S, k_0), \quad (21)$$

и меняются в интервале $k_0 = 1/\sqrt{2}-1$ при росте параметра S от нуля до бесконечности. Дополнительный модуль k'_0 становится аномально малым уже при значениях $S \sim 2$. В малых полях модули k_A и k_B слабо отличаются от k_0 в меру малости h . Легко показать, что эти отличия определяются выражениями

$$k_{A,B} \approx k_0 \pm h \frac{2k_0[S + \text{sn}(S, k_0)\text{dn}(S, k_0)]}{2E[\text{am}(S, k_0), k_0] - S \text{dn}^2(S, k_0) - \text{sn}(S, k_0)\text{dn}(S, k_0)}, \quad (22)$$

подстановка которых в формулу (16) дает наклон кривой намагниченности в малых полях и характеризует горизонтальное плато на этой зависимости.

Формулы (21), (22) задают зависимости $k_0(S)$, $k_A(S)$ и $k_B(S)$, а следовательно, зависимость намагниченности от поля и параметров системы. При малых значениях параметра S выражения (22) упрощаются: $k_0 = 1/\sqrt{2-S^2}$ и $k_{A,B} = k_0(S) \pm h3\sqrt{2}/S^2$. Соответствующая зависимость намагниченности от поля выглядит так:

$$M \approx 12h/S^2, \quad S \ll 1. \quad (23)$$

В противоположном пределе $S \gg 1$ (реально при $S > 2$)

$$M = M_m \left(\frac{k_A^2 \text{cn}(R, k_A)\text{sn}(R, k_A)}{R \text{dn}(R, k_A)} - \frac{k_B^2 \text{cn}(P, k_B)\text{sn}(P, k_B)}{P \text{dn}(P, k_B)} - \frac{E[\text{am}(R, k_A)]}{R} + \frac{E[\text{am}(P, k_B)]}{P} \right), \quad (24)$$

и после численного решения уравнений (21), (22) и подстановки $k_{0,A,B}(h, S)$ в (24) получается зависимость $M(H)$, приведенная на рис. 6.

4. Неоднородные состояния пленки изотропного ферромагнетика. Нескомпенсированная граница раздела ($b \neq L/2$)

Рассмотрим влияние нескомпенсированности ГР, при которой участки с разным направлением намагниченности граничного слоя АФМ имеют разный размер,

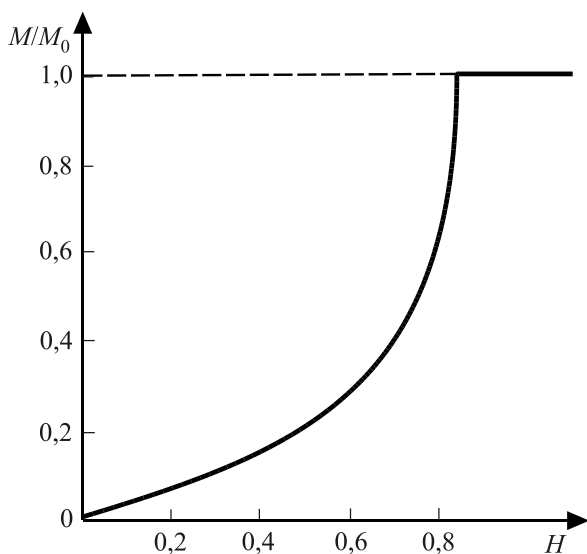


Рис. 6. Зависимость намагниченности ФМ пленки от внешнего поля при $J_0/J = 0,5$ и $L = 10a$.

т.е. $b \neq L/2$ и средняя намагниченность приповерхностного слоя АФМ отлична от нуля (см. рис. 7).

В этом случае решения для распределения намагниченности в областях A и B по-прежнему сохраняют вид (9), (12), (14), (15), но граничные условия (5), (6) формулируются в точке $x = b \neq L/2$. (Средняя намагниченность поверхностного слоя равна $M_0(2b-L)/L$ и эффективная константа обмена через ГР равна $J_0(2b-L)$.) При этом для положительного направления внешнего магнитного поля ($H > 0$) сохраняются уравнения (8) и решения (9), а формула (10), определяющая критические поля, при которых возникают неколлинеарные структуры, модернизируется следующим образом:

$$P_0^+ \text{tg} \left(P_0^+ \frac{2(L-b)}{L} \right) = R_0^+ \text{th} \left(R_0^+ \frac{2b}{L} \right), \quad (25)$$

где $R_0^+ = (L/2a)\sqrt{(J_0 + H)/J}$ и $P_0^+ = (L/2a)\sqrt{(J_0 - H)/J}$.

При противоположном направлении поля ($H < 0$) формулы (8) для малых отклонений $\psi_{A,B} = \pi - \varphi_{A,B}$ от состояния с $\varphi_{A,B} = \pi$ преобразуются следующим образом:

$$Ja^2\psi''_A + (J_0 - |H|)\psi_A = 0, \quad Ja^2\psi''_B - (J_0 - |H|)\psi_B = 0, \quad (26)$$

решения которых, заменяющие (9), имеют вид

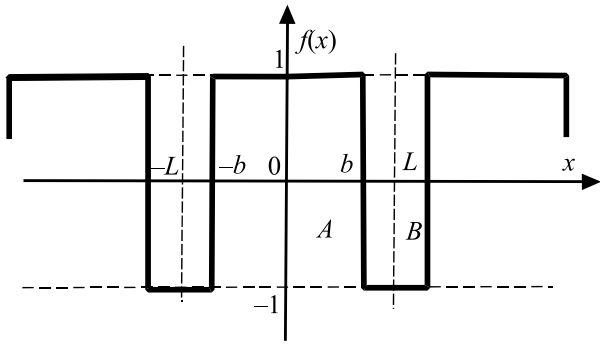


Рис. 7. Профиль величины обменного взаимодействия через границу ФМ/АФМ в случае нескомпенсированной ГР.

$$\psi_A = A \cos\left(\sqrt{\frac{J_0 - |H|}{J}} \frac{x}{a}\right), \quad \psi_B = B \operatorname{ch}\left(\sqrt{\frac{J_0 + |H|}{J}} \frac{x - L}{a}\right). \quad (27)$$

Формула (25) при этом также изменяется:

$$P_0^- \operatorname{tg}\left(P_0^- \frac{2b}{L}\right) = R_0^- \operatorname{th}\left(R_0^- \frac{2(L-b)}{L}\right), \quad (28)$$

где $R_0^- = (L/2a)\sqrt{(J_0 + |H_0^-|)/J}$ и $P_0^- = (L/2a)\sqrt{(J_0 - |H_0^-|)/J}$. Зависимости $H_0^\pm = H_0^\pm(J_0)$ при фиксированных параметрах J , L и b изображены на рис. 9 в виде кривых H_0^\pm . Их асимптотики для больших величин обменного взаимодействия через ГР имеют следующий вид: $H_0^+ \approx J_0 - J[\pi a/2(L-b)]^2$ при $(J_0/J)[(L-b)/a]^2 \gg 1$ и $H_0^- \approx -J_0 + J(\pi a/2b)^2$ при $(J_0/J)(b/a)^2 \gg 1$. Асимптотика при малых значениях этого обмена такая: $H_0^\pm \approx J_0(1 - 2b/L)$. Полученные зависимости приведены на рис. 9 в виде линий $H_0^\pm(J_0)$.

Как и в случае $b = L/2$, при учете дискретности ФМ

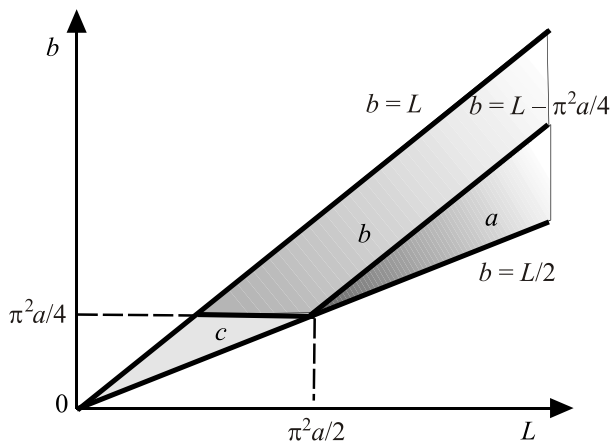


Рис. 8. Области существования решений различного типа в зависимости от степени шероховатости ГР (соотношения параметров L и b).

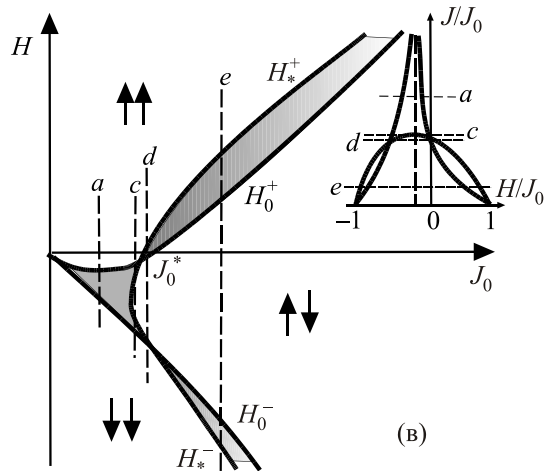
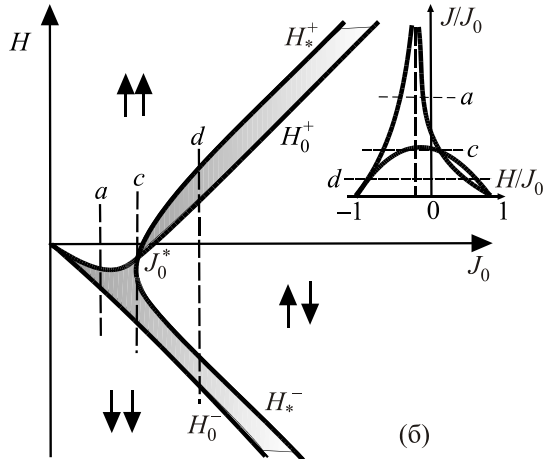
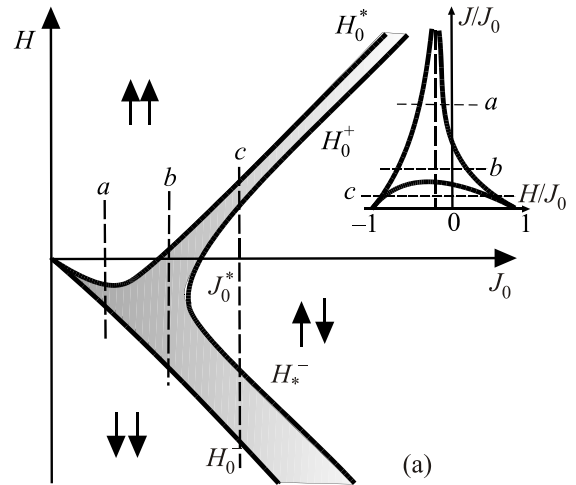


Рис. 9. Области существования коллинеарных ($\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$), антиколлинеарной ($\uparrow\downarrow$), скошенной (заштриховано) структур и гистерезисов (заштриховано) при $L/2 < b < L - \pi^2 a/4$ (а), $L - \pi^2 a/4 < b < L$ (б), $L/2 < b < L, \pi^2 a/4$ (в). На вставках — зависимости $J = J(H)$ для границ существования различных структур при фиксированном значении обменного взаимодействия через ГР.

слоя в системе может возникать коллинеарная структура, проявляющаяся в виде «горизонтального плато» на зависимости $M(H)$. В этой фазе в областях A угол разворота намагниченности равен $\varphi = 0$, а в областях B

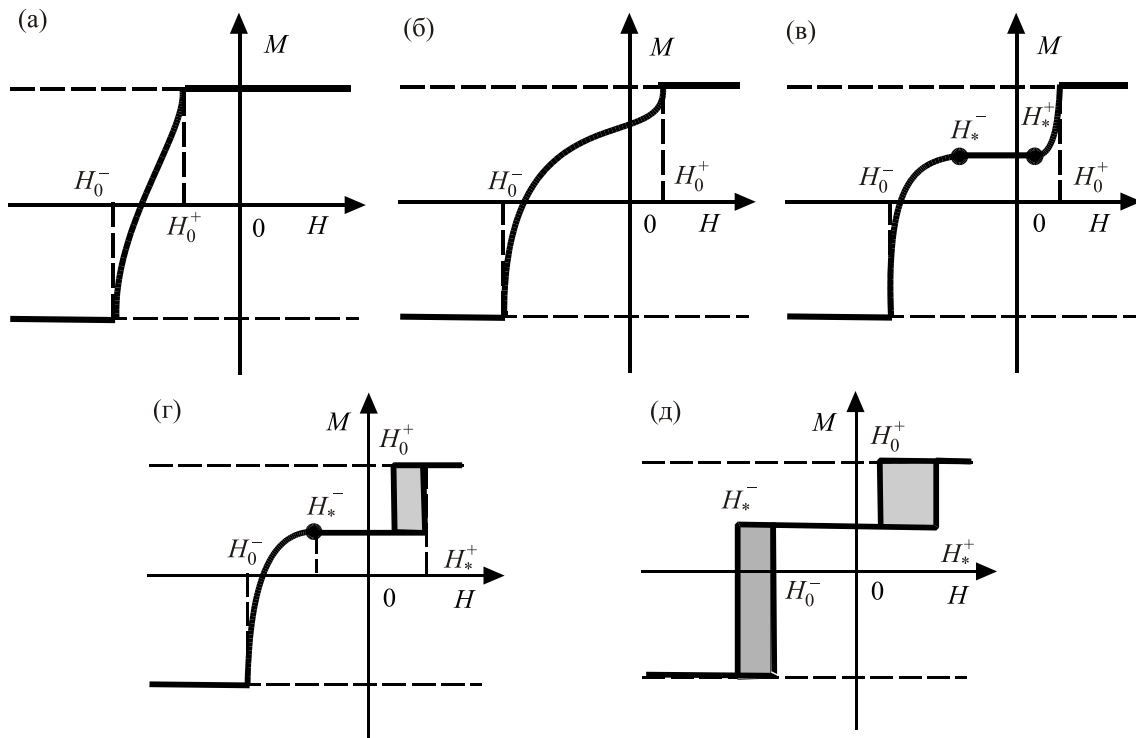


Рис. 10. Зависимости намагниченности ФМ от поля при различных значениях параметра обменного взаимодействия через ГР, соответствующих линиям *a*, *b*, *c*, *d* и *e* на рис. 9.

$\varphi = \pi$. Однако при $b \neq L/2$ полная намагниченность ФМ в области горизонтального плато ненулевая: плотность магнитного момента равна $M = M_0(2b - L)/L$. Для малых отклонений от этого состояния решения по-прежнему имеют вид (12) с граничными условиями в точке $x = b \neq L/2$. При этом формула (13) для зависимостей критических полей от параметра J_0 модернизируется и приобретает вид

$$R_*^\pm \operatorname{th} \left(R_*^\pm \frac{2b}{L} \right) P_*^\pm \operatorname{th} \left(P_*^\pm \frac{2(L-b)}{L} \right) = \frac{L}{2a} \left(R_*^\pm \operatorname{th} \left(R_*^\pm \frac{2b}{L} \right) + P_*^\pm \operatorname{th} \left(P_*^\pm \frac{2(L-b)}{L} \right) \right), \quad (29)$$

а соответствующие графики приведены на рис. 9 в виде линий $H_*^\pm(J_0)$. Вид кривых намагничивания существенно определяется соотношением параметров ГР: L , b и J_0 . О перестройке полевых зависимостей можно судить по асимптотикам критических полей при больших значениях взаимодействия через интерфейс ($J_0 \gg J$). Эти асимптотики имеют следующий вид: $H_0^+ \approx J_0 - J[\pi a/2(L-b)]^2$, $H_*^+ \approx J_0 - Ja/(L-b)$, $H_*^- \approx -J_0 + Ja/b$, $H_0^- \approx -J_0 + J(\pi a/2b)^2$. Из этих выражений следует существование трех различных типов соотношений критических полей. Они изображены на рис. 9(а)–(в), и им отвечают области *a*, *в* и *с* на рис. 8.

На рис. 9 линиями *a*, *b*, *c*, *d* и *e* отмечены значения параметра J_0 , при которых полевые зависимости намагниченности ФМ имеют качественно различный характер. Они приведены на рис. 10.

5. Неоднородные состояния пленки анизотропного ферромагнетика

Выше мы пренебрегли влиянием слабой анизотропии в легкой плоскости на полевые зависимости ФМ пленки. Однако ее учет является существенным, поскольку определяет гистерезисные зависимости намагниченности. В случае идеальной ГР такое влияние было рассмотрено нами в [7,8]. Магнитная анизотропия не входит в граничные условия (5), (6), но только в уравнения (3), (4).

Вернемся к исходным уравнениям (3), (4) с учетом последних слагаемых в них и найдем критические значения магнитных полей, при которых происходят бифуркации решений от коллинеарных и антиколлинеарных однородных состояний. Знание этих критических полей дает возможность качественного описания трансформации полевых зависимостей при учете анизотропии. Граница устойчивости коллинеарного состояния $H = H_0^+$ с $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ определяется линеаризованными уравнениями (3), (4) вблизи этого состояния и приводит к уравнениям (8), в которых магнитное поле изменяется на величину β : $H \rightarrow H + \beta$. При этом решения (9) для φ_A и φ_B , соотношения (10) (для скомпенсированной ГР) и (25) (для нескомпенсированной границы) сохра-

няют свой вид при замене $H \rightarrow H + \beta$. Следовательно, происходит сдвиг критического поля $H_0^+ \rightarrow H_0^+ - \beta$. Граница устойчивости коллинеарного состояния $H = H_0^-$ с $\phi_1 = \phi_2 = \pi$ определяется уравнениями (31), в которых $|H| \rightarrow |H| + \beta$, а решения (27) и соотношение (28) сохраняют свой вид при такой замене. При этом критическое поле меняется следующим образом: $H_0^- \rightarrow H_0^- + \beta$.

Для антиколлинеарной структуры с $\phi_1 = 0, \phi_2 = \pi$ границы существования определяются уравнениями (11), в которых параметр J_0 заменяется на величину $J_0 + \beta$. Соответственно, такая замена должна быть произведена в решении (12) и соотношениях (13) для скомпенсированной ГР и (29) для нескомпенсированной границы. Таким образом, при фиксированном значении поля H_* соответствующее критическое значение обмена через границу $J_0 \rightarrow J_0 - \beta$. Следовательно, на рис. 4 и 9 зависимости $H_0^+(J_0)$ и $H_0^-(J_0)$ смещаются в область меньших полей на величину β , а зависимости $H_*^+(J_0)$ и $H_*^-(J_0)$ — в область меньших значений J_0 на ту же величину β .

Исследуем вначале случай скомпенсированной ГР с $b = L/2$. Ограничимся длинноволновым приближением с граничными условиями (5), которые дают соотношения (10) с указанной заменой величины поля. При таких граничных условиях антиколлинеарная структура отсутствует, а области коллинеарных распределений намагниченности ($\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$) на плоскости параметров разделены областью скошенной фазы. При этом график рис. 4(а) модернизируется следующим образом (см. рис. 11).

На рис. 11 жирными линиями H_0^* обозначены границы области существования коллинеарных фаз $H_0 - \beta$ и $-H_0 + \beta$. Тонкие линии границ заштрихованных областей гистерезиса $\pm \tilde{H}$ соответствуют состояниям, в которых $dM/dH = 0$. Эти границы не могут быть найдены из решений линеаризованной задачи, и требуется исследование исходных нелинейных уравнений, что является достаточно сложным. Поэтому ниже эта проблема рассматривается численно в рамках дискретного подхода. Однако можно сказать, что ширина областей гистерезиса имеет порядок величины магнитной анизотропии β . На рис. 11 линиями a, b, c, d и e отмечены значения параметра J_0 , при которых полевые зависимости намагниченности ФМ имеют качественно различный характер. Они приведены на рис. 12.

Критическое значение обменного взаимодействия через ГР J_0^* , при котором происходит «расщепление» гистерезисной петли на две отдельные, соответствующие линии b на рис. 11, определяется из условия $H_0(J_0^*) - \beta = -H_0(J_0^*) + \beta$. При этом выражение (10) сводится к следующему уравнению для J_0^* :

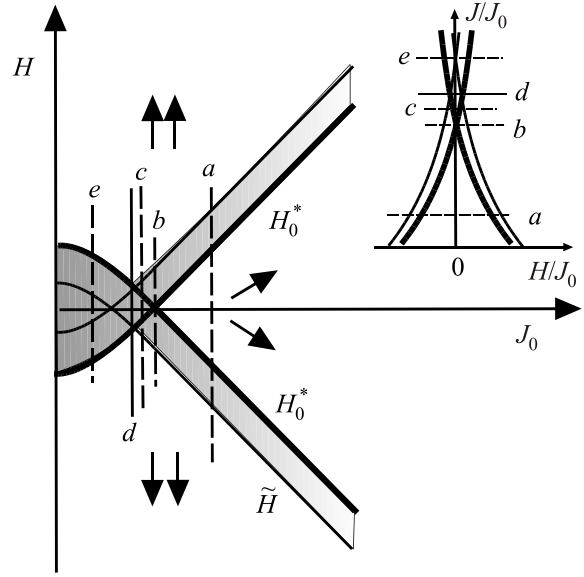


Рис. 11. Области существования коллинеарных ($\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$) и скошенной структур, а также области гистерезисов (заштрихованы).

$$\sqrt{J_0^* - \beta} \operatorname{tg} \left(\frac{L}{2a} \sqrt{\frac{J_0^* - \beta}{J}} \right) = \sqrt{J_0^* + \beta} \operatorname{tg} \left(\frac{L}{2a} \sqrt{\frac{J_0^* + \beta}{J}} \right). \quad (30)$$

Его решения легко находятся в пределах слабой и сильной шероховатости ГР. При фиксированных параметрах ФМ пленки J и β в пределе слабой шероховатости $L/a \gg \sqrt{J/\beta}$ имеем $J_0^* \approx \beta$, а при сильной шероховатости границы $L/a \ll \sqrt{J/\beta}$ критическое значение обмена через ГР равно $J_0^* \approx (a/L) \sqrt{12J\beta}$.

Случай нескомпенсированной границы раздела ФМ/АФМ более сложен для исследования. Поэтому ограничимся качественным рассмотрением такой системы и воспользуемся более точными дискретными граничными условиями (6) в точках $x = b \neq L/2$. При этом линеаризованные уравнения (3), (4) и линеаризованные граничные условия (6) дают кроме граничных значений поля H_0^+ и H_0^- дополнительные «реперные» точки H_*^+ и H_*^- , позволяющие восстановить качественный вид зависимостей намагниченности от внешнего поля при разных величинах параметров J_0, L и b . При больших величинах параметра J_0 асимптотики критических значений полей имеют вид

$$H_0^+ = J_0 - J[\pi a/2(L-b)]^2 - \beta, \quad H_0^- = -J_0 + J(\pi a/2b)^2 + \beta, \\ H_*^+ = J_0 - J[a/(L-b)] - \beta, \quad H_*^- = -J_0 + J(a/b) + \beta.$$

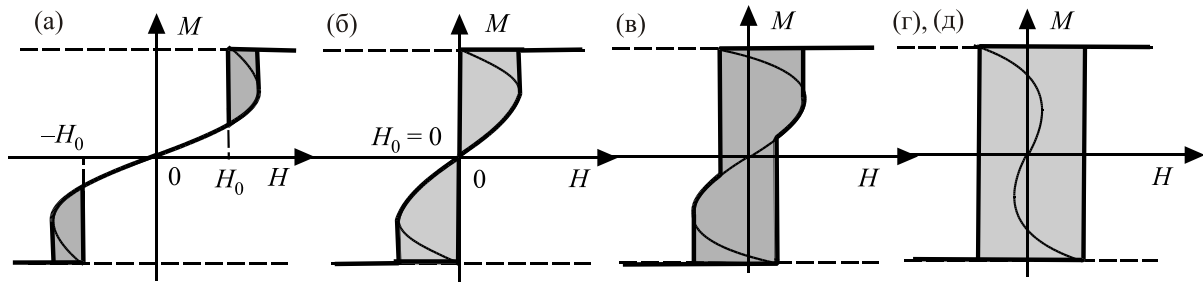


Рис. 12. Зависимости намагниченности ФМ от поля при различных значениях параметра обменного взаимодействия через ГР, соответствующих линиям *a, b, c, d, e* на рис. 11.

Из этих формул видно, что при различной степени шероховатости ГР границы областей

$$L/2 < b < L - \pi^2 a/4, \quad \pi^2 a/4, L - \pi^2 a/4 < b < L,$$

$$L/2 < b < L, \pi^2 a/4$$

с различными зависимостями $M(H)$ сохраняются такими же, как и в отсутствие анизотропии. Поскольку в отсутствие анизотропии при значениях поля $H = H_0^\pm$ производная $dH/dM = \infty$, а при $H = H_*^\pm$ эта производная равна нулю, то при учете магнитной анизотропии гистерезисные петли возникают только вблизи критических значений $H = H_0^\pm$. Приняв во внимание указанные выше сдвиги линий зависимостей критических полей от параметра J_0 , получаем графики, изображенные на рис. 12. На этих рисунках темной штриховкой отмечены области гистерезиса, а светлой — область антиколлинеарной структуры ФМ.

Полевые гистерезисные зависимости намагниченности, имеющие существенно различный характер и соответствующие значениям обменного взаимодействия через ГР, отмеченным на рис. 13 линиями *a, b, c, d, f* изображены на рис. 14.

Таким образом, полученные в рамках предложенных простых моделей полевые зависимости намагниченности,

приведенные на рис. 5, 10, 12, 14, описывают все разнообразие экспериментально наблюдаемых полевых зависимостей слоистых систем ферро/антиферромагнетик.

6. Влияние дискретности ступенчатой границы ФМ/АФМ на полевые зависимости системы

Рассмотренную выше систему ферро/антиферромагнетик с периодически расположенными атомными ступеньками на ГР можно также исследовать в рамках дискретной модели [5,7,8]. В наших предыдущих работах показано, что петли гистерезиса, возникающие в таких системах, могут иметь вид качественно сходный с результатами непрерывной модели [7,12], кроме того могут наблюдаться особенности кривых намагниченности, которых нет в непрерывной модели [7]. Уравнения для распределения намагниченности в областях *A* и *B*, соответствующие уравнениям (3), (4), будут иметь вид

$$(H + J_0) \sin \varphi_n + J \sin(\varphi_n - \varphi_{n+1}) + J \sin(\varphi_n - \varphi_{n-1}) + \beta \sin \varphi_n \cos \varphi_n = 0 \quad (A), \quad (31)$$

$$(H - J_0) \sin \varphi_n + J \sin(\varphi_n - \varphi_{n+1}) + J \sin(\varphi_n - \varphi_{n-1}) + \beta \sin \varphi_n \cos \varphi_n = 0 \quad (B). \quad (32)$$

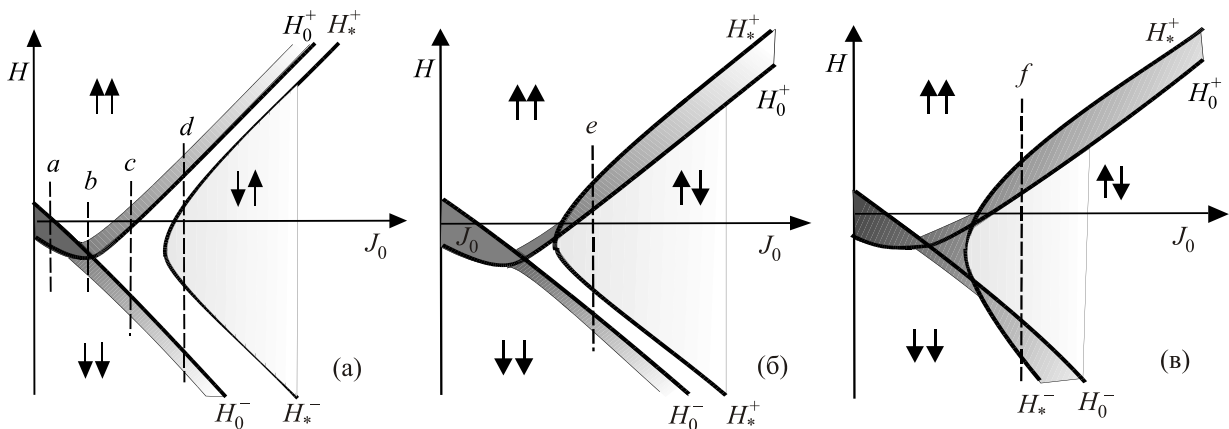


Рис. 13. Области существования коллинеарных ($\uparrow\uparrow$ и $\downarrow\downarrow$), антиколлинеарной ($\uparrow\downarrow$) (светлая штриховка), скошенной структур и гистерезисов (темная штриховка) при $L/2 < b < L - \pi^2 a/4$ (а), $\pi^2 a/4, L - \pi^2 a/4 < b < L$ (б), $L/2 < b < L, \pi^2 a/4$ (в).

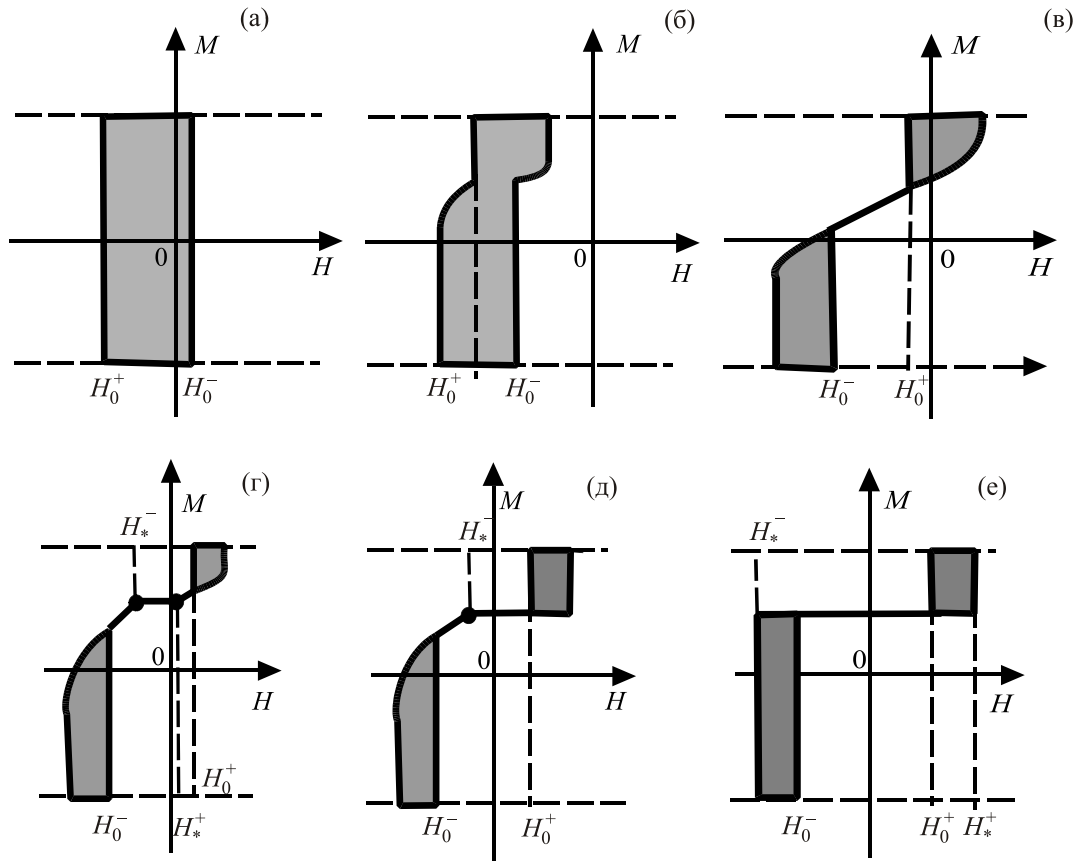


Рис. 14. Зависимости намагниченности ФМ от поля при различных значениях параметра обменного взаимодействия через ГР, соответствующих линиям *a, b, c, d, e* и *f* на рис. 13.

Структуру ГР по-прежнему предполагаем периодической, а атомная ячейка периода с N узлами может содержать как по одному участку A и B , так и несколько таких участков разной величины. Такая система кроме скошенных решений допускает существование коллинеарных с $\varphi_n^A = \varphi_n^B = 0$ и $\varphi_n^A = \varphi_n^B = \pi$ и антиколлинеарной с $\varphi_n^A = 0, \varphi_n^B = \pi$ конфигураций.

Как и для континуальной модели, прежде всего найдем критические значения поля, при которых теряют устойчивость коллинеарная и антиколлинеарная структуры в случае изотропной ферромагнитной пленки с $\beta = 0$, контактирующей с АФМ с атомными ступенчатыми дефектами на ГР. При этом

$$H_0^+ = -2J + \sqrt{4J^2 + J_0^2}, \quad H_0^- = 2J - \sqrt{4J^2 + J_0^2}.$$

Точные аналитические выражения для зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля в дискретной модели легко найти в отсутствие магнитной анизотропии в легкой плоскости для размеров системы $N = 2$, когда области A и B содержат лишь по одному атому, и структура граничного слоя АФМ имеет вид $\dots \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \dots$. Эта простейшая модель периодической структуры соответствует идеальной скомпенсированной границе ФМ с АФМ с шахматным упорядочением

магнитных моментов. В этом случае кривые намагниченности $M(H)$ были получены численно с помощью алгоритма релаксации, а минимум энергии находился из численного решения системы дифференциальных уравнений $\partial \varphi_i / \partial t = \partial E / \partial \varphi_i$ [8]. При этом зависимости $H_0^\pm(J_0)$ и $H_*^\pm(J_0)$, приведенные на рис. 15, имеют качественно такой же вид, как и полученные ранее в рамках континуальной модели (см. рис. 4(a)).

Зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля в этом случае приведены на рис. 16(a). В этом случае сдвиг кривой намагниченности отсутствует, она симметрична относительно $H = 0$, но наблюдаются две гистерезисных петли, разделенные горизонтальным плато с $M = 0$. Такие зависимости намагниченности экспериментально наблюдались, например, в работах [15,16]. Сдвинутые петли гистерезиса, сопровождаемые сдвигом горизонтального плато с $M \neq 0$, возникают в системах с атомными ступеньками двойной периодичности на границе ФМ/АФМ, когда размер доменов A и B различен (см. рис. 7 и рис. 11 при континуальном рассмотрении). Численный расчет соответствующей простейшей дискретной системы с $N = 3$ типа $\dots \uparrow \uparrow \downarrow \uparrow \uparrow \downarrow \uparrow \downarrow \dots$ дает зависимость $M(H)$, приведенную на рис. 16(б), и качественно совпадающую с результатом расчета в континуальной модели (см. рис. 11).

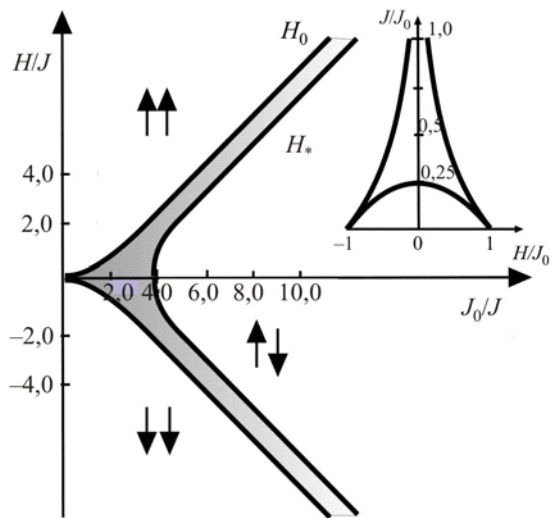


Рис. 15. Области существования коллинеарных (↑↑ и ↓↓) и скошенной структур.

Выше нами были рассмотрены ГР с периодическими поверхностными структурами, в которых период содержал лишь один домен *A* и один домен *B*. Реально атомные ступенчатые дефекты чередующихся знаков возникают на интерфейсе случайным образом. Такую случайность в первом приближении можно моделировать периодической системой дефектов с

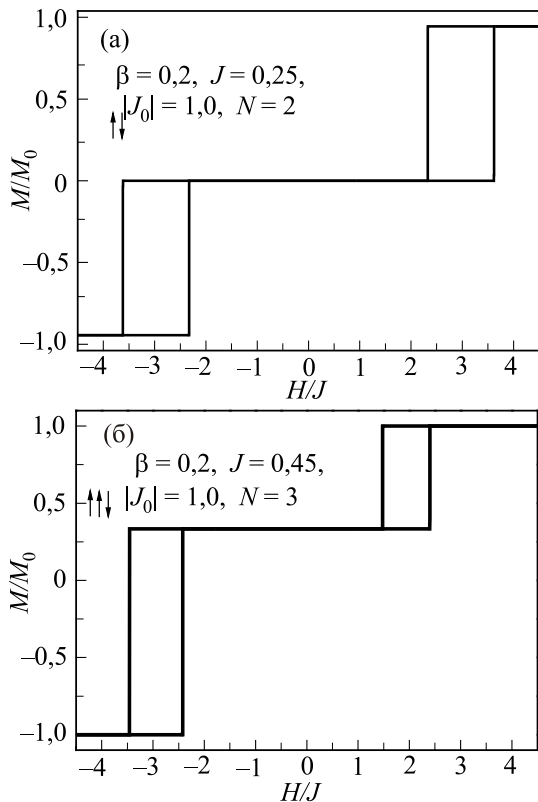


Рис. 16. Зависимости намагниченности M/M_0 от внешнего магнитного поля H/J для системы периодических ступенек (а) и ступенек двойной периодичности (б) на границе ФМ/АФМ. Значения параметров системы представлены на рисунке.

более сложной структурой периода. Нами была численно рассмотрена система с $N = 7$, одинаковыми магнитными параметрами J, J_0 и β , но разным расположением дефектов (ступенек) внутри ячейки: ...↑↑↑↓↑↑↓↓↑↑↑↓↑↑↓↓... (а), где чередуются домены $A_3B_1A_1B_2$, ...↑↑↑↓↑↑↓↓↑↑↓↑↑↓↓... (б), где чередуются домены $A_2B_2A_2B_1$ и ...↑↑↑↓↑↑↓↓↑↑↓↑↑↓... (в) с доменами $A_3B_1A_2B_1$. В случаях (а) и (б) средняя величина обменного взаимодействия через интерфейс одинакова и равна $\langle J_0 \rangle = 1/7$. Однако различное расположение атомных ступенек внутри периода приводит к изменениям кривых намагниченности, хотя общая структура полевой зависимости сохраняет свой вид (см. рис. 17(а) и (б)). На рис. 17(в) приведена полевая зависи-

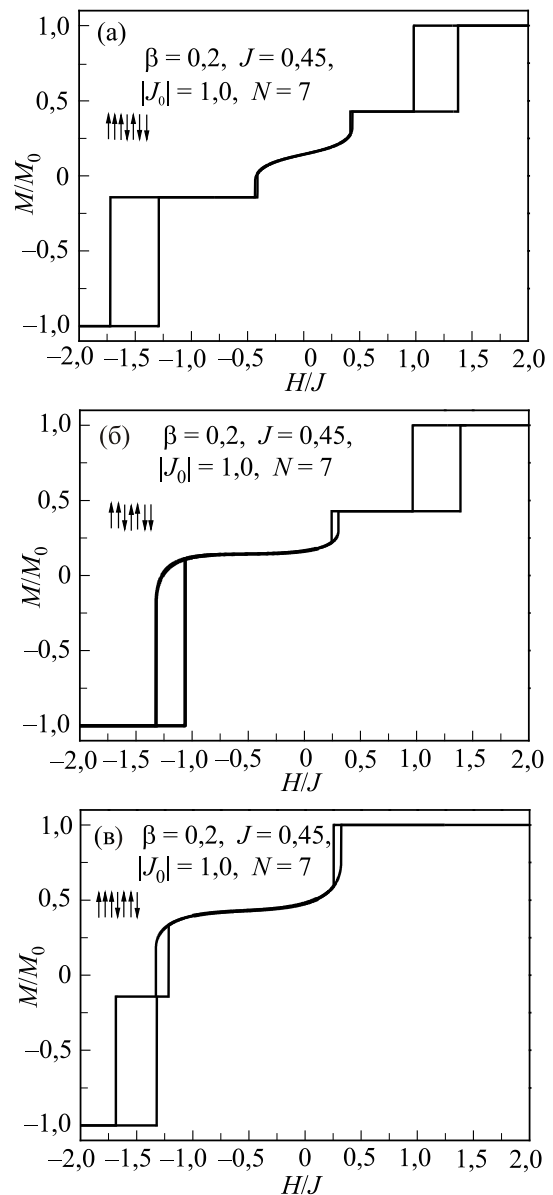


Рис. 17. Зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля для системы ступенек на границе ФМ/АФМ с периодом $N = 7$ и различной магнитной структурой. Значения параметров системы и структура периода приведены на рисунках.

мость намагниченности для системы с тем же периодом $N = 7$, но другой величиной среднего обменного взаимодействия через ГР: $\langle J_0 \rangle = 3/7$. Виден большой обменный сдвиг и рост намагниченности, соответствующей полочке на зависимости $M(H)$. На рисунках видно, что кривые намагниченности могут достаточно сильно отличаться, однако наблюдается общая структура этих зависимостей: существование двух (или даже трех) гистерезисных петель, разделенных областью скошенной фазы с однозначной зависимостью $M(H)$. При стохастическом распределении поверхностных дефектов должно происходить усреднение полученных зависимостей с сохранением при определенных значениях параметров системы основного мотива: разрыва гистерезисной петли и возникновения наклонных участков намагниченности между ними.

7. Заключение

В работе в рамках простых моделей шероховатой границы раздела АФМ/тонкая ФМ пленка, описывающих периодическую и двокопериодическую ступенчатую структуру интерфейса в длинноволновом пределе и более сложную периодическую последовательность ступенек на поверхности в дискретном подходе, получены полевые зависимости намагниченности ФМ пленки при различных параметрах пленки (обменного взаимодействия и магнитной анизотропии) и интерфейса (обменного взаимодействия через ГР и периода ее ступенчатой структуры). Продемонстрировано, что полученные аналитические и численные результаты качественно описывают известные разнообразные экспериментальные данные.

1. J. Nogues and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
2. A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
3. W.H. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
4. M. Kiwi, *J. Magn. Mag. Mater.* **234**, 584 (2001).
5. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 603 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 476 (2009)].
6. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 670 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 526 (2009)].
7. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **39**, 1361 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 1060 (2013)].
8. A.G. Grechnev, A.S. Kovalev, and M.L. Pankratova, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1184 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 937 (2012)].
9. Д.Н. Меренков, А.Н. Блудов, С.Л. Гнатченко, М. Baran, R. Szymczak, В.А. Новосад, *ФНТ* **33**, 1260 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 957 (2007)].
10. 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).

11. L.S. Uspenskaya, *Phys. Status Solidi* **52**, 2274 (2010).
12. A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. B* **35**, 3679 (1987).
13. R. Coehoorn, J.T. Kohlhepp, R.M. Jungblut, A. Reinders, and M.J. Dekker, *Physica B* **319**, 141 (2002).
14. А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **37**, 1085 (2011) [*Low Temp. Phys.* **33**, 866 (2011)].
15. C.L. Chien, V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, A.J. Shapiro, and R.D. Shull, *Phys. Rev. B* **68**, 014418 (2003).
16. N.J. Gokemeijer, J.W. Cai, and C.L. Chien, *Phys. Rev. B* **60**, 3033 (1999).
17. A. Kovalev and M. Pankratova, *Superlattices and Microstructures* **73**, 275 (2014).

The features of the hysteresis in a ferromagnetic film on the surface of a hard-magnetic antiferromagnet with domain structure

A.S. Kovalev and M.L. Pankratova

The exchange bias phenomenon and the hysteresis loop features of a thin ferromagnetic film on a rough surface of a hard-magnetic antiferromagnet have been studied theoretically. The model of such interface with a periodical structure of atomic steps has been proposed. These atomic steps are associated with the bulk inhomogeneous distribution of the magnetization in the ferromagnetic film similar to the system of domain walls. This structure leads to a complicated field dependence of magnetization. The hysteresis curve may be asymmetric and may split into two hysteresis loops, which are separated by a horizontal plateau, i.e., by the area with constant field-independent magnetization. Similar behavior of the field dependence has been observed recently in various ferro/antiferromagnetic systems. The field dependence of the magnetization has been obtained analytically in the long-wave approximation for various characteristics of the ferromagnetic film (thickness, value of exchange interaction and magnetic anisotropy) and interface, i.e., the period of the inhomogeneous structure and exchange interaction through the interface. The analytical results are confirmed by numerical simulations for the corresponding discrete system with a more complicated structure of the interface.

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: ferromagnet, antiferromagnet, rough interface, exchange bias, field dependence of magnetization.