

## Магнитная структура тонкой ферромагнитной пленки на шероховатой поверхности антиферромагнетика

А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины*

*пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 апреля 2011 г.

Рассмотрена магнитная структура (в частности, доменизация) тонкой ферромагнитной пленки, контактирующей с жестким антиферромагнетиком, при наличии шероховатой поверхности раздела, которая содержит отдельные атомные ступеньки различного знака, изолированные «ступенчатые диполи» и упорядоченную периодическую систему чередующихся ступенек разного знака.

Розглянуто магнітну структуру (зокрема, доменізація) тонкої ферромагнітної плівки, що контактує з жорстким антиферромагнетиком, при наявності шерсткої поверхні розподілу, яка містить відокремлені атомні сходинки різного знаку, ізольовані «ступеньчасті диполі» і впорядковану періодичну систему сходинок різного знаку.

PACS: 75.30. Kz Границы магнитных фаз (включая классические и магнитные переходы, метамагнетизм и т.д.).

Ключевые слова: ферромагнетик, антиферромагнетик, шероховатая граница раздела, магнитный вихрь, доменная стенка, магнитная анизотропия.

Проблема сосуществования ферромагнитной (ФМ) и антиферромагнитной (АФМ) фаз возникла при изучении сплавов  $\text{Co}/\text{CoO}$  [1] и впервые теоретически исследована в работе [2]. В настоящее время в связи с практическим использованием явления гигантского магнитосопротивления в элементах считывания информации широко исследуются многослойные магнитные ФМ/АФМ наносистемы. При теоретическом описании границы раздела (ГР), как правило, используют простые классические модели магнетиков в обменном приближении и рассматривают слои толщиной в несколько межатомных расстояний [3,4]. Особое внимание привлекает такое свойство этих систем, как «обменное смещение» (ОС) [5,6]. Некоторые особенности этого явления, наблюдавшиеся экспериментально [7], исследовали теоретически в [8,9]. Эти особенности связывали с возникновением неоднородных состояний в ФМ подсистеме типа неполных доменных границ (ДГ), параллельных ГР. При этом предполагали, что АФМ является «магнито-жестким» и слоистым, а упорядоченные слои параллельны ГР. Таким образом, считали, что ГР является нескомпенсированной, и локальное поле, действующее со стороны АФМ на ФМ подсистему, приводит к явлению ОС. Однако в некоторых экспериментах ОС наблюдали и при скомпенсированной ГР (например, в случае «шахматно» упоря-

доченного АФМ). Численные эксперименты указывали на то, что в этом случае возникают неоднородные состояния типа ДГ, ориентированных перпендикулярно ГР. В настоящей работе показано, что такое явление возможно и в случае слоистого АФМ вследствие шероховатости ГР. Эту шероховатость можно моделировать последовательностью атомных ступенек с чередующимися знаками на ГР. Как было показано в [10–12], с каждой из таких атомных ступенек связано возмущение магнитной структуры ФМ типа «полувихря», которое при учете магнитной анизотропии превращается в ДГ, перпендикулярную ГР.

### Магнитная структура ФМ пленки, контактирующей с АФМ, при наличии атомарной ступеньки на границе раздела

Рассмотрим континуальную модель ФМ пленки толщиной  $h \gg a$  ( $a$  — межатомное расстояние), контактирующей с жестким слоистым АФМ (ориентация магнитных моментов АФМ считается фиксированной). Предполагается наличие большой легкоплоскостной анизотропии, «укладывающей» магнитные моменты в плоскость, в которой их ориентация определяется только углом  $\varphi(x, z)$  их поворота (скалярная модель) в легкой плоскости, где  $x$  — координата вдоль ГР, а  $z$  — в перпендикулярном направлении. В случае изотропии

магнитных свойств в легкой плоскости распределение намагниченности имеет вид магнитного вихря (рис. 1,а), а при учете магнитной анизотропии в легкой плоскости (двухосный магнетик) это распределение трансформируется в ДГ, перпендикулярную ГР (рис. 1,б).

В изотропном случае в длинноволновом пределе, когда обменная энергия может быть представлена в виде  $E_{ex} = \int dx dz (J/2)(\nabla\varphi)^2$ , распределение намагниченности в ФМ определяется уравнением Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \quad z < 0, \quad (1)$$

которое дополняется граничными условиями на свободной границе ферромагнетика  $\partial\varphi/\partial z|_{z=-h} = 0$  и условием на ГР. Поскольку мы предполагаем, что обменное взаимодействие через ГР, характеризуемое константой обмена  $J_0$ , имеет тот же порядок, что и обменное взаимодействие в объеме ФМ с константой  $J$ , то в том приближении, в котором записано уравнение (1), можно оставить в энергии взаимодействия через ГР только квадратичные слагаемые и записать граничное условие в виде

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z}\Big|_{z=0} = -\frac{J_0}{Ja}(\varphi_0(x) - \tilde{\varphi}(x)), \quad (2)$$

где  $\varphi_0(x)$  — распределение намагниченности ФМ на ГР, а  $\tilde{\varphi}(x)$  — фиксированное распределение на ГР намагниченности в АФМ. В качестве  $\tilde{\varphi}(x)$  удобно вы-

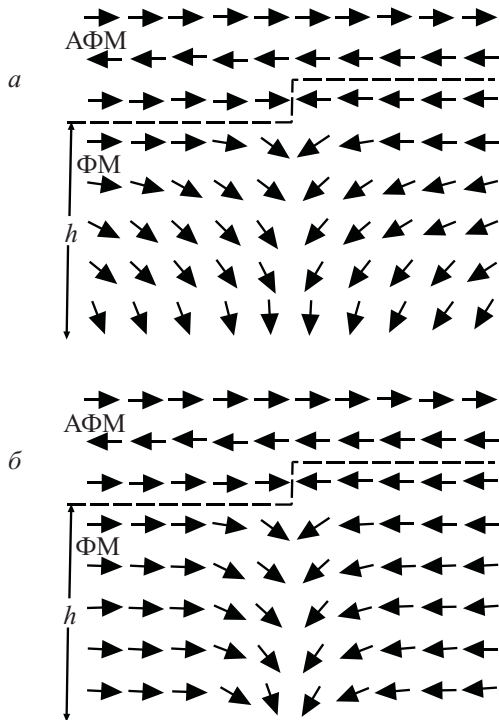


Рис. 1. Распределение намагниченности в ФМ пленке, контактирующей с жестким слоистым АФМ, при наличии атомной ступеньки на ГР: в отсутствие магнитной анизотропии (а), при учете анизотропии (б).

брать функцию  $\tilde{\varphi}(x) = 2\text{arctg} \exp(\mu x)$  с  $\mu \sim 1/a$  (выберем  $\mu = 2/\pi a$ ). (В пределе  $\mu \rightarrow \infty$  имеем  $\tilde{\varphi}(x) = \pi\theta(x)$ , где  $\theta(x)$  — ступенчатая функция.) Перейдем к новой полевой переменной  $u(x, z) = \partial\varphi/\partial x$ , для которой уравнение (1) и граничное условие на свободной границе сохраняют свой вид, а в граничном условии (2) для  $\partial u/\partial z$  и  $u_0$  вместо  $\tilde{\varphi}(x)$  возникает функция  $g(x) = \mu/\text{ch}(\mu x)$ , трансформирующаяся в  $\delta(x)$  в пределе  $\mu \rightarrow \infty$ .

В терминах переменной  $u(x, z)$  решение (1), удовлетворяющее граничному условию на свободной границе ФМ, имеет вид

$$u(x, z) = \int_0^\infty d\lambda \text{ch}\lambda(z+h) \cos(\lambda x) u(\lambda). \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) в граничное условие на ГР, получаем окончательное выражение для распределения намагниченности в ФМ:

$$u(x, z) = \int_0^\infty \frac{\cos(\lambda x) \text{ch}(\lambda(z+h)) d\lambda}{\text{ch}(\varepsilon\lambda h) \text{ch}(\lambda h) [1 + \varepsilon(Ja/J_0)\lambda h \text{th}(\lambda h)]}, \quad (4)$$

где  $\varepsilon = a/h \ll 1$ . В объеме ФМ (при  $z \gg a$ ) ядро преобразования Фурье приближенно сводится к выражению  $\text{ch}(\lambda(h-|z|))/\text{ch}(\lambda h)$  и в этой области решение приобретает вид

$$u(x, z) \approx \frac{\pi}{h} \cos \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{|z|}{h}\right) \text{ch} \frac{\pi x}{2h} \left[ \cos \pi \left(1 - \frac{|z|}{h}\right) + \text{ch} \pi \frac{x}{h} \right]^{-1}. \quad (5)$$

На свободной границе  $u(x, z = -h) = \pi/(2h \text{ch}(\pi x/2h))$  и распределение намагниченности преобразуется к виду

$$\varphi(x, z = -h) \approx 2\text{arctg} \exp(\pi x/2h), \quad (6)$$

а при  $z \rightarrow 0$  из (3)  $\varphi \rightarrow \tilde{\varphi} = 2\text{arctg} \exp(\pi x/2a)$ . Таким образом, с ростом расстояния от ГР от нуля до  $h$  область локализации неоднородности распределения намагниченности растет от  $a$  до  $h$ .

Рассмотрим влияние дополнительной магнитной анизотропии в легкой плоскости. Ее энергия имеет вид  $E_{an} = -(\beta/2)\cos^2\varphi$ . (Предполагается, что в основном состоянии направление легкой оси в плоскости совпадает с осью  $X$ .) Константа одноионной анизотропии  $\beta$ , как правило, существенно меньше обменной постоянной  $J$ . Заметим, что в рассматриваемой тонкой ФМ пленке за счет магнитодипольного взаимодействия возникает дополнительная легкоплоскостная анизотропия с эффективной константой  $\beta_{ef} = 4\pi$ . С учетом магнитной анизотропии уравнение (1) преобразуется следующим образом к статическому двумерному синусоидальному уравнению Гордона:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{1}{2l^2} \sin 2\varphi = 0, \quad z < 0, \quad (7)$$

где  $\sqrt{J/\beta} = l$  — магнитная длина ФМ. В безграничной среде решение этого уравнения для ДГ, параллельной оси  $Z$ , имеет вид

$$\varphi = 2 \operatorname{arctg} \exp\left(\frac{x}{l}\right). \quad (8)$$

Для того чтобы на качественном уровне проанализировать трансформацию распределения намагниченности вблизи ступеньки на ГР («половина» магнитного вихря) в ДГ в объеме ФМ, рассмотрим модель, в которой в качестве энергии анизотропии выбирается кусочно-параболическая функция (кусочно-линейная модель Клейна–Гордона):  $E_{\text{ан}} = (\beta/2)\varphi^2$  при  $0 < \varphi < \pi/2$  и  $E_{\text{ан}} = (\beta/2)(\pi - \varphi)^2$  при  $\pi/2 < \varphi < \pi$ . При этом уравнение (7) трансформируется в статическое уравнение Клейна–Гордона:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \frac{\varphi}{l^2} = 0, \quad z < 0, \quad x < 0, \quad (9)$$

а (3), (4) преобразуются следующим образом:

$$u(x, z) = \int_0^\infty d\lambda \operatorname{ch} \tilde{\lambda}(z+h) \cos(\lambda x) u(\lambda) = \int_0^\infty \frac{\cos(\lambda x) \operatorname{ch}(\tilde{\lambda}(z+h)) d\lambda}{\operatorname{ch}(\varepsilon \lambda h) \operatorname{ch}(\tilde{\lambda} h) [1 + \varepsilon(Ja/J_0) \tilde{\lambda} \operatorname{th}(\tilde{\lambda} h)]}, \quad (10)$$

где  $\tilde{\lambda} = \sqrt{\lambda^2 + 1/l^2}$ . На свободной границе пленки ФМ при  $h \gg a$  решение имеет вид  $u(x, z = -h) \approx \int_0^\infty d\lambda \cos \lambda x \operatorname{sec} h(\tilde{\lambda} h)$ . Асимптотика этого выражения на больших расстояниях определяется трансформантой Фурье при малых значениях  $\lambda$ . Раскладывая  $\operatorname{sec} h(\tilde{\lambda} h)$  в ряд при малых значениях  $\lambda$  до слагаемых  $\sim \lambda^2$ , получаем асимптотики решения при  $x \rightarrow \infty$  (для сравнения приведены асимптотики для изотропного ФМ и ДГ в анизотропном бесконечном ФМ при  $|z| = h$ ):

$$u \approx \frac{2}{l} \exp\left(-\frac{x}{l}\right), \quad \text{безграничный анизотропный ФМ,} \quad (11)$$

$$u \approx \frac{\pi}{h} \exp\left(-\frac{\pi x}{2h}\right), \quad \text{пленка изотропного ФМ,} \quad (12)$$

$$u \approx \frac{\pi l}{\sqrt{2h} \sqrt{l^2 + h^2}} \exp\left(-\sqrt{2} \sqrt{1 + \frac{h^2}{l^2}} \frac{x}{h}\right), \quad \text{пленка анизотропного ФМ.} \quad (13)$$

Сравнение этих выражений показывает, что ДГ формируется на расстоянии  $l$  от ступеньки на ГР, а при  $|z| < l$  распределение намагниченности имеет вихревой характер. Качественно характер распределения намагниченности в пленке анизотропного ФМ представлен на рис. 1, б.

## 2. Магнитная структура ФМ пленки, контактирующей с АФМ, при наличии шероховатой границы раздела

Рассмотрим простейшую модель шероховатой поверхности раздела ФМ/АФМ, в которой неоднородность ГР представляется как периодическая последовательность атомных ступенек чередующегося знака. Предположим, что шероховатость слабая (малая плотность ступенек) и расстояние между ступеньками  $L \gg l$ . Кроме того, считаем, что толщина ФМ пленки  $h \gg l$  и в пленке анизотропного ФМ формируются доменные границы, связанные со ступеньками на ГР. При одном и том же знаке ступеньки  $s = (z_0(x > 0) - z_0(x < 0))/a = \pm 1$ , где  $z_0$  — координата ГР, возможны два разных распределения намагниченности вихревого типа вблизи нее (см. рис. 2) с различным значением топологического заряда  $\sigma = (1/2\pi) \oint d\chi \varphi(\chi) = \pm 1$ , где  $\chi$  — азимутальный угол обхода ступеньки. Поскольку при заданном знаке  $s$  возможны произвольные значения  $\sigma = \pm 1$ , то возможно и произвольное чередование вихрей и антивихрей на ГР. На рис. 3 приведены наиболее простые конфигурации с последовательностью вихрей (рис. 3, а) и правильным чередованием вихрей и антивихрей (рис. 3, б). При по-

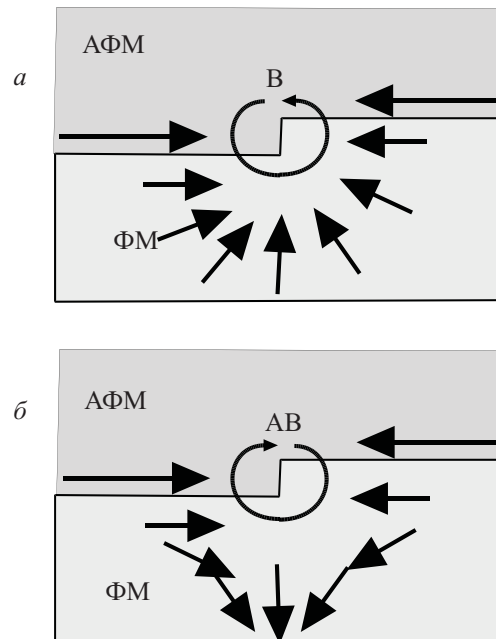


Рис. 2. Распределение намагниченности в ФМ подсистеме вблизи атомной ступеньки на ГР: вихревая (В) конфигурация,  $\sigma = 1$  (а), конфигурация антивихря (АВ),  $\sigma = -1$  (б).

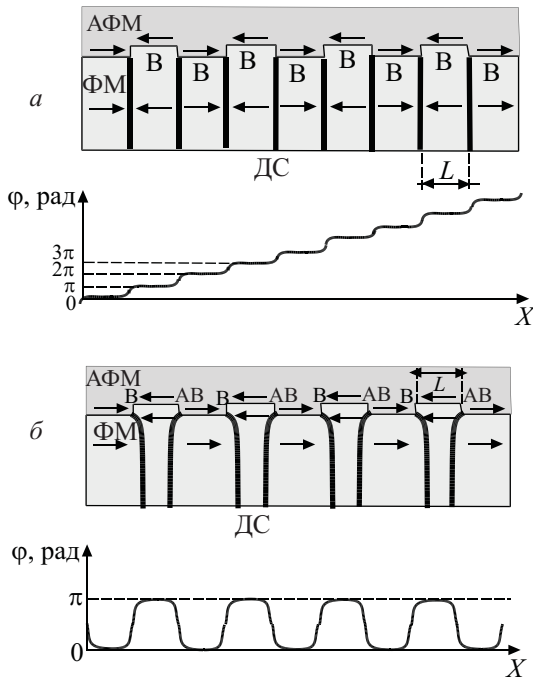


Рис. 3. Доменная структура ФМ пленки у ступенчатой ГР при периодической системе вихрей на интерфейсе (а) и при правильном чередовании вихрей и антивихрей на ГР (б).

следовательности вихрей одного знака в ФМ объеме образуется правильная периодическая последовательность доменных границ одного знака, которые взаимно отталкиваются. При этом конфигурация доменных стенок (ДС), перпендикулярных ГР, является устойчивой. Более интересен с физической точки зрения случай, когда вихри и антивихри, ассоциированные со ступеньками на интерфейсе, периодически чередуются. В сильном магнитном поле, приложенном вдоль оси анизотропии и меньшем поля спин-флопа в АФМ, намагниченность ФМ направлена вдоль него во всем объеме. С уменьшением величины поля вблизи поверхности образуются замкнутые домены, ограниченные ДГ, соединяющей две ближайшие атомные ступеньки разного знака (см. рис. 4,а). На рисунке видно, что при этом образуется пара вихрь-антивихрь. С дальнейшим уменьшением поля замкнутые домены «прорастают» через объем ФМ пленки, образуя в нулевом поле структуру, в которой число вихрей совпадает с числом антивихрей, в частности, типа изображенной на рис. 3,б.

Рассмотрим конфигурацию доменной структуры при правильном чередовании вихрей и антивихрей на границе раздела ФМ/АФМ. Из-за взаимодействия ближайших ДГ они принимают изогнутую форму, которая определяется конкуренцией энергии притяжения между ДГ и изменением энергии самой ДГ за счет увеличения ее длины. Как известно, параллельные доменные стенки разного знака притягиваются и энергия их притяжения (на единицу длины ДГ) равна  $E_{\text{int}} = -E_0 / \text{ch}^2(\Delta X / 2l)$ , где  $\Delta X$  — расстояние между ДГ

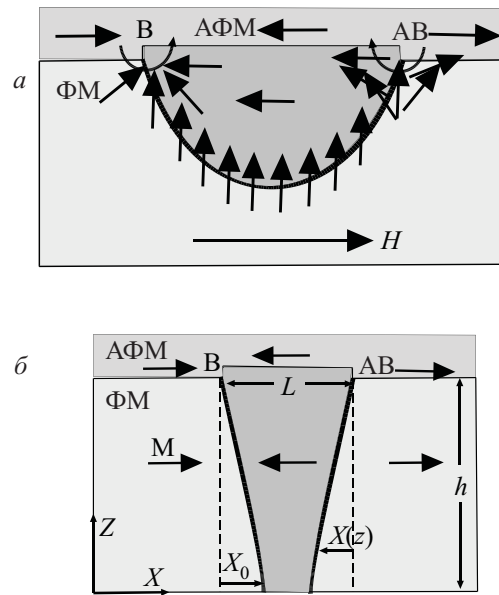


Рис. 4. Связанный с поверхностным ступенчатым диполем изолированный домен в ФМ пленке: домен во внешнем магнитном поле с замыкающей ДГ, соединяющей вихрь и антивихрь на ГР (а), и домен в отсутствие поля в случае  $h \gg L$  (б).

[13], и экспоненциально убывает на больших расстояниях:  $E_{\text{int}} \approx -4E_0 \exp(-\Delta X / l)$ , где  $E_0 = 2\sqrt{J\beta}$  — энергия единицы длины ДГ. Поскольку энергия взаимодействия быстро убывает с расстоянием, то естественно предположить что для изогнутых ДГ в приведенной формуле можно заменить  $\Delta X \rightarrow \Delta X(z)$ . Проверим это.

Вычислим взаимодействие слабо изогнутых ДГ. Воспользуемся кусочно-параболической моделью для энергии магнитной анизотропии. В ней изолированная доменная стенка, ориентированная вдоль оси Z и имеющая малые отклонения  $X(z)$  от основного прямолинейного состояния своего центра вдоль оси X, описывается уравнением (9), определенным на всей оси  $-\infty < x < \infty$  и содержащим в правой части выражение  $\pi\theta(X(z) - x) / l^2$ . Введенная выше функция  $u = d\phi / dx$  также удовлетворяет статическому уравнению Клейна-Гордона с  $\delta$ -функцией в правой части:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{l^2} = \frac{\pi}{l^2} \delta(X(z) - x). \quad (14)$$

Функция Грина этого уравнения в бесконечной системе хорошо известна:

$$G(x - x_0, z - z_0) = 2K_0 \left( \sqrt{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2} / l \right),$$

где  $K_0(p)$  — модифицированная функция Бесселя. Поскольку она экспоненциально быстро спадает с расстоянием, то, пренебрегая краевыми эффектами на

расстояниях  $\delta z \sim l$  от границ, деформацию намагниченности, вызванную искривленной ДГ, на больших расстояниях можно приближенно представить в виде

$$u(x, z) \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2l\sqrt{2l}} \int_0^h dz' ((x - X(z'))^2 + (z - z')^2)^{-1/4} \times \exp\left(-\frac{1}{l} \sqrt{(x - X(z'))^2 + (z - z')^2}\right). \quad (15)$$

Вычислим энергию взаимодействия двух слабо-изогнутых ДГ разного знака, расположенных на среднем расстоянии  $L$  друг от друга. Если  $\varphi_{1,2}$  — поля намагниченности двух стенок, то энергия их взаимодействия равна

$$E_{\text{int}} = 2J \int_0^h dz_2 \int dx ((d\varphi_1/dx)(d\varphi_2/dx) + \varphi_1\varphi_2/l^2),$$

где интегрирование производится в окрестности второй стенки. Для намагниченности второй ДГ можно приближенно взять функцию:  $\varphi_2 = 0$  при  $x > L + X_2(z_2) + l/2$ ,  $\varphi_2 = \pi$  при  $x < L + X_2(z_2) - l/2$  и  $\varphi_2 = -(x - L - X_2(z_2))\pi/l + \pi/2$  при  $-l/2 < x - L - X_2(z_2) < l/2$ . Тогда при соблюдении естественных неравенств  $L \gg l$  и  $L \gg X_2(z_2) - X_1(z_1) \gg l$ , где  $X_n(z_n)$  — координаты центров ДГ в точке  $z_n$ , при произвольном соотношении параметров  $L$  и  $h$  энергия взаимодействия двух ДГ сводится к выражению

$$E_{\text{int}} \approx -E_0 \frac{\pi\sqrt{\pi}}{4\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{L}} \int_0^h dz_1 \int_0^h dz_2 \times \exp\left\{-\frac{1}{l} \sqrt{(L + X_2(z_2) - X_1(z_1))^2 + (z_2 - z_1)^2}\right\}. \quad (16)$$

Экспонента в этой формуле убывает в  $e$  раз при  $z_2 - z_1 \sim 2Ll$ , а слагаемые в подкоренном выражении имеют порядок величин  $L^2$ ,  $L(X_2 - X_1)$  и  $Ll$ . Поэтому при выполнении указанных выше неравенств энергия (16) приобретает вид

$$E_{\text{int}} \approx -(\pi/2)^2 E_0 \int dz \exp[-(L - 2X(z))/l].$$

Поскольку  $L - 2X(z) = \Delta X(z)$  — расстоянию между ДГ, то в случае параллельных прямолинейных дислокаций это выражение качественно совпадает с приведенным выше. (Учтено, что из соображения симметрии  $X_2(z) = -X_1(z)$ .) Различие численных коэффициентов в полтора раза связано с использованием разных моделей: синусоидальной модели Гордона и кусочно-линейной модели Клейна–Гордона. В случае правильного чередования вихревых и антивихревых особенностей на ГР расстояния между ДГ при фиксированном значении  $z$  равны  $L \pm 2X(z)$  и энергия в расчете на одну ДГ:

$$E_{\text{int}} \approx -2E_0 \int_0^h dz \exp\left(-\frac{L}{l}\right) \text{ch} \frac{2X(z)}{l}. \quad (17)$$

Длина изогнутой ДГ равна

$$\lambda = \int_0^h dz \sqrt{1 + (dX(z)/dz)^2},$$

и избыточная энергия определяется формулой

$$E_{\text{cur}} \approx \frac{E_0}{2} \int_0^h dz \left(\frac{dX(z)}{dz}\right)^2. \quad (18)$$

Таким образом, полная дополнительная энергия одной ДГ периодической доменной структуры, связанная с изгибом ДГ, равна

$$\Delta E \approx E_0 \int_0^h dz \left[ \frac{1}{2} \left(\frac{dX}{dz}\right)^2 - 2 \exp\left(-\frac{L}{l}\right) \text{ch} \left(\frac{2X}{l}\right) \right], \quad (19)$$

и соответствующее уравнение для формы изогнутой ДГ имеет вид

$$\frac{d^2 X}{dz^2} + \frac{4}{l} e^{-L/l} \text{sh} \left(\frac{2X}{l}\right) = 0 \quad (20)$$

с граничными условиями на границах ФМ пленки:  $X|_{z=0} = 0$ ,  $dX/dz|_{z=h} = 0$ . Уравнение (20) имеет следующее решение, удовлетворяющее указанным граничным условиям:

$$X(z) = l \text{Arсh} \left( 1 / \text{dn} \left( \frac{z}{h} K(k), k \right) \right), \quad (21)$$

где  $\text{dn}(p, k)$  — эллиптическая функция Якоби,  $K(k)$  — полный эллиптический интеграл первого рода, а модуль эллиптической функции  $k$  определяется уравнением

$$\sqrt{1 - k^2} K(k) = 2\sqrt{2} \frac{h}{l} \exp\left(-\frac{L}{2l}\right) \quad (22)$$

и связан с максимальным смещением ДГ на свободной границе ФМ пленки:  $k = \text{th}(X(h)/l)$ . Из последнего видно, что при  $X(h) \gg l$  модуль эллиптической функции  $k \approx 1$  и  $k' = \sqrt{1 - k^2} \ll 1$ . При этом весь изгиб ДГ сосредоточен в области  $\Delta z \sim hl/X(h) = l \exp(L/2l) \ll h$ , которая существенно больше толщины слоя вблизи интерфейса  $\delta z \sim l$ , в котором происходит преобразование вихревого распределения намагниченности в сформированную ДГ. В наиболее физически интересном случае, когда  $l \ll X(h) \ll L$  и проявляется эффект изгиба ДГ, но сдвиг остается малым по сравнению с расстоянием между стенками, возникает следующее ограничение на толщину ФМ

пленки:  $l \exp(L/2l) \ll h \ll L \exp(L/2l)$ . При выполнении этих неравенств решение (21) в узкой области вблизи границы  $z < l$  приближенно сводится к линейной зависимости  $X(z) \approx zX(h)/h$ , затем в области  $\Delta z$  происходит быстрый выход на предельное значение  $X(h) \approx h \exp(-L/2l)$ . (Отклонение от этой величины во всем объеме ФМ пластины незначительно:  $X(z) \approx X(h) - (X(h)^2/2l)(z/h - 1)^2$  и нами не учитывается.) Несмотря на то, что среднее внутреннее поле, действующее со стороны поверхности АФМ на ФМ пленку, равно нулю, средняя намагниченность ФМ подсистемы отлична от нуля. Она дважды вырождена по направлению и равна (в среднем на единицу длины ФМ пленки)

$$M \approx M_0 h^2 \exp(-L/2l). \quad (23)$$

Реально пленка ФМ должна разбиваться на супердомены с различным направлением средней намагниченности в каждом из них. В месте стыковки супердоменов правильное чередование вихрей и антивихрей нарушается и образуются пары вихрь/вихрь и антивихрь/антивихрь.

### 3. Магнитная структура ФМ при наличии на границе раздела ступенчатого диполя с $s_{1,2} = \pm 1$

При нарушении периодичности распределения атомных ступенек на ГР наиболее близко расположенные пары ступенек разного знака образуют ступенчатые диполи, слабо взаимодействующие с другими диполями (рис. 4,б), и возникает задача о структуре связанной с диполем пары ДГ. В случае ступенчатого диполя на ФМ/АФМ интерфейсе в ФМ возникает пара притягивающихся ДГ с противоположными топологическими зарядами. Для такой конфигурации легко найти точное решение уравнения (7). (Заметим, что оно не является точным решением исходной задачи, поскольку не учитывает граничных условий (2) и вихревого распределения намагниченности вблизи атомной ступеньки и не содержит константы обменного взаимодействия через ГР. Однако качественно распределение магнитных моментов в области толщиной порядка магнитной длины правильно описывает истинное их распределение.) Если перейти к новой полевой переменной  $\varphi = u/2$  и новым «координатам»  $x = l\xi$ ,  $z = il\tau$ , то возникает хорошо известное синусоидальное уравнение Клейна–Гордона (SGE)  $u_{\tau\tau} - u_{\xi\xi} + \sin u = 0$  [14]. Решению уравнения (7) для взаимодействующих ДГ соответствует неподвижное бийонное решение SGE [15], которое трансформируется в следующее выражение:

$$\varphi = 2 \arctg \left( \frac{\sqrt{1-v^2} \operatorname{ch}(v(z+h)/l)}{v \operatorname{ch}(\sqrt{1-v^2}x/l)} \right), \quad (24)$$

где параметр решения  $v$  определяется из граничного условия при  $z = 0$  и удовлетворяет уравнению

$$v \operatorname{ch}(\sqrt{1-v^2}L/2l) = \sqrt{1-v^2} \operatorname{ch}(vh/l) \quad (25)$$

с  $L$  — расстоянием между закрепленными ДГ на интерфейсе при  $z = 0$ . (Решение (24) автоматически удовлетворяет условию при  $z = -h$ .)

Положение доменных границ определяется условием  $\varphi = \pi/2$  и, согласно решению (24), определяется уравнением

$$v \operatorname{ch} \left( \sqrt{1-v^2} \frac{L-2X(z)}{2l} \right) = \sqrt{1-v^2} \operatorname{ch} \left( v \frac{z+h}{l} \right). \quad (26)$$

Рассмотрим физически интересный случай, когда размер ступенчатого диполя на ГР существенно меньше толщины ФМ пленки:  $L \ll h$ . (Но пленка должна оставаться достаточно тонкой ( $\ln(h/l) < L/l$ ), чтобы не образовывались замкнутые домены типа изображенных на рис. 4,а.) Как будет показано, в этом случае смещения ДГ  $X(z = -h) = X_0$  порядка величины размера ступенчатого диполя  $X_0 \sim L$ . При этом из граничных условий  $v \approx X_0/h \ll 1$ , а из соотношения (25) следует, что

$$X_0 = L/2 - l \ln(h/l), \quad (27)$$

и уравнение для формы ДГ принимает вид

$$X(z) \approx \left( \frac{L}{2} - l \ln \frac{h}{l} \right) - X_0 \frac{z+h}{h}. \quad (28)$$

Эта формула справедлива во всем объеме ФМ пленки за исключением узкой области  $\delta z \sim h(l/X_0) \ll h$  вблизи свободной поверхности пленки, в которой формула (28) видоизменяется следующим образом:

$$X(z) \approx X_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{X_0}{l} \right) \left( \frac{z+h}{h} \right)^2 \right], \quad (29)$$

что соответствует сформулированным граничным условиям. Для вычисления полного изменения намагниченности, связанного с наличием поверхностного ступенчатого диполя, можно воспользоваться выражением (28), которое дает величину

$$\delta M = M_0 h L \left[ 1 + 2 \frac{l}{L} \ln \frac{h}{l} \right]. \quad (30)$$

### Заключение

Исследовано распределение поля намагниченности в ферромагнитном слое, контактирующем с жестким антиферромагнетиком, при наличии шероховатой поверхности раздела, которая моделируется последовательностью атомных ступенек чередующегося знака. Рассмотрены случаи изолированной ступеньки, с кото-

рой связан магнитный вихрь (при отсутствии анизотропии в плоскости легкого намагничивания ФМ) или ДГ (при учете такой анизотропии), ступенчатого поверхностного диполя (изолированной пары ступенек разного знака в плоскости ФМ/АФМ интерфейса) и периодической системы чередующихся поверхностных ступенек с альтернированными знаками. Вычислено изменение намагниченности ФМ пленки, связанное с шероховатостью ГР.

1. W.H. Maklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
2. К.Б. Власов, А.И. Мицек, *ФММ* **14**, 487 (1962).
3. R.L. Stamps and H.E. Camley, *Phys. Rev.* **B54**, 15200 (1996).
4. R.L. Stamps, H.E. Camley, and R.J. Hocken, *Phys. Rev.* **B54**, 4159 (1996).
5. M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
6. J. Nogues and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
7. 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).
8. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 670 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 526 (2009)].
9. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 603 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 476 (2009)].
10. О.К. Дудко, А.С. Ковалев, *ФНТ* **25**, 25 (1999) [*Low Temp. Phys.* **25**, 18 (1999)].
11. О.К. Dudko and A.S. Kovalev, *Acta Phys. Polonica* **A97**, 479 (2000).

12. О.К. Dudko and A.S. Kovalev, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 321 (2002).
13. А.С. Ковалев, А.Д. Кондратюк, А.И. Ландау, *Препринт ФТИИТ НАНУ*, № 26-89, Харьков (1989).
14. M.J. Ablowitz, D.J. Kaup, A.C. Newell, and H. Segur, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1262 (1973).
15. А.М. Косевич, А.С. Ковалев, *Введение в нелинейную физическую механику*, Наукова думка, Киев (1989).

## The magnetic structure of thin ferromagnet film on the rough surface of antiferromagnet

A.S. Kovalev and M.L. Pankratova

The magnetic structure (including domainization) of a thin ferromagnetic film in contact with a rigid antiferromagnet is investigated under the assumption that the interface is rough and contains single isolated atomic steps of opposite signs, isolated “dipole of the steps” and a space-ordered periodic system of steps of alternate signs.

PACS: 75.30. Kz Magnetic phase boundaries (including classical and quantum magnetic transitions, metamagnetism, etc.).

Keywords: ferromagnet, antiferromagnet, rough interface, magnetic vortex, domain wall, magnetic anisotropy.