

# КИНЕТИКА ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ГЕТЕРОФАЗНОГО НАНОМАГНЕТИКА С ПРОСТРАНСТВЕННО-МОДУЛИРОВАННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

**Ю. П. Кабанов<sup>a</sup>, В. С. Горнаков<sup>a\*</sup>, В. И. Никитенко<sup>a,b</sup>, Р. Д. Шул<sup>b</sup>**

<sup>a</sup> Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> National Institute of Standards and Technology  
20899, Gaithersburg, USA

Поступила в редакцию 12 июля 2013 г.

С использованием магнитооптического индикатора изучены моды перемагничивания в тонкопленочном ферромагнетике (ФМ) NiFeCuMo с периодически меняющейся в плоскости пленки анизотропией. Однонаправленная анизотропия в участках ФМ, обменно-связанных с пленкой антиферромагнетика (АФМ) FeMn, выполненной в виде полос квадратной решетки, чередовалась с одноосной анизотропией в участках ФМ внутри этой решетки. Показано, что сформировавшиеся вдоль краев этих полос границы, отделяющие ФМ-участки с различающейся анизотропией, оказывают решающее влияние на кинетику преобразования доменной структуры в обоих типах участков ФМ. Установлено, что эффект латеральной обменной анизотропии в ферромагнетике, заключающийся в стабилизации распределения спинов в ФМ-слое вдоль границы раздела ФМ-(ФМ/АФМ), приводит к асимметрии процесса перемагничивания ФМ-областей, окаймленных ФМ/АФМ-структурой. Обнаружена анизотропия подвижности 180-градусных «заряженных» и «незаряженных» доменных границ, расположенных соответственно перпендикулярно и параллельно оси однонаправленной анизотропии. Наблюдаемое различие подвижности «заряженных» и «незаряженных» границ обусловлено различием распределения спинов в них относительно оси однонаправленной анизотропии и является определяющим фактором различия кинетики перемагничивания обменно-смещенных горизонтальных и вертикальных ФМ-полос. Выявлены кардинальные различия в асимметрии процессов перемагничивания во взаимно перпендикулярных узких полосах ФМ/АФМ-структур. Обсуждаются возможные механизмы перемагничивания низкоразмерных ФМ-(ФМ/АФМ)-гетероструктур с учетом влияния на них доменных границ, локализованных на краях АФМ-слоев.

**DOI:** 10.7868/S0044451014050085

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое использование обменно-связанных двуслойных нанокомпозитных структур ферромагнетик/антиферромагнетик (ФМ/АФМ) в спиновых клапанах и тунNELьных магнитных переходах обуславливает повышенный интерес к исследованиям магнитных, магнитотранспортных и структурных свойств таких гетерофазных систем [1–5]. Эти гетероструктуры характеризуются, прежде всего, наведенной в ферромагнитном слое однонаправленной (обменной) анизотропией. Как было установлено

но, ключевую роль в формировании этой анизотропии играют распределение и эволюция спинов, локализованных в антиферромагнетике непосредственно вблизи границ раздела ФМ/АФМ [6–10]. Многие теоретические модели описывают эффект обменной анизотропии в обменно-связанных двуслойных ФМ/АФМ-структурах с привлечением понятия «обменная спиновая пружина» [6, 9]. Экспериментально было показано [10–12], что эта пружина формируется в АФМ-слое между движущейся границей домена новой фазы в ФМ-слое и краем гетероструктуры (или другим структурным дефектом, где происходит зарождение нового домена) в процессе ее перемагничивания из основного состояния. Раскручивание этой пружины значительно облегча-

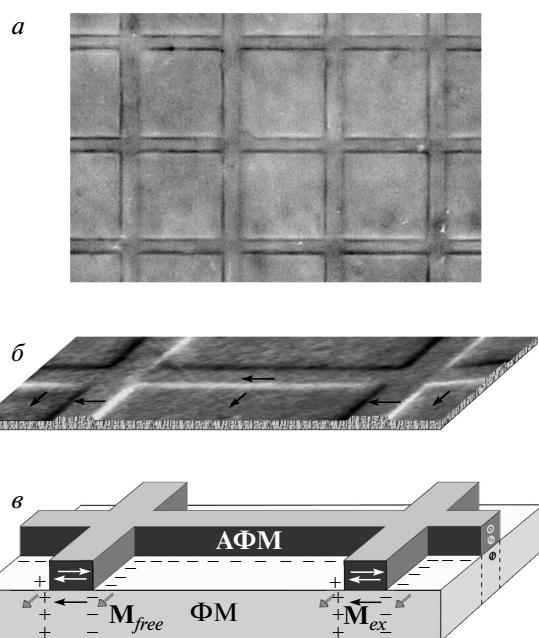
\*E-mail: gornakov@issp.ac.ru

ет процесс обратного перемагничивания в основное состояние, обусловливая уменьшение поля переключения к исходной ориентации намагниченности и, в итоге, к смещению петли гистерезиса ФМ-слоя [10–14]. Современная тенденция уменьшения до субмикронных и наноскопических размеров магнитных датчиков и считающих головок, основанных на использовании обменно-связанных двуслойных ФМ/АФМ-структур в спиновых клапанах и магнитных тунNELьных переходах, как ожидается, приведет к увеличению роли краевых эффектов [15, 16] в формировании магнитных и магнитотранспортных свойств устройств на их основе. Выяснение влияния краевых эффектов на гистерезисные характеристики и преобразование намагниченности в результате уменьшения размеров ФМ/АФМ-систем до наноскопических представляется важным для описания закономерностей процессов перемагничивания и природы односторонней анизотропии в таких нанокомпозитных гетероструктурах.

Представления о процессах перемагничивания в ФМ/АФМ-гетероструктурах с ограниченным латеральным размером и влияния на них АФМ-спинов могут быть получены из данных по преобразованию намагниченности ФМ-слоя, обменно-связанного с тонкопленочной АФМ-решеткой [17]. В настоящей работе для определения условий и характера возможных мод перемагничивания, связанных с формированием специфических спиновых конфигураций около краев полос АФМ-решетки в эпитаксиальных обменно-связанных двуслойных ФМ/АФМ-структур, мы провели детальное исследование распределения и эволюции магнитного момента в таких гетероструктурах.

## 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Двухслойная АФМ/ФМ-пленка  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ (10 нм)/ $\text{Ni}_{77}\text{Fe}_{14}\text{Cu}_5\text{Mo}_4$ (30 нм) была осаждена магнитронным распылением. Предварительно на подложку Si(100) с термически окисленной на глубину 250 нм поверхностью был нанесен буферный слой Cu(10 нм), сформировавшаяся текстура которого обеспечила наведенную одноосную анизотропию в плоскости ФМ-слоя. Для предохранения гетероструктуры от окисления на воздухе на нее была нанесена тонкая (толщиной около 10 нм) пленка Cu. Основное давление при осаждении слоев было  $7 \cdot 10^{-8}$  Па и давление аргона 0.3 Па. Пространственно-модулированная структура в АФМ-слое



**Рис. 1.** Изображение образца  $\text{Ni}_{77}\text{Fe}_{14}\text{Mo}_5\text{Cu}_4/\text{FeMn}$  с нанесенной сверху прямоугольной антиферромагнитной решеткой (а), типичный МО-портрет нормальных компонент локальных полей рассеяния  $H_{\perp}$  образцов (б) и схематическое изображение гетероструктуры и распределения магнитных моментов в ней в исходном состоянии (в)

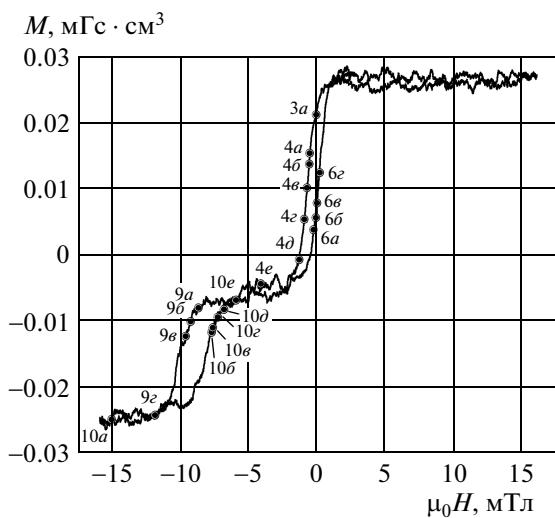
была создана методом ионного травления через маску в виде полос шириной около 16 мкм, образующих прямоугольную решетку с периодом около 100 мкм (рис. 1а). Обменная анизотропия в ФМ-пленке под АФМ-решеткой была сформирована во внешнем магнитном поле, направленном вдоль сторон решетки, которые на всех представленных рисунках ориентированы горизонтально. При этом усредненные по толщине ФМ-пленки векторы намагниченности в покрытых ( $M_{ex}$ ) и непокрытых ( $M_{free}$ ) антиферромагнетиком областях образца в основном состоянии были ориентированы под углом друг к другу. Петли гистерезиса гетероструктуры были измерены с помощью вибромагнитометра в поле, параллельном оси однонаправленной анизотропии.

Особенности процесса перемагничивания образцов во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H}$  были изучены при комнатной температуре с использованием метода магнитооптической индикаторной пленки (МОИП) [18, 19]. Прямые экспериментальные исследования процесса перемагничивания гетерострукту-

ры осуществлялись в режиме реального времени путем визуализации нормальных компонент локальных полей рассеяния ( $H_{\perp}$ ) с использованием поляризационного микроскопа в отраженном свете благодаря двойному эффекту Фарадея в индикаторной пленке (при небольшом угле между поляризатором и анализатором). При этом прозрачная тонкая индикаторная пленка легированного висмутом железоиттриевого граната толщиной 2 мкм с алюминиевым зеркалом на нижней поверхности располагалась непосредственно на образце. Намагченность в МОИП в отсутствие внешних магнитных полей лежала в плоскости индикатора, отклоняясь от нее лишь под действием полей  $H_{\perp}$ , формируя их магнитооптической (МО) портрет (рис. 1б). Серый цвет на МО-портрете соответствовал участкам образца без полей рассеяния, тогда как более темные или светлые оттенки (в зависимости от направления  $H_{\perp}$ ) соответствовали тем областям, на которых эти поля присутствовали. Степень насыщенности окраски этих областей была пропорциональна величине  $H_{\perp}$ . Сразу после изготовления гетероструктуры в ней формировалось квазиоднородное распределение намагченности  $M$  в плоскости ферромагнетика как на участках, покрытых АФМ-решеткой, так и на непокрытых. В этом случае МО-контраст, формируемый полями рассеяния, наблюдался лишь на краях полос этой решетки. Его величина и изменение под действием внешних магнитных полей соответствовали величине и изменению полей  $H_{\perp}$ , которые определялись магнитными зарядами, формируемыми компонентами  $M$ , перпендикулярными к сторонам АФМ-решетки вблизи краев полос как со стороны покрытых, так и непокрытых антиферромагнетиком ФМ-участков. Поля рассеяния на краях АФМ-полос (рис. 1б, б) и доменных границах в образце позволяют оценить как ориентацию, так и величину средней намагченности областей, обрамленных границами решетки. Анализ изменений МО-изображений при перемагничивании во внешнем поле дает возможность изучить кинетику перемагничивания на различных участках гетероструктур, выявить влияние на них краев полосок решетки.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлена петля гистерезиса двуслойной структуры FeMn/NiFeCuMo, полученная при перемагничивании вдоль оси наведенной одно-



**Рис. 2.** Петля гистерезиса гетероструктуры при перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии. Номерами обозначены поля, соответствующие изображениям образца, показанным на рис. 3, 4, 6, 9, 10

направленной анизотропии на ФМ-участках. Расщепление петли указывает на двухстадийный характер процесса перемагничивания таких гетероструктур с пространственно-модулированной анизотропией. Правая, более узкая часть петли, смещена незначительно. Процесс перемагничивания на этой стадии, очевидно, происходит в основном на магнито-мягких непокрытых антиферромагнетиком участках ФМ-пленки. Левая часть петли смещена в область более высоких отрицательных полей и значительно шире предыдущей части. На этой стадии перемагничиваются лишь ФМ-области, лежащие непосредственно под АФМ-решеткой. Для детального изучения процессов перемагничивания в каждой из этих областей и выяснения влияния краев полос АФМ-решетки на характер преобразования намагченности в них необходимо использовать дополнительные методы, позволяющие регистрировать преобразование намагченности в режиме реального времени и с высоким пространственным разрешением. Этим требованиям отвечает используемый в данной работе метод визуализации распределения магнитных полей рассеяния, создаваемых неоднородным распределением магнитных моментов в тонкопленочных образцах [18, 19].

### 3.1. Перемагничивание свободной от антиферромагнетика области ФМ-слоя

При приложении насыщающего образец внешнего плоскостного магнитного поля, ориентированного вдоль оси однонаправленной анизотропии (положительного на рис. 2), векторы намагниченности во всех ФМ-областях были ориентированы вдоль приложенного поля. При этом МО-контраст исчезал практически по всей площади гетероструктуры за исключением собственно краев образца. Принимая во внимание отсутствие в намагниченной до насыщения ФМ-пленке источников полей рассеяния вдоль краев полос и тот факт, что ФМ-пленка вдоль всей поверхности гетероструктуры непрерывна и одинаковой толщины, можно заключить, что абсолютные величины магнитного момента всюду в ФМ-пленке одинаковы, т. е.  $M_{ex} = M_{free} = M_0$ .

При уменьшении поля черно-белый контраст вдоль сторон АФМ-решетки на МО-портрете образца возникал вновь. При  $H = 0$  образец приходил в свое основное состояние. Типичный МО-портрет одной ячейки решетки в образце в отсутствие магнитного поля представлен на рис. 3а. Наблюдающиеся белые и черные линии отвечают, соответственно, входящим и исходящим полям рассеяния, возникающим вдоль доменных границ, разделяющих области с однородным распределением намагниченности в ферромагнитном слое NiFeCuMo. С одной стороны от этих границ расположены области, лежащие непосредственно под полосами антиферромагнитной FeMn-решетки, а с другой — заключенные между этими полосами квадратные области, в которых антиферромагнитный слой отсутствует.

Из анализа МО-сигнала на взаимно перпендикулярных краях образца [19], параллельных горизонтальным и вертикальным сторонам решетки, следует, что так же, как и в работе [17], в области ферромагнетика, покрытой АФМ-решеткой, намагниченность  $\mathbf{M}_{ex}$ , ориентированная в процессе приготовления образца вдоль оси однонаправленной анизотропии внешним полем, совпадала с горизонтальными участками решетки, тогда как в непокрытой антиферромагнетиком области ферромагнетика присутствовала вертикальная компонента намагниченности  $\mathbf{M}_{free}$ . Очевидно, что намагниченность  $M_{ex}$  в исходном состоянии инициирует формирование полей рассеяния  $H_\perp$ , а значит, и МО-контраст на краях лишь вертикальных полос решетки. Наличие МО-контрasta на горизонтальных краях означает, что вдоль них формируются поля рассеяния, инициированные намагниченностью  $\mathbf{M}_{free}$  в свободной от

АФМ области ферромагнетика, которая ориентирована под углом  $\theta$  по отношению к  $\mathbf{M}_{ex}$  (рис. 3а).

Интенсивность сигнала в темных и светлых участках доменных границ на изображениях определяется соответственно выражениями

$$I_b = \rho I_0 [\sin^2 \beta - \sin^2(\beta - \psi)],$$

$$I_w = \rho I_0 [\sin^2(\beta + \psi) - \sin^2 \beta],$$

где  $I_0$  — интенсивность падающего линейно-поляризованного света,  $\rho$  — постоянный для каждого конкретного эксперимента коэффициент, учитывающий потери в индикаторе и поляризаторе с анализатором,  $\psi$  — угол фарадеевского вращения в индикаторе, инициированный полем  $H_\perp$ . При малых значениях  $\beta$  и  $\psi$  суммарные интенсивности сигнала на вертикальных ( $I_v$ ) и горизонтальных ( $I_h$ ) полосах решетки пропорциональны величине полей рассеяния на их краях (рис. 3б):

$$I_v = (|I_{wv}| + |I_{bv}|) \propto \psi_v \dots H_{\perp v}, \quad (1)$$

$$I_h = (|I_{wh}| + |I_{bh}|) \propto \psi_h \dots H_{\perp h}. \quad (2)$$

Поля  $H_{\perp v}$  и  $H_{\perp h}$ , в свою очередь, пропорциональны соответствующим суммам компонент намагниченостей  $\mathbf{M}_{ex}$  и  $\mathbf{M}_{free}$  перпендикулярных соответственно вертикальным и горизонтальным полоскам, а их ориентации при однородном распределении в областях с однонаправленной и одноосной анизотропиями будут характеризоваться соответствующими интенсивностями МО-сигнала  $I_v$  и  $I_h$ . Анализ этих величин и их изменения при перемагничивании позволяет определить относительную ориентацию векторов намагниченности в смежных ферромагнитных областях как в основном состоянии, так и при изменении их направлений во внешних полях. В частности, угол  $\theta$  между  $\mathbf{M}_{ex}$  и  $\mathbf{M}_{free}$  (рис. 3а) при фиксированном направлении  $\mathbf{M}_{ex}$  может быть определен из соотношений

$$I_v = k(M_{ex} - M_{free} \cos \theta) = kM_0(1 - \cos \theta), \quad (3)$$

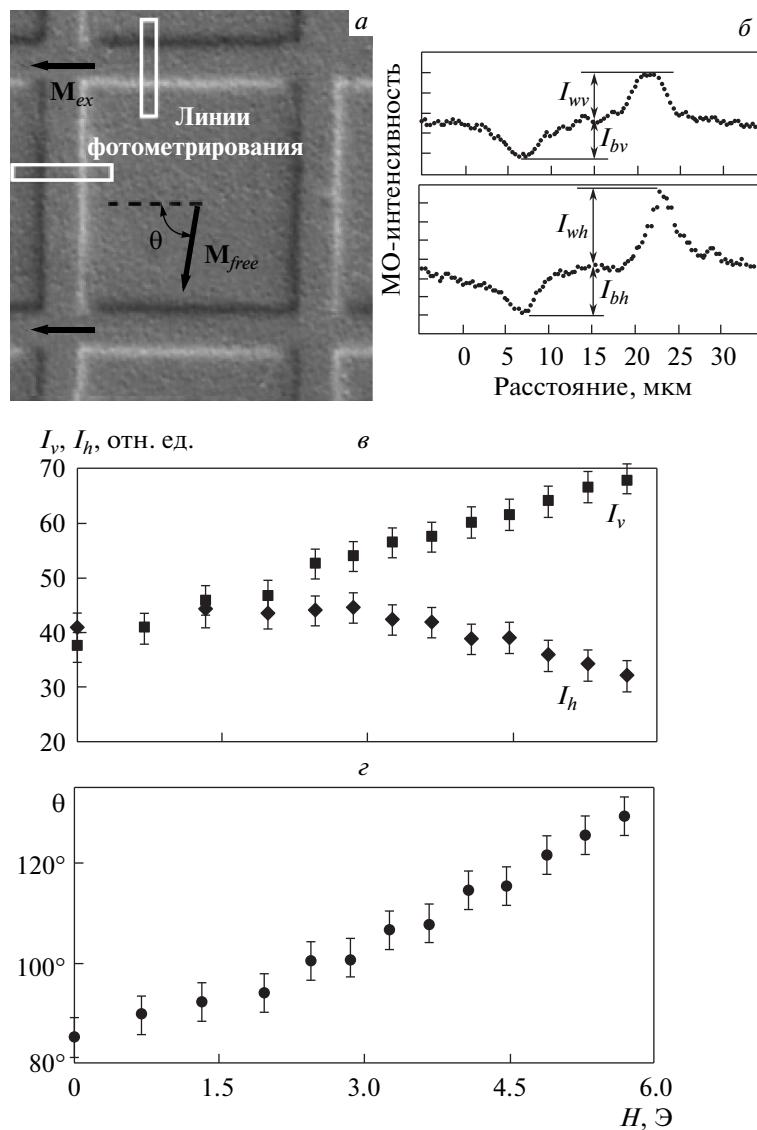
$$I_h = kM_{free} \sin \theta = kM_0 \sin \theta, \quad (4)$$

где  $k$  — фиксированная для данного эксперимента константа. Тогда соотношение интенсивностей будет

$$I_v/I_h = (1 - \cos \theta)/\sin \theta. \quad (5)$$

Угол  $\theta$  будет выражаться через измеренные интенсивности как

$$\theta = 2 \operatorname{arctg}(I_v/I_h). \quad (6)$$



**Рис. 3.** МО-изображения ячейки решетки в исходном состоянии (а), зависимости интенсивностей МО-сигнала (б) вдоль линий фотометрирования, обозначенных на изображении (а), и полевые зависимости амплитуды интенсивности от пика до пика (в) и вычисленных по формуле (б) углов поворота магнитных моментов  $M_{free}$  (г)

Зависимости суммарных интенсивностей  $I_v = |I_{wv}| + |I_{bv}|$  и  $I_h = |I_{wh}| + |I_{bh}|$  от приложенного поля, полученные из профилей МО-интенсивностей (рис. 3б), измеренных вдоль линий фотометрирования (рис. 3а) поперек вертикальной (верхняя кривая) и горизонтальной (нижняя кривая) полос решетки, приведены на рис. 3в. Зависимость угла  $\theta$  ориентации вектора намагниченности  $M_{free}$  от величины приложенного поля, полученная из соотношения (6) и измеренных значений  $I_v$  и  $I_h$ , приведена на рис. 3г. Из нее следует, что угол  $\theta$  в исходном основном состоянии равен примерно  $85^\circ$ . Век-

тор  $M_{free}$  внутри решетки в свободной от антиферромагнетика области ферромагнетика ориентирован преимущественно вдоль «естественной» оси легкого намагничивания ФМ-пленки, наведенной текстурированным буферным слоем Си. Таким образом, сформировавшиеся в исходном состоянии вдоль горизонтальных и вертикальных краев АФМ-решетки доменные границы разделяют домены почти  $90^\circ$ -градусного соседства. Отметим, что на этих границах энергетически более выгодным является разворот векторов намагниченности по часовой стрелке, если идти от  $M_{free}$  к  $M_{ex}$ . Черными стрелками

на этом и последующих МО-изображениях обозначены направления усредненных магнитных моментов в различных участках образца, полученные из приведенного анализа МО-контраста на краях полос АФМ-решетки. Зависимость  $\theta(H)$  соответствует плавному повороту вектора  $\mathbf{M}_{free}$ , что представляется естественным при перемагничивании пленки в направлении, практически, трудного намагничивания. Стоит также отметить, что поскольку в слабых полях (на исходящей ветви узкой петли гистерезиса)  $\mathbf{M}_{ex}$  практически не изменяется, то, очевидно, поворот вектора  $\mathbf{M}_{free}$  приводит к изменению угла разворота в горизонтальных доменных границах до угла примерно  $130^\circ$  (при  $H \sim 5.7$  Э на рис. 3 $\varepsilon$ ).

Изменение интенсивности МО-контраста при приложении к образцу медленноменяющегося поля происходило вплоть до достижения этим полем некоторого критического значения  $H_{cr}$  (рис. 4 $a$ ), при котором внутри ячеек решетки на свободных от антиферромагнетика участках формировались домены новой фазы (рис. 4 $b$ ). Этот процесс носил вероятностный характер и в разных ячейках решетки мог происходить при разных  $H_{cr}$ , близких к некоторому среднему по образцу значению. Макродомены возникали пороговым образом. В результате вдоль горизонтальных сторон квадратных ячеек формировался МО-сигнал двух типов (рис. 4 $b, \varepsilon$ ). Первый тип МО-сигнала с однородным (темным в верхней части квадрата и светлым в нижней) распределением интенсивности соответствовал участкам со стабильной доменной границей с однородным, но обратным по отношению к исходному распределению магнитных зарядов вдоль нее. Второй тип МО-сигнала со знакопеременным (бело-черным) распределением интенсивности соответствовал участкам с метастабильной «сдвоенной» доменной границей, вдоль которых знак зарядов, с одной стороны, соответствовал исходной стенке, а, с другой стороны, был обратным и соответствовал стенке вновь образовавшегося домена. С увеличением отрицательного значения поля на «сдвоенных» доменных границах происходило зарождение и расширение новых сегментов однородно заряженных доменных границ, что в конечном итоге приводило горизонтальные доменные границы к полностью однородному состоянию (рис. 4 $\varepsilon$ ). При этом боковые границы возникших доменов перемещались к вертикальным сторонам решетки (рис. 4 $\varepsilon$ ), при достижении которых на МО-изображениях вдоль вертикальных краев решетки наблюдалось появление и движение слабых локальных неоднородностей МО-контраста (на рис. 4 $\varepsilon-d$  указаны черно-белыми

стрелками лишь для «белого» края вертикальной полосы решетки).

Аналогичный проведенному на начальной стадии перемагничивания (рис. 3) анализ МО-интенсивности позволил определить ориентацию и характер разворота намагниченности в квадратных ячейках решетки (рис. 4 $\varepsilon$ ) после зарождения в них доменов новой фазы и формирования вдоль горизонтальных АФМ-краев участков заряженных границ одного знака (рис. 4 $b-d$ ). Угол  $\theta$  между  $\mathbf{M}_{free}$  и  $\mathbf{M}_{ex}$  оказался равным примерно  $240^\circ$  (рис. 4 $\varepsilon$ ), что соответствует при квазиоднородном распределении спинов в краевых доменных границах энергетически более выгодному их развороту от  $\mathbf{M}_{free}$  к  $\mathbf{M}_{ex}$  на  $120^\circ$ , но уже против часовой стрелки. Из зависимостей распределения векторов  $\mathbf{M}_{free}$  в исходных (рис. 3 $\varepsilon$ ) и во вновь образовавшихся доменах (рис. 4 $\varepsilon$ ) следует, что обнаруженные неоднородности (рис. 4 $\varepsilon-d$ ) являются особыми областями, разделяющими локализованные вдоль краев вертикальных полос решетки участки доменных границ с распределением магнитных моментов с разной хиральностью в окрестности этих областей. В них происходит вихревое подобное (характерное для структур типа «антивихрь» [20]) изменение направления магнитных моментов в двух взаимно перпендикулярных направлениях — как вдоль, так и поперек доменных границ, как это схематически показано на рис. 4 $\varepsilon$  для участка, выделенного на рис. 4 $\varepsilon$  квадратной рамкой.

Из-за порогового характера формирования и быстрого роста доменов новой фазы в начальный момент времени оказалось невозможным локализовать место формирования этих доменов и выявить влияние на их зарождение магнитных неоднородностей вблизи краев АФМ-полос. Для выяснения деталей перемагничивания свободных ФМ-областей, окруженных областями с обменно-смещенным ферромагнетиком, к образцу прикладывались два поля — постоянное, близкое к порогу перемагничивания на левой исходящей ветви узкой петли гистерезиса, и однократное импульсное, с критическими для процесса зарождения доменов экспериментально подобранными значениями амплитуды и длительности. На рис. 5 $a$  приведен пример МО-портрета ячейки решетки после приложения такого импульса. Несмотря на то что каждый раз перед приложением импульса образец перемагничивался в исходное состояние, процесс зарождения доменов новой фазы в таких условиях являлся нестабильным и не воспроизвелся, что свидетельствовало о том, что мы подобрали условия на пороге зарождения таких доменов.

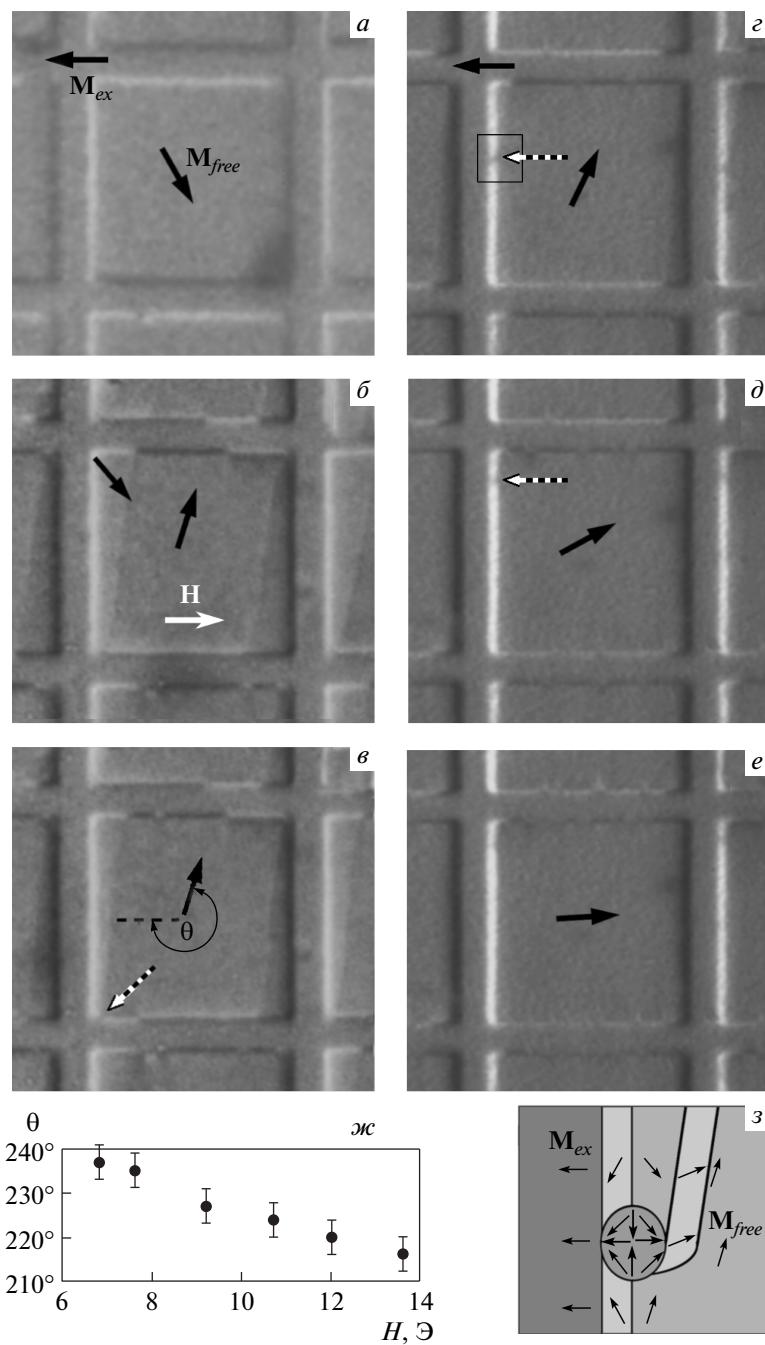
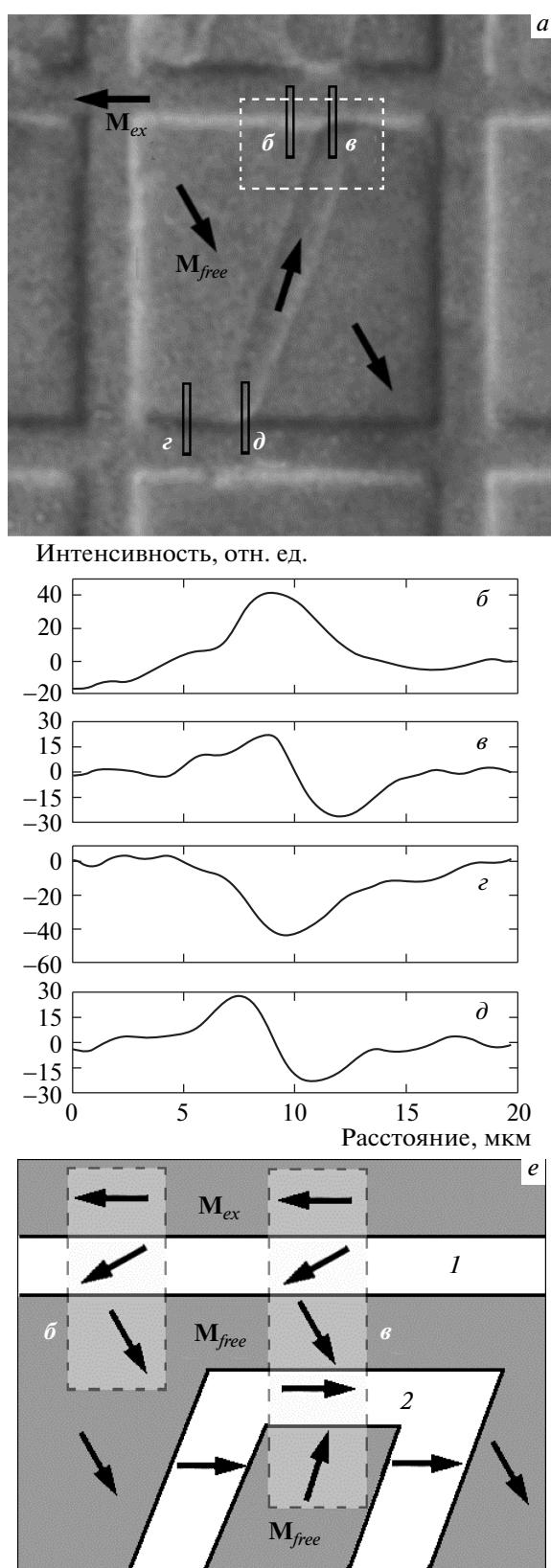


Рис. 4. Перемагничивание непокрытой антиферромагнетиком части ФМ-слоя из основного состояния:  $H = -5.7 \text{ Э}$  (a),  $-5.9 \text{ Э}$  (б),  $-6.4 \text{ Э}$  (в),  $-7.6 \text{ Э}$  (г),  $-12.0 \text{ Э}$  (д),  $-40.0 \text{ Э}$  (е);  $\text{жс}$  — зависимость  $\theta(H)$  во вновь образовавшихся доменах; з — схематическое распределение  $\mathbf{M}$  в окрестности особой области, обозначенной на рис. 4г квадратной рамкой



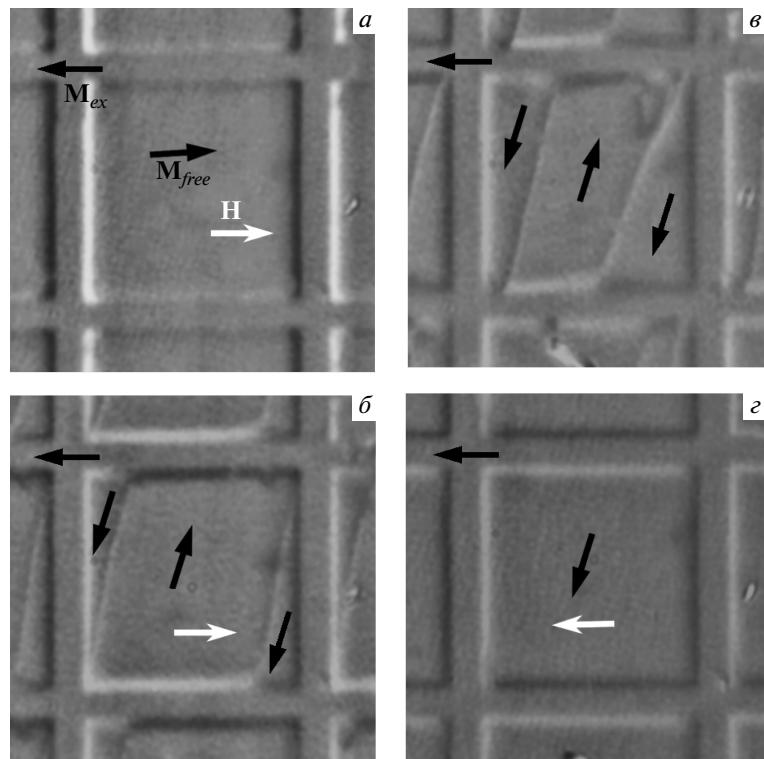
Анализ МО-контрasta на границе в возникших доменах позволил сделать вывод о механизме и наиболее вероятной области их образования.

На рис. 5 представлены изображение ячейки решетки образца с зародившимся после приложения импульса поля доменом внутри нее (рис. 5а) и интенсивности МО-сигнала (рис. 5б–д), полученные в результате фотометрирования доменных границ вдоль линий, приведенных на рис. 5а. На кривых МО-интенсивностей, выполненных вдоль линий фотометрирования поперек исходных горизонтальных доменных границ (рис. 5б, г), видно, что в обоих случаях имеются пики лишь одной полярности. Они соответствуют примерно 130-градусным доменным границам при  $H \leq H_{cr}$  (рис. 4а), разворот спинов в которых от  $M_{free}$  к  $M_{ex}$  осуществляется по часовой стрелке, как это схематически показано на рис. 5е (выделенная область « $\delta$ »).

Иное распределение намагниченности сформировалось на участках горизонтальных доменных границ, соответствующих границам, образовавшимся после зарождения домена новой фазы. Из МО-портрета на рис. 5а и интенсивностей на рис. 5б, д следует, что, как и на рис. 4б, в, кроме исходных уровней — положительного (светлом) сверху и отрицательного (темном) снизу, в сигнале присутствуют также и инверсные уровни — отрицательный (темный) сверху и положительный (светлый) снизу. Это означает, что около уже существующих 130-градусных доменных границ сформировались поля рассеяния, локализованные на границах новых доменов. Угол  $\theta$  в таких доменах в момент их образования оказался равным примерно  $240^\circ$  (рис. 4ж). Разделяющие исходный и вновь образовавшийся домены неелевские стенки будут обладать наименьшей энергией в случае разворота  $M_{free}$  в них от нового домена к исходному также по часовой стенке, формируя метастабильную «сдвоенную» доменную границу, как это схематически показано на рис. 5е (выделенная область « $\delta$ »).

С учетом того, что пики МО-интенсивности

**Рис. 5.** МО-изображение ячейки решетки с зародившимся доменом после приложения постоянного поля  $H = -1.9$  Э и импульсного поля с амплитудой  $h = -4.0$  Э длительностью  $t = 15$  мкс (а) и зависимости интенсивностей МО-сигнала (б–д) вдоль линий фотометрирования, обозначенных на изображении а; е — схема распределения  $M$  в областях, обозначенных на рис. 5а прямоугольными рамками



**Рис. 6.** Перемагничивание непокрытой антиферромагнетиком части ФМ-слоя в основное состояние:  $H = -2.0$  Э (а),  $-0.48$  Э (б), 0 (в),  $+3.2$  Э (г)

(рис. 5 $\delta, \vartheta$ ) имеют противоположные знаки, можно заключить, что они являются следствием полей рассеяния  $\mathbf{H}_\perp$  на горизонтальных участках, возникающих благодаря существованию прослойки исходной фазы (рис. 5 $e$ ) между границей 1, разделяющей  $\mathbf{M}_{ex}$  и  $\mathbf{M}_{free}$ , с одной стороны, и границей 2, разделяющей  $\mathbf{M}_{free}$  в исходном и новом доменах, с другой. Эти поля создаются в основном перпендикулярными к горизонтальным доменным границам компонентами намагниченности  $\mathbf{M}_{free}$ , локализованной в этой прослойке. Очевидно, что при увеличении отрицательного поля расширение доменов новой фазы приведет к уменьшению прослойки и слиянию границ 1 и 2 с углом между  $\mathbf{M}_{ex}$  и  $\mathbf{M}_{free}$  равным примерно  $240^\circ$ . Полученная конфигурация распределения векторов намагниченности будет метастабильна и, как видно на рис. 4 $\delta-\vartheta$ , в процессе перемагничивания ФМ-участков внутри ячеек решетки закрученные по часовой стрелке «сдвоенные»  $240$ -градусные (рис. 5 $e$ , выделенная область « $\delta$ ») границы преобразуются в энергетически более выгодные закрученные против часовой стрелки однородно заряженные  $120$ -градусные стенки. Процесс переключения

хиральности горизонтальных стенок очевидно происходил сначала за счет флуктуации магнитных моментов в отдельных участках с образованием ограничивающих их вихрей намагниченности. Затем изменение хиральности остальных участков горизонтальных границ осуществлялось за счет движения возникших вихрей вдоль этих границ.

Очевидно, что при перемагничивании ФМ-областей внутри квадратных ячеекование зародышей новой фазы около горизонтальных краев АФМ-полос с такими метастабильными  $240$ -градусными границами энергетически невыгодно. Это означает, что процесс зародышебразования на начальной стадии перемагничивания гетероструктуры с модулированной анизотропией происходит в центральной части ячейки. Основной причиной, по которой зарождение доменов новой фазы вблизи краев полос АФМ-решетки при перемагничивании из основного состояния невозможно, является эффект латеральной обменной анизотропии вблизи краев полос антиферромагнетика. Он заключается в «замораживании» распределения спинов в ферромагнетике на удалении от этих краев на расстояние порядка

$(A_F/K_F)^{1/2}$ , где  $A_F$  и  $K_F$  – соответственно энергия обмена и энергия одноосной анизотропии ФМ-слоя. В этом случае реализуется уникальная ситуация, при которой, в отличие от однородных однофазных ФМ-пленок, зарождение доменов новой фазы не облегчается там, где формируются эффективные магнитостатические поля рассеяния, а наоборот, блокируется. При этом зарождение происходит внутри практически бездефектной области пленки в местах, где значения суммарной эффективной анизотропии понижены. Поскольку в данном образце поле зарождения доменов новой фазы оказалось выше, чем поле смещения границ этих доменов, процесс формирования доменов в медленно меняющемся поле проходит пороговым образом и носит вероятностный характер.

После завершения процесса перемагничивания не покрытых антиферромагнетиком участков ФМ-пленки вблизи вертикальных и горизонтальных краев полос АФМ-решетки формировались границы, соответственно перпендикулярные и параллельные однонаправленной анизотропии. В этом случае МО-контраст, пропорциональный величине полей рассеяния  $H_{\perp}$ , значительно снизился вблизи горизонтальных сторон АФМ-решетки и увеличился вблизи вертикальных (рис. 6a), отвечая почти антипараллельной (около  $180^{\circ}$ ) ориентации  $\mathbf{M}_{ex}$  и  $\mathbf{M}_{free}$  вдоль обеих сторон решетки. На границе раздела ФМ/АФМ- и ФМ-областей около вертикальных и горизонтальных сторон АФМ-решетки сформировались два типа специфических доменных стенок: соответственно «заряженные» и «незаряженные» стеки.

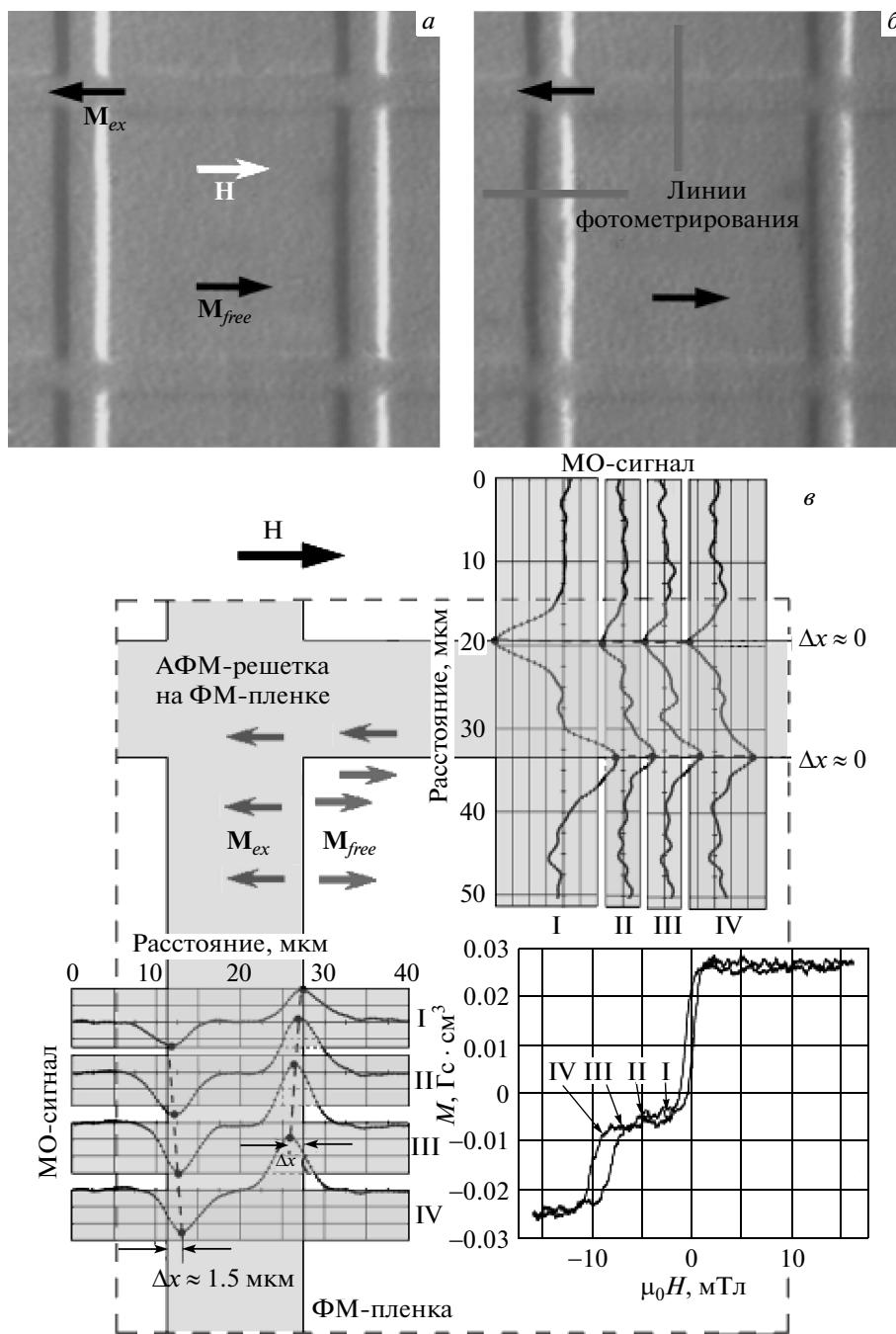
Процесс обратного перемагничивания этой области в основное состояние после насыщения всей гетероструктуры в отрицательном поле происходил по другому сценарию. На рис. 6a приведен МО-портрет ячейки решетки, когда намагниченность  $\mathbf{M}_{ex}$  обменно-смещенной области ФМ-пленки после уменьшения величины отрицательного поля примерно до 70 Э вернулась в исходное состояние. Намагниченность  $\mathbf{M}_{free}$  осталась ориентированной по полю. Видно, что этот МО-портрет гетероструктуры идентичен портрету, полученному в результате перемагничивания ФМ-области внутри ячеек решетки из основного состояния (рис. 4e).

Из анализа изменений МО-сигнала на краевых доменных границах следует, что уменьшение величины отрицательного поля  $\mathbf{H}$  приводит на начальном участке обратной ветви петли гистерезиса к вращению  $\mathbf{M}_{free}$  к направлению одноосной анизотропии. Инверсия  $\mathbf{H}$  и его увеличение с обрат-

ной полярностью вызывает вблизи вертикальных полос зарождение доменов новой фазы (рис. 6b) и их расширение за счет смещения доменных границ (рис. 6b, в) внутри свободной от антиферромагнетика области ФМ-слоя, переключая  $\mathbf{M}_{free}$  в исходное состояние (рис. 6г). Отметим, что при смещении этих доменных границ окраска вблизи горизонтальных краев полос АФМ-решетки изменяется с черной на белую без возникновения промежуточного черно-белого контраста (рис. 6в), как это происходило при перемагничивании внутренних ячеек ФМ-пленки из основного состояния (рис. 5a). Это указывает на то, что на данном этапе перемагничивания вдоль краев горизонтальных полос не формируются участки со сложным распределением намагниченности. Иной характер переключения намагниченности в непокрытых участках ферромагнетика обусловлен зарождением доменных границ вблизи вертикальных краев АФМ-полос (рис. 6б) и их движением к центру этих участков (рис. 6в) с последующей их аннигиляцией (рис. 6г).

### 3.2. Перемагничивание области ФМ-слоя, покрытого антиферромагнетиком

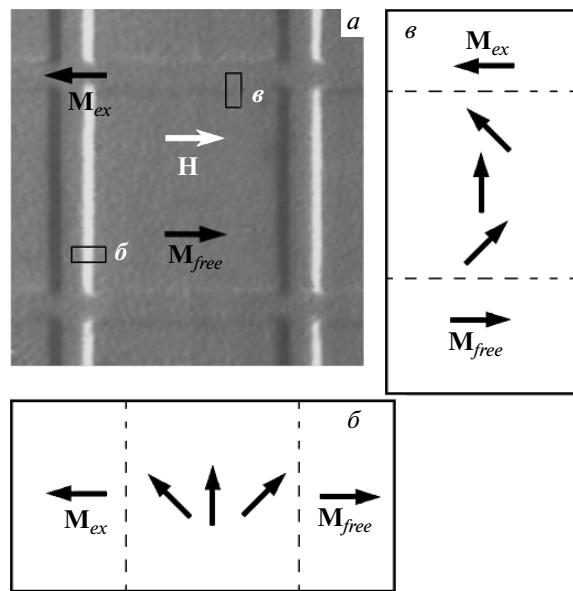
После описанного выше процесса перемагничивания не покрытого антиферромагнетиком части ФМ-слоя с увеличением отрицательного поля все дальнейшие изменения МО-контраста были обусловлены изменениями распределения намагниченности непосредственно под АФМ-решеткой. На начальном этапе при увеличении значения отрицательного поля в интервале примерно от 40 Э до 80 Э обнаруживалось смещение лишь «заряженных» границ навстречу друг другу (рис. 7a, б). На рис. 7в приведены результаты фотометрирования МО-интенсивности изображений «заряженных» и «незаряженных» доменных границ вдоль линий, показанных на рис. 7б, в условиях возрастания величины отрицательного поля  $\mathbf{H}$ . Наблюдаемые экстремумы в распределении МО-интенсивности отвечают расположению центра доменных границ, поскольку именно на этих границах формируются источники полей рассеяния. Из данных измерения смещений этих минимумов и максимумов, соответствующих центрам границ, следует, что, тогда как заряженные доменные границы смещаются на расстояние примерно 1.5 мкм при изменении поля от 40 Э до 80 Э, незаряженные доменные границы остаются практически неподвижными в течение всего процесса перемагничивания. С увеличением поля минимумы и максимумы интенсивности МО-сигнала



**Рис. 7.** Начальная стадия перемагничивания ФМ-участков гетероструктуры, обменно-связанных с АФМ-решеткой. МО-изображения ячейки решетки при  $H = -40$  Э (а),  $-80.0$  Э (б) и зависимости интенсивности МО-сигнала (в) при фотометрировании вертикальных и горизонтальных границ вдоль линий фотометрирования, показанных на изображении б

подрастают вблизи вертикальных и убывают около горизонтальных краев. Это означает, что магнитный момент  $M_{free}$  в данной области полей продолжает доворачиваться к направлению приложенного

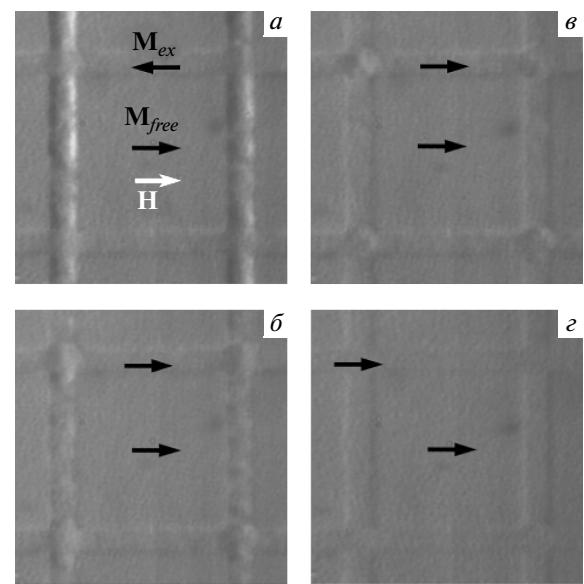
поля и все в большей степени ориентируется против направления  $M_{ex}$ . В первую очередь этот вывод важен для незаряженных доменных границ, поскольку МО-контраст на них может быть обусловлен-



**Рис. 8.** МО-изображение ячейки решетки (а) и схематическое изображение распределения магнитных моментов в заряженных (б) и незаряженных (в) доменных границах

лен лишь полями рассеяния, создаваемыми незначительными перпендикулярными к этим границам компонентами  $M_{free}$ .

Основное различие заряженных и незаряженных доменных границ состоит в структуре распределения магнитных моментов в них (рис. 8). Поскольку характеристическая магнитная длина ФМ-пленки  $(A_F/K_F)^{1/2} = 260$  нм (при  $A_F = 1.1 \cdot 10^{-6}$  эрг/см и  $K_F = 1.6 \cdot 10^3$  для  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  [21] близкого по магнитным характеристикам к  $\text{Ni}_{77}\text{Fe}_{14}\text{Cu}_5\text{Mo}_4$  [22]) существенно больше толщины пленки  $t = 30$  нм, очевидно, доменные границы в ней являются неелевскими. При этом разворот магнитных моментов в специально созданных заряженной и незаряженной доменных границах осуществлялся вдоль (рис. 8б) или поперек (рис. 8в) оси однонаправленной анизотропии. Однако более важной особенностью, коренным образом влияющей на кинетику перемагничивания гетерофазного наномагнетика, является распределение спинов не столько в ФМ-пленке, сколько в АФМ-слое близи границы раздела. Как было показано в работе Маури и др. [6], за возникновение однонаправленной анизотропии в обменно-связанных гетероструктурах ФМ/АФМ ответственны нескомпенсированные на межфазной поверхности спины, которые обуславливают формирование спиновой обменной пружины при перемагни-



**Рис. 9.** Перемагничивание из основного состояния ФМ-участков, обменно-связанных с АФМ-решеткой:  $H = -86.8$  Э (а),  $-91.2$  Э (б),  $-96.0$  Э (в),  $-120.0$  Э (г)

чивании этой гетероструктуры из основного состояния. При этом микромеханизм формирования этой пружины, определяющий кинетику процесса перемагничивания ФМ/АФМ-гетероструктур, прописан не был. С другой стороны, экспериментально было показано [10–12], что перемагничивание таких гетероструктур из основного состояния происходит за счет неоднородных процессов зарождения доменов новой фазы и смещения их границ. Именно в тех областях ФМ/АФМ-гетероструктуры, через которые пробежала доменная граница, в АФМ-слое остается обменная пружина. Очевидно, что процесс ее формирования обусловлен кинетикой перераспределения магнитных моментов в движущейся доменной границе в ФМ-слое и обменно-связанной с ней границей в АФМ-слое, разделяющей невозбужденную область и образованную за доменной границей спиновую спираль. Таким образом, вероятной причиной столь сильного различия подвижностей вертикальных и горизонтальных участков доменной границы является различие микромеханизмов преобразования системы спинов, локализованных в АФМ-слое непосредственно близи заряженных (рис. 8б) и незаряженных (рис. 8в) доменных границ.

При дальнейшем увеличении поля столь же существенными оказываются различия процессов пе-

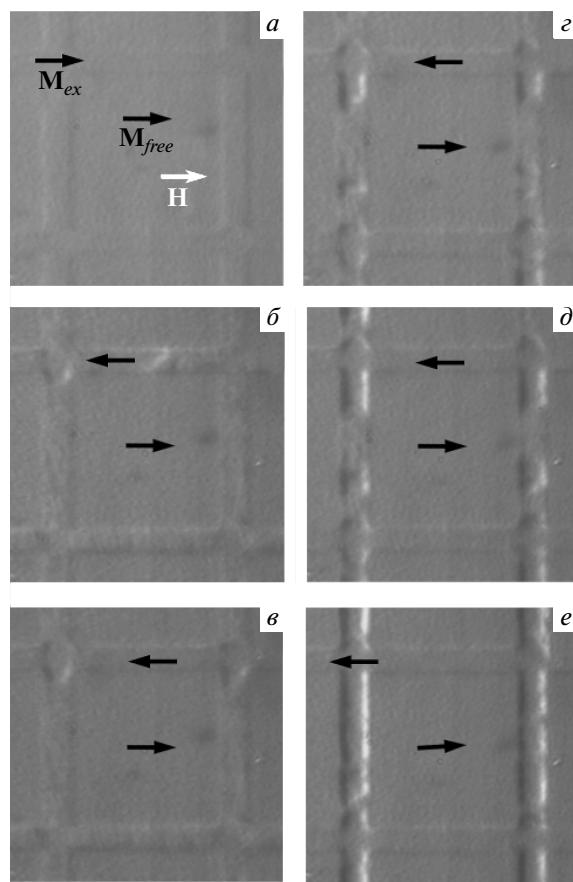
ремагничивания вертикальных и горизонтальных полос решетки. На рис. 9 приведены данные визуализации полей рассеяния в обменно-смешенных участках ФМ-пленки вдоль оси однонаправленной анизотропии. На следующей стадии перемагничивания в первую очередь сразу после остановки заряженных доменных границ возникают локальные, неравномерно распределенные внутри вертикальных полос решетки, макроскопические участки с убывающим (рис. 9 $a\text{--}e$ ), а затем почти исчезнувшим (рис. 9 $g$ ), черно-белым контрастом. Очевидно, что исчезнувший контраст в отдельных частях внутри этих полос (рис. 9 $b$ ) обусловлен переориентацией намагниченности на  $180^\circ$ , которая может быть связана с движением отдельных заряженных  $180$ -градусных доменных границ от одного края вертикальных полос к другому. Уменьшение и последующее исчезновение этого контраста в остальных частях вертикальных полос свидетельствует о некогерентном вращении  $M_{ex}$  в них. Этот процесс завершается после ориентации всех магнитных моментов в этой области образца вдоль приложенного поля. Источники полей рассеяния внутри этих перемагниченных участков и, следовательно, МО-контраст практически полностью исчезают.

Иная ситуация существует при перемагничивании ФМ-участков под горизонтальными полосами АФМ-решетки. В то время как под вертикальными полосками отчетливо наблюдается процесс обращения намагниченности, под горизонтальными какое-либо изменение МО-интенсивности отсутствует. Лишь благодаря возникшему в полях  $-92$  Э— $-96$  Э изменению МО-интенсивности в области пересечения полос (рис. 9 $b, g$ ) можно констатировать, что произошло переключение намагниченности под горизонтальными полосами. Такой вывод следует из факта возникновения черно-белого контраста вдоль горизонтальных полос на их пересечении с вертикальными. Этот контраст обусловлен неоднородным распределением магнитных моментов в центральной части перекрестия и переключившейся намагниченностью в остальной части горизонтальных участков решетки. Важно отметить, что внутри горизонтальных полос никаких изменений МО-интенсивности не наблюдалось, что свидетельствует о том, что процесс перемагничивания в этих областях протекал за счет неоднородного разнонаправленного, как это наблюдалось в работе [23], вращения векторов намагниченности в субмикронных и наноразмерных областях, недоступных для регистрации данным методом, имеющим микронное разрешение. Окончатель-

ное перемагничивание покрытых антиферромагнетиком участков ФМ-пленки происходило в областях пересечения вертикальных и горизонтальных полос решетки (рис. 9 $e, g$ ).

Оставшийся слабый МО-контраст вдоль вертикальных краев АФМ-решетки после окончательного перемагничивания обменно-смешенной ФМ-области (рис. 9 $g$ ) менялся от исходного черно-белого (если смотреть слева направо) на бело-черный, а расстояние между центрами светлых и темных полос оказалось равным расстоянию между исходными доменными границами (рис. 7 $a$ ). При этом на горизонтальных краях МО-контраст практически исчезал. Данный эффект может быть обусловлен небольшими ступеньками вдоль краев полос решетки, которые могли возникнуть в результате незначительного сглаживания непокрытой антиферромагнетиком области ферромагнетика при изготовлении этой решетки. В этом случае на вертикальных ступеньках, где векторы намагниченности перпендикулярны им, из-за разницы толщины ФМ-слоя возникают дополнительные слабые поля рассеяния, тогда как на горизонтальных краях при параллельной векторам намагниченности ступеньке, естественно, источников таких полей не возникало.

При обратном перемагничивании из насыщенного против однонаправленной анизотропии состояния (рис. 10) на начальном этапе в обменно-смешенных участках ферромагнетика появлялась слабая неоднородность МО-интенсивности, характерная для процессов неоднородного вращения намагниченности. Затем в горизонтальных полосах происходило зарождение доменов с намагниченностью, ориентированной вдоль оси однонаправленной анизотропии и против приложенного поля. Границы этих доменов, пробегая через участки пересечения полос, формировали в них специфические домены. Так, на рис. 10 $b$  на верхней горизонтальной полосе показана доменная граница (светлая линия), пробежавшая слева направо и сформировавшая домен на левом верхнем перекрестье полос решетки. В то же время в правом верхнем и нижних перекрестьях такие домены еще не сформировались. При дальнейшем уменьшении величины отрицательного поля эта граница сместилась вдоль всей полосы (рис. 10 $c$ ). Зарождение и смещение таких же доменных границ в остальных горизонтальных полосах не обуславливало полное перемагничивание этих полос в основное состояние. В результате во всех узлах решетки сформировались специфические доменные границы в вертикальных полосах (рис. 10 $d$ ). Дальнейшее перемагничивание ФМ/АФМ-области



**Рис. 10.** Перемагничивание в основное состояние ФМ-участков, обменно-связанных с АФМ-решеткой:  $H = -150.0$  Э (а),  $-74.7$  Э (б),  $-74.6$  Э (в),  $-66.8$  Э (г),  $-64.8$  Э (д),  $-60.0$  Э (е)

связано с движением образовавшихся вблизи перекрестия (рис. 10 $\epsilon$ , $\gamma$ ) доменных границ и с зарождением и расширением внутри вертикальных полос (рис. 10 $\gamma$ – $\epsilon$ ) новых доменов с намагниченностью, ориентированной вдоль однородной анизотропии. После полного переключения намагниченности в основное состояние МО-портрет приобретал вид, представленный на рис. 7а.

#### 4. ВЫВОДЫ

Проведено детальное изучение распределения и эволюции магнитного момента в двуслойных ФМ/АФМ-пленках  $\text{Ni}_{77}\text{Fe}_{14}\text{Cu}_5\text{Mo}_4/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$  с пространственно-модулированной анизотропией, наведенной квадратной АФМ-решеткой в ФМ-пленке. Прямые экспериментальные исследования с использованием метода магнитооптической ин-

дикаторной пленки позволили изучить моды перемагничивания, связанные с формированием специфических спиновых конфигураций около краев полос АФМ-решетки, как в эпитаксиальных обменно-связанных двухслойных ФМ/АФМ-структурах, так и в участках ФМ-пленки, заключенных внутри этих структур.

Установлено, что процесс зародышебразования при перемагничивании из основного состояния ФМ-областей внутри квадратных ячеек решетки гетероструктуры с модулированной анизотропией происходит в центральной части ячеек, в практически бездефектной области пленки в местах, где значения эффективной анизотропии понижены. Показано, что влияние латеральной обменной анизотропии в ферромагнетике, заключающееся в стабилизации распределения спинов в ФМ-слое вдоль границы раздела ФМ–(ФМ/АФМ), приводит к асимметрии процесса перемагничивания ФМ-областей, окаймленных ФМ/АФМ-структурой. При перемагничивании из основного состояния зарождение доменов новой фазы вблизи этих границ блокируется, тогда как при обратном перемагничивании в основное состояние образование доменов исходной фазы происходит вдоль них.

Обнаружено, что сформировавшиеся на первой стадии перемагничивания у краев вертикальных и горизонтальных полос АФМ-решетки специфические «заряженные» и «незаряженные» 180-градусные доменные границы, параллельные оси однородной анизотропии, имеют, в отличие от 180-градусных границ перпендикулярных этой оси, нулевую подвижность. Выявлены кардинальные различия в асимметрии процессов перемагничивания во взаимно перпендикулярных узких полосах ФМ/АФМ-структур. Различие подвижностей вертикальных и горизонтальных участков доменных границ является определяющим фактором различия кинетики перемагничивания обменно-смещанных горизонтальных и вертикальных ФМ-полос. В вертикальных полосах перемагничивание происходит за счет движения заряженных границ, в то время как в горизонтальных полосах незаряженные границы практически неподвижны, а перемагничивание осуществляется неоднородным вращением магнитных моментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant et al., J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).

2. P. Grunberg, Sensor Actuators A: Physical **91**, 153 (2001).
3. В. Д. Левченко, А. И. Морозов, А. С. Сигов, ЖЭТФ **121**, 1149 (2002).
4. J. Nogues, J. Sorta, V. Langlais et al., Phys. Rep. **422**, 65 (2005).
5. F. Radu and H. Zabel, Tracts Modern Phys. **227**, 97 (2008).
6. D. Mauri, H. C. Siegmann, P. S. Bagus et al., J. Appl. Phys. **62**, 3047 (1987).
7. A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B **35**, 3679 (1988).
8. В. Д. Левченко, А. И. Морозов, А. С. Сигов, Письма в ЖЭТФ **71**, 544 (2000).
9. A. Scholl, M. Liberati, E. Arenholz et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 247201 (2004).
10. C. L. Chien, V. S. Gornakov, V. I. Nikitenko et al., IEEE Trans. Magn. **38**, 2736 (2002).
11. V. I. Nikitenko, V. S. Gornakov, L. M. Dedukh et al., Phys. Rev. B **57**, R8111 (1998).
12. V. I. Nikitenko, V. S. Gornakov, A. J. Shapiro et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 765 (2000).
13. M. R. Fitzsimmons, P. Yashar, C. Leighton et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3986 (2000).
14. P. Blomqvist, K. M. Krishnan, and H. Ohldag, Phys. Rev. Lett. **94**, 107203 (2005).
15. J. I. Martin, J. Nogues, K. Liu et al., J. Magn. Magn. Mater. **256**, 449 (2003).
16. J. Fassbender and J. McCord, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 579 (2008).
17. Y. P. Kabanov, V. I. Nikitenko, O. A. Tikhomirov et al., Phys. Rev. B **79**, 144435 (2009).
18. В. С. Горнаков, Ю. П. Кабанов, В. И. Никитенко и др., ЖЭТФ **126**, 691 (2004).
19. V. S. Gornakov, O. A. Tikhomirov, C. G. Lee et al., J. Appl. Phys. **105**, 103917 (2009).
20. V. L. Mironov, O. L. Ermolaeva, S. A. Gusev et al., Phys. Rev. B **81**, 094436 (2010).
21. E. L. Boyd, IBM J. Res. Develop. **4**, 116 (1960).
22. W. F. Egelhoff Jr., R. D. McMichael, C. L. Dennis et al., Thin Solid Films **505**, 90 (2006).
23. V. S. Gornakov, Yu. P. Kabanov, O. A. Tikhomirov et al., Phys. Rev. B **73**, 184428 (2006).