

**Российская академия наук
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

На правах рукописи

ГОРНАКОВ Владимир Степанович

**ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ АКТЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ
КВАЗИДВУМЕРНЫХ МАГНЕТИКОВ И ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ**

Специальность 01.04.07 - физика конденсированного состояния

**Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

Черноголовка - 2007

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ.	5
Глава 1 ДИНАМИКА МОНОПОЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ И ФОРМИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН И ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В НЕЙ.	10
§ 1.1 Литературный обзор и постановка задачи.	10
§ 1.2 Методические вопросы исследования динамической структуры ДГ.	37
§ 1.3 Нелинейная динамика монополярной доменной границы.	43
§ 1.4 Изгибные моды колебаний, локализованные на поляризованной доменной границе.	47
§ 1.5 Динамическая неустойчивость и магнитное последствие при движении блоховской стенки в слабых полях.	54
§ 1.6 Прямое экспериментальное изучение нелинейных возбуждений в ДГ.	63
Выводы к главе 1.	69
Глава 2 ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ОТ СОСТОЯНИЯ ЕЕ СТРУКТУРЫ.	71
Введение.	71
§ 2.1 Влияние динамических и топологических солитонов на динамические параметры доменной границы.	73
§ 2.2 Движение блоховских линий в 180-градусной доменной стенке под действием гиротропных сил.	87
§ 2.3 Подвижность блоховской точки вдоль блоховской линии.	100

	Выводы к главе 2.	104
Глава 3	ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ АКТЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ГЕТЕРОФАЗНЫХ СТРУКТУР.	106
§ 3.1	Литературный обзор и постановка задачи.	106
§ 3.2	Методические вопросы исследования тонких нанокомпозитных гетерофазных магнитных пленок.	121
§ 3.3	Прямое экспериментальное изучение процессов перемагни- чивания в эпитаксиальных обменно-связанных пленках ФМ/АФМ.	124
§ 3.4	Факторы, влияющие на формирование и преобразование доменной структуры в ФМ/АФМ пленках.	153
§ 3.5	Прямое экспериментальное изучение процессов перемагни- чивания в тонких обменно-связанных магнитомягкой и магнито жесткой ферромагнитных пленках.	190
	Выводы к главе 3.	204
Глава 4	ХИРАЛЬНОСТЬ ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ СПИНОВОЙ ПРУ- ЖИНЫ И ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ.	207
	Введение.	207
§ 4.1	Формирование и эволюция обменных спиновых пружин в пленочных нанокомпозитных ФМ/АФМ структурах.	209
§ 4.2	Формирование и эволюция обменных спиновых пружин в пленочных нанокомпозитных структурах «магнитомягкий ФМ/магнито жесткий ФМ».	220
	Выводы к главе 4.	234

Глава 5	ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ КВАЗИ- ДВУМЕРНЫХ МАГНЕТИКАХ.	237
	Введение.	237
§ 5.1	Спин-переориентационные фазовые переходы и процессы формирования доменной структуры и смещения доменных границ в сверхрешетках.	238
§ 5.2	Формирование неоднородного магнитного состояния в спиновых вентилях и его влияние на гигантское магнито- сопротивление.	262
§ 5.3	Элементарные акты перемагничивания синтетических антиферромагнетиков.	287
	Выводы к главе 5.	306
	ОБЩИЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ.	310
	ЛИТЕРАТУРА.	314

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1], основное состояние ферромагнетика является энергетически вырожденным. Это определяет возможность существования топологически стабильных границ различной размерности (блоховских стенок, линий, точек) между участками кристалла, характеризующимися разными значениями параметра порядка [1-5]. Процессы их зарождения и движения под действием внешних магнитных полей и являются элементарными актами перемагничивания ферромагнетика.

К началу выполнения диссертационной работы был получен богатый набор экспериментальных данных о движении уже сформировавшихся доменных границ (ДГ) [4-19]. Однако процессы зарождения доменных границ и преобразования их структуры, всё ещё оставались практически не изученными экспериментально. Теоретически рассматривались два механизма формирования ДГ. Исторически первый из них учитывал то, что существующее изначально обусловленное магнитостатическими полями и локальной наведенной анизотропией закручивание магнитных моментов – обменная спиновая «спираль», преобразуется во внешнем магнитном поле в топологически устойчивую «спираль» – доменную границу [2,3,5,20,21]. Второй механизм, который начал развиваться сравнительно недавно, предполагал, что переменные и импульсные магнитные поля вызывают динамическое преобразование магнитной структуры ФМ за счет возбуждения магнонов, их конденсации и формирования уединенных нелинейных спиновых волн – динамических солитонов [22-24]. Их эволюция и последующий распад приводит к образованию пары топологических солитонов – доменных границ.

В первом случае процесс формирования ДГ в объемных образцах требует неоднородности в распределении какого либо параметра кристалла, как правило, обусловленного дефектами кристаллической решетки, и протекает лавинообразно и в очень малых объемах магнетика, что обуславливает ещё не преодоленные трудности при его экспериментальном изучении. Развитие

нанотехнологий позволило синтезировать сверхтонкие гетерофазные магнитные пленки, в которых обменное взаимодействие на границе раздела между слоями с различным магнитным порядком формирует принципиально новое основное состояние такого магнетика, характеризующееся образованием во внешнем магнитном поле специфических обменных спиновых спиралей [25-29]. Можно было надеяться, что их эволюцию и преобразование в доменные границы, параллельные поверхности пленки, окажется возможным изучать экспериментально в медленно меняющихся магнитных полях. Актуальность исследования таких структур обусловлена еще и тем, что такое поведение спинов приводит к ряду необычных явлений – однонаправленной (обменной) анизотропии, проявляющейся в сдвиге петель гистерезиса вдоль оси магнитного поля, значительному увеличению коэрцитивной силы ферромагнетика, осцилляции обменного взаимодействия между магнитными слоями с изменением толщины прослоек от ферромагнитного к антиферромагнитному, к эффекту гигантского магнитосопротивления (ГМС) [30], увеличению энергетического произведения $(BH)_{\max}$ постоянных магнитов и др.

Другой механизм – динамический – был изучен лишь теоретически [23, 24, 31]. Благодаря достигнутым успехам в развитии методов решения нелинейных уравнений Ландау-Лифшица для движения намагниченности, была показана возможность формирования динамических солитонов и их трансформации в топологически устойчивые доменные границы в идеализированной бездиссипативной среде (и без учета диполь-дипольного взаимодействия). Однако для реальных магнетиков эта важная задача физики магнетизма по анализу формирования доменных границ и их субструктуры во внешних полях оставалась нерешенной.

Возможность реализации этой задачи была выявлена в работах, составляющих часть кандидатской диссертации автора (защищенной в 1986 г.) и определивших направление дальнейших исследований. Они были сконцентрированы на прямом экспериментальном изучении обоих

элементарных актов перемагничивания магнетиков: как зарождения, так и движения различного типа динамических и топологически устойчивых спиралей, образующих блоховские стенки, линии и точки, как в отдельных монополярных 180-градусных доменных границах, так и в искусственных синтезированных гетерофазных нанокompозитных магнитных пленках. Результаты проведенных исследований описаны в настоящей диссертации. Наиболее важные из них состоят в следующем.

Первая часть работы направлена на решение фундаментальной проблемы экспериментального изучения структуры и свойств динамических и топологических солитонов различной размерности в ферромагнитно упорядоченной системе спинов. В ней представлены результаты (Глава 1) визуализации и впервые осуществлённого детального магнитооптического (МО) исследования структуры доменных границ. Экспериментально, с использованием как магнитооптического, так и индукционного методов, изучены процессы динамического преобразования структуры уединенной монополярной доменной границы в монокристалле иттриево-железистого граната (ИЖГ). Последовательно в условиях возрастающей внешней накачки исследован процесс возбуждения двумерных спиновых волн в доменной границе, связанного многомагнонного состояния, приводящего к формированию уединенных нелинейных возбуждений и их развалу на пары блоховских линий (БЛ). Особое внимание уделено описанию спектра и характеристик этих (экспериментально ранее не изучавшихся) элементарных и нелинейных возбуждений. Изучено влияние локальных динамических дефектов на свойства доменных границ [32-41].

С целью выявления причин разительного разногласия динамических параметров ДГ, полученных из ранних экспериментов и развитой на тот момент теории были измерены (Глава 2) динамические параметры элементов структуры доменных границ – уединенных нелинейных возбуждений, блоховских линий и блоховских точек (БТ). Было изучено их влияние на массу и подвижность всей границы. Показано, что большая плотность динамических

возбуждений в сильных полях и гиротропные силы, действующие на границу, содержащую блоховские линии и точки, в слабых полях являются дополнительными каналами диссипации подведенной к ДГ энергии, приводящей к уменьшению ее подвижности, а также к увеличению ее инерционности [42-47].

Вторая часть диссертации посвящена экспериментальному изучению распределения магнитных моментов в гетерофазных квазидвумерных магнетиках, процессов зарождения в них и эволюции неоднородных спиновых состояний – гибридных спиралей (пружин), подобных тем, которые формируют доменные границы в обычных ферромагнетиках. Исследования процессов перемагничивания доведены до выявления особенностей элементарных актов перемагничивания в синтезированных слоистых нанокompозитах: «ферромагнетик/антиферромагнетик» («ФМ/АФМ»), «магнитомягкий ФМ/магнито жесткий ФМ» («ММФ/МЖФ»), сэндвичах «ФМ/немагнетик/ФМ» («ФМ/НМ/ФМ») и их вариациях – спиновых вентилях и сверхрешетках.

С использованием магнитооптического метода визуализации полей рассеивания впервые изучены (Глава 3) элементарные акты перемагничивания тонких гетерофазных нанокompозитных структур с различным параметром порядка - ФМ/АФМ, магнитомягкий ФМ/магнито жесткий ФМ. Обнаружен эффект асимметрии активности центров зарождения доменных границ при перемагничивании таких структур. Установлено, что в этих структурах как в линейно поляризованных, так и во вращающихся магнитных полях формируются обменные спиновые пружины, трансформирующиеся в гибридные доменные границы. При этом эти пружины формируются в АФМ слое в случае ФМ/АФМ структуры и в магнитомягком слое в случае ММФ/МЖФ структуры [48-65].

Детальное изучение (Глава 4) характера перемагничивания гетерофазных обменно-связанных структур показало, что определяющую роль в процессе формирования и эволюции доменных границ в таких двухслойных структурах

играет хиральность локальных спиновых пружин, обусловленная дисперсией осей однонаправленной обменной анизотропии на межфазной поверхности и (или) структурными и магнитными неоднородностями в составляющих гетероструктуру пленках. Показано, что разнонаправленность закручивания спинов является первопричиной квазистатического образования блоховских линий и их преобразования [66-68].

Впервые экспериментально изучены (Глава 5) особенности протекания индуцированных внешним магнитным полем фазовых превращений и соответствующие им взаимные переориентации спинов в ферромагнитных слоях многослойных пленок, связанных как ферромагнитным, так и антиферромагнитным обменным взаимодействием через немагнитные прослойки. Распределение намагниченности и характер перемагничивания таких нанокompозитных материалов зависит от обменного взаимодействия между ФМ слоями (в случае магнитных сверхрешеток и спин-вентильных структур) и пинголов в межслоевом зазоре (в случае синтетических антиферромагнетиков) и может осуществляться ориентационным фазовым переходом типа спин-флоп, за счет образования и движения специфических доменных границ, а также некогерентным поворотом спинов относительно приложенного поля. Показано, что в зависимости от направления внешнего магнитного поля относительно легкой оси, в результате таких превращений могут возникать несимметричные угловые фазы. Выявлено влияние отжига на тип обменного взаимодействия между ФМ слоями [69-81].

ДИНАМИКА МОНОПОЛЯРНОЙ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ И ФОРМИРОВАНИЕ ДВУМЕРНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН И ТОПОЛОГИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В НЕЙ.

§ 1.1 Литературный обзор. Постановка задачи.

Введенное впервые Блохом понятие доменной границы как переходного слоя между двумя однородно намагниченными доменами стало впоследствии объектом всестороннего обсуждения и исследования. Было установлено, что процессы смещения ДГ оказывают решающее влияние на многие физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов, определяющие возможности их широкого использования для решения важнейших практических задач [6, 82-86]. Фундаментальные основы современной теории формирования структуры ДГ и ее динамики были заложены в известной работе Ландау и Лифшица [2], рассмотревших одномерную модель ДГ. Однако доменные границы под влиянием магнитостатического поля, обусловленного поверхностными магнитными зарядами, могут быть разбиты на субдомены. В результате, в подавляющем большинстве случаев обязательным элементом структуры кристалла являются блоховские линии, разделяющие участки стенки с противоположным направлением разворотов спинов в границе, которые, естественно, должны оказывать влияние на свойства ДГ и всего кристалла.

а) Развитие теоретических представлений о многомерной структуре 180-градусных доменных границ.

Определяющим в исследовании магнитных свойств твердых тел является нахождение распределения намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ в целом образце и в ДГ, в частности. При этом исходят, как правило, из феноменологической теории микромагнетизма [2, 20], в которой допускается существование в

ферромагнетике спонтанной намагниченности $\mathbf{M}$, описываемой классическим векторным полем

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_0(\mathbf{r}, t) \cdot \boldsymbol{\alpha}(\mathbf{r}, t), \quad \sum_{i=1}^3 \alpha_i = 1, \quad (1.1.1)$$

где $M_0(\mathbf{r}, t)$ - зависящий в общем виде от координат, времени и температуры модуль вектора намагниченности, который при температурах, значительно меньших температуры Кюри, принимается постоянным, $\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{r}, t)$ - единичный вектор, направленный вдоль $\mathbf{M}$.

Статическое равновесное распределение $\boldsymbol{\alpha}$, соответствующее равновесному распределению $\mathbf{M}$ при низких температурах, определяется из решения вариационного уравнения для полной энергии ферромагнетика

$$\delta W = 0. \quad (1.1.2)$$

Полная энергия в общем случае [1] складывается из зеемановой, обменной, магнитостатической, магнитоупругой, упругой энергий и энергии магнитокристаллической анизотропии.

Впервые статические и динамические аспекты внутриграницного распределения намагниченности в одноосном бесконечном ферромагнетике были рассмотрены в [2]. Условие бесконечности кристалла при однородном распределении $\mathbf{M}$ вдоль двух координат позволили авторам не учитывать магнитостатический член в полной свободной энергии кристалла при решении уравнения (1.1.2). Таким образом, в отсутствие внешнего магнитного поля и в пренебрежении упругой и магнитоупругой энергиями, в уравнение (1.1.2) вошли только энергии:

обменная [87]

$$W_{EX} = \frac{1}{2} \int_V \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right)^2 dV, \quad (1.1.3)$$

где α - постоянная обмена,

и анизотропии [87]

$$W_A = \frac{1}{2} \int_V \beta \cdot \mathbf{M}_x^2 dV, \quad (1.1.4)$$

где β - константа анизотропии.

В соответствии с принятой моделью считалось, что намагниченность имеет компоненты (рис.1.1.1)

$$\begin{aligned} M_x &= M \sin\Theta \cos\varphi, \\ M_z &= M \cos\Theta, \\ M_y &= M \sin\Theta \sin\varphi, \end{aligned} \quad (1.1.5)$$

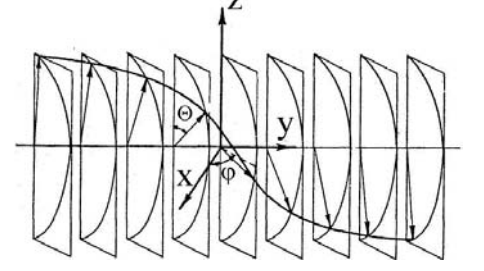


Рис.1.1.1 Модель одномерной 180-градусной доменной стенки.

где полярный угол $\Theta(y)$ между осью легкого намагничивания (здесь ось Z) и направлением вектора $\mathbf{M}$ удовлетворяет граничным условиям на бесконечности $\Theta(-\infty) = 0$; $\Theta(+\infty) = \pi$, а азимутальный угол φ между осью Z и направлением проекции вектора $\mathbf{M}$ на плоскость XY постоянен и равен нулю. В результате решения вариационного уравнения (1.1.2) с учетом (1.1.5) было показано, что статическая ДГ представляет собой переходный слой с толщиной порядка

$$\Delta_0 = (\alpha/\beta)^{1/2} \quad (1.1.6)$$

с распределением намагниченности

$$\begin{aligned} M_z &= -M \operatorname{th}(y/\Delta_0), \\ M_x &= \pm M \operatorname{sech}(y/\Delta_0), \\ M_y &= 0 \end{aligned} \quad (1.1.7)$$

и плотностью поверхностной энергии

$$\delta_0 = 2M^2(\alpha\beta)^{1/2}. \quad (1.1.8)$$

Существенное влияние на значения Δ_0 и δ_0 оказывает поверхность образца за счет возникновения на ней поверхностных магнитных зарядов. Так, в тонкой одноосной пленке, ось легкого намагничивания (ОЛН) в которой лежит в ее плоскости, в месте выхода блоховской стенки на поверхность существуют магнитные заряды, поскольку разворот намагниченности в такой стенке осуществляется в плоскости, нормальной плоскости пленки. Уменьшение толщины пленки приводит к сужению стенки и увеличению плотности ее энергии [88]. При толщинах пленки, меньших некоторой критической величины, энергетически более выгодной становится так называемая

неелевская стенка, разворот намагниченности в которой осуществляется в плоскости пленки [88].

Однако после того, как Вильямс и Герц [89] экспериментально обнаружили, что простая стенка Блоха может быть разделена на участки с противоположным вращением спинов, стала очевидной выгода разбиения ДГ на участки с чередующиеся поляризацией $\mathbf{M}$ в них - субдомены. Переходная область между этими субдоменами должна представлять собой часть ДГ, в которой происходит поворот вектора $\mathbf{M}$ как перпендикулярно плоскости стенки, так и вдоль нее. Эти линии перехода получили название "блоховских линий". Впервые этот термин был введен Де Блуа и Грехемом [90] при исследовании ДГ в некоторых монокристаллических магнитных материалах. Возникла проблема решения многомерного уравнения (1.1.2), в котором диполь-дипольным взаимодействием уже нельзя пренебречь, как это делалось в одномерной задаче [2]. Полный и корректный учет магнитостатического члена приводит к неразрешимым интегро-дифференциальным уравнениям. Поэтому получили большое развитие простые приближенные аналитические [3, 4, 82] и численные [3, 91] методы решения статических и динамических задач на нахождение распределения $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Для аналитического решения многомерных задач обычно прибегают к вариационному методу Ритца, заключающемуся в использовании пробных функций для описания сложной структуры неоднородного поля намагниченности. Эти функции не являются точными решениями вариационной задачи (1.1.2) нахождения распределения $\mathbf{M}$, поэтому получаемый результат является приближенным.

Штрикман и Тревес [92], используя такой метод, впервые теоретически показали, что периодическая структура доменных стенок, характеризующаяся знакопеременными зарядами на поверхности кристалла в месте выхода ДГ, приводит к снижению магнитостатического члена в балансе полной энергии W . Эта модель неоднократно уточнялась [88-97]. В [93, 94] исследовалось влияние параметров блоховских и неелевских областей, чередующихся в ДГ,

на период субструктуры и энергию 180-градусной стенки. В [95,96] была предпринята попытка учесть блоховские линии в виде небольших неелевских (блоховских) участков ДГ, разделяющих блоховские (неелевские) субдомены. Авторами в приближении размагничивающих факторов были рассчитаны статические и динамические характеристики доменных границ и БЛ в пластине одноосного магнетика с $\beta \ll 4\pi$.

Более детальный расчет распределения намагниченности в 180-градусной стенке Блоха в присутствии БЛ был предпринят в [4, 6, 97] применительно к одноосным магнитным пленкам с $\beta \gg 4\pi$, в которых ОЛН перпендикулярна их плоскости, благодаря чему в них существует полосовая доменная структура Киттеля [98]. Исследования ДГ в таких пленках приобрели интенсивный характер после того, как Бобек [99,100] указал на возможность практического использования в качестве элементов памяти в вычислительной технике цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), которые в этих пленках возникают при наложении постоянного, параллельного ОЛН поля смещения $H_{EL} < H_S < H_{KL}$ (H_{EL} - критическое поле эллиптической неустойчивости, ниже которого ЦМД трансформируются в эллиптический домен, H_{KL} - критическое поле коллапса, выше которого ЦМД аннигилируют).

В этих работах для модели ДГ с изолированной БЛ предполагали, что $\mathbf{M}$ изменяет свое направление по углам $\Theta = \Theta(y)$ и $\varphi = \varphi(x)$. На основе решения уравнения (1.1.2) для такой модели с учетом (1.1.5) и граничных условий $\Theta(-\infty) = 0$; $\Theta(+\infty) = \pi$, и $\varphi(-\infty) = 0$; $\varphi(+\infty) = \pi$, в [4, 6, 97] были получены пространственные зависимости углов Θ и φ

$$\Theta = 2 \arctg \exp(\pm y/\Delta), \quad (1.1.9)$$

$$\varphi = 2 \arctg \exp(\pm x/\Lambda_0), \quad (1.1.10)$$

и выражение для поверхностной плотности энергии БЛ

$$\delta_{BL} = 4M^2(\alpha\pi)^{1/2}, \quad (1.1.11)$$

где $\Delta = \Delta_0[1+(2 \sin^2\varphi/q_\beta)]^{-1/2}$ - параметр ширины ДГ в присутствии БЛ при $q_\beta = \beta/4\pi$ и $\Lambda_0 = (\alpha/4\pi)^{1/2}$ - параметр ширины БЛ. В результате было показано,

что в присутствии БЛ стенка сохраняет блоховский вид по координате y , но ее ширина зависит от x , и что БЛ имеет распределение $\mathbf{M}$ по x такое же, как и одномерная блоховская стенка по y . В развитие этой модели на случай периодического распределения БЛ в блоховских стенках было показано [4, 6, 97], что ширина БЛ несколько уменьшается с ростом их плотности, а энергия стенки всегда больше энергии одномерной стенки в ЦМД-содержащих материалах, т.е. устойчивые состояния ДГ с БЛ являются метастабильными.

Другим проявлением отклонения структуры ДГ от одномерной в материалах с ЦМД является "скручивание" границ по толщине d (вдоль оси z) пленки, обусловленное наличием поля размагничивания H_y^M , создаваемого магнитными зарядами доменов на поверхности пленки. Было показано [4, 97, 101, 102], что в случае толстой пленки $d \gg \Delta_0$ угол ϕ является функцией координаты z и меняется от $-\pi/2$ на одной поверхности пленки до $+\pi/2$ на другой. Это увеличивает энергию стенки, но снижает полную энергию кристалла.

Наличие "скрученности" ДГ, содержащей БЛ, может приводить к появлению особых точек в кристалле, в которых происходит изменение знака всех трех компонент $\mathbf{M}$. Эти особые точки получили название "блоховских точек" [4]. Стенки, содержащие такие точки, являются уже трехмерными.

Следует здесь же отметить модель асимметричной стенки Блоха, предложенной Ахарони [103] и получившей значительное развитие в работах Хуберта [3]. Это так называемые вихревые структуры, которые подобны "скрученным" ДГ, но реализуются в пленках с ОЛН, параллельной плоскости этих пленок. Позднее в [104, 105] было показано, что кроме одновихревой блоховской стенки могут реализовываться два ее метастабильных состояния, одно из которых - двухвихревая неелевская доменная граница, а второе – также двухвихревая асимметричная доменная граница, но с двумя вихрями, расположенными вдоль нормали к поверхности пленки. Такие структуры также

обеспечивают уменьшение магнитостатической энергии ДГ и приводят, кроме того, к ее уширению в приповерхностных слоях кристалла.

Еще одним типом границы, который рассматривался в теории, является граница, предложенная Блохом и представляющая собой область, где переход от одного направления вектора $\mathbf{M}$ в домене к другому направлению в соседнем домене осуществляется не плавным разворотом вектора α в (1.1.1), а посредством постепенного изменения модуля $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, который обращается в нуль в центре стенки. Подобная конфигурация стенки была изучена в работах Булаевского и Гинзбурга [106, 107] для некоторых магнетиков при температурах, близких к точке Кюри. Эти работы, прежде всего, интересны тем, что показывают возможность существования сильно возбужденного, в данном случае термически, состояния системы спинов, локализованных в ДГ. Аналогичная модель ДГ обсуждается также в монографии Хуберта [3].

б) Экспериментальное изучение тонкой структуры доменных границ.

Экспериментальные работы, направленные на изучение субструктуры ДГ, не только стимулировали теоретические работы в этой области [89], но и позволили проверить правильность сделанных теоретических выводов. Широкое использование различных методов наблюдения распределения намагниченности на поверхности образцов и в объеме тонких прозрачных пластинок и пленок позволило экспериментально исследовать практически все предсказывавшиеся теоретически структуры ДГ.

С использованием методики порошковых фигур Биттера в [108] было убедительно продемонстрировано, что структура ДГ сильно зависит от толщины пленки. Было показано, что в толстых пермалловых пленках ($\geq 1000 \text{ \AA}$), в которых намагниченность в доменах лежит в плоскости, 180-градусные доменные стенки имеют блоховскую структуру. Эти стенки разбиты на субдомены для уменьшения энергии поверхностных полей рассеяния. При утонении пленки в ДГ формировались неелевские и блоховские участки, причем размер блоховских участков уменьшался с убыванием толщины, а

неелевских рос и в последних появлялись блоховские линии. Их количество увеличивалось с уменьшением толщины пленки. БЛ были двух типов - "круговые" и "крестовые" с поперечными стенками. Дальнейшее утонение образца ниже некоторой критической толщины приводило к снижению плотности БЛ и к полной монодоменизации неелевских границ при толщинах пленки $\leq 200 \text{ \AA}$.

Данные по наблюдению двух чередующихся типов БЛ в описанных пленках соответствуют модели, предложенной Хубером и др. [109], которые и наблюдали впервые такую структуру. По этой модели поля рассеяния неелевских участков либо совпадают с направлением намагниченности в доменах, и магнитный поток замыкается вращением векторов **M** в этих доменах, образуя "круговую" БЛ, либо направлены против этих векторов, обуславливая большую неоднородность намагниченности, что является причиной появления "крестовых" БЛ с прилегающими к ним поперечными стенками. Этими, а также рядом более поздних работ, выполненных как с применением порошкового метода, так и с помощью электронной микроскопии [9, 12, 16, 110], по изменениям структуры стенки, возникающим при наложении внешних полей, перпендикулярных ДГ и параллельных плоскости пленки, была доказана правомерность модели.

С помощью электронной микроскопии удалось также выявить в тонких пленках по контрасту, возникающему на границах, асимметрию этих границ [8], предсказанную Ахарони [103]. Экспериментальные результаты в пользу таких границ были получены для толстых кристаллов железа и гематита в работах Кринчика и др. [10]. В них с помощью эффекта Керра было установлено, что на поверхности исследуемых образцов в аномально широких границах преобладает неелевская компонента намагниченности. Кроме того, этими же авторами наблюдалось разбиение поверхностной структуры границ на участки противоположной полярности, свидетельствуя о трехмерном распределении намагниченности в этих ДГ.

Изучение строения границ в объеме массивных ферромагнетиков оказалось возможным с появлением прозрачных в видимом и близком инфракрасном свете материалов. В тонких пластинках ИЖГ с ОЛН, параллельной плоскости образцов, была продемонстрирована возможность исследования структуры ДГ в проходящем свете с помощью магнитооптического эффекта Фарадея [83]. Было показано, что в таких массивных образцах существуют ДГ блоховского типа, которые разбиты на субдомены блоховскими линиями, нормальными к поверхности этих образцов. Наиболее подробно структура ДГ в таких материалах была исследована в [111]. Путем фотометрирования профиля ДГ было установлено, что блоховская стенка имеет ширину в $(3 \div 15)$ раз большую, чем вычисленная по одномерной модели с учетом магнитострикции. Были получены сведения о характере распределения намагниченности вблизи БЛ. Отмечалось также сильное влияние на характер распределения $\mathbf{M}$ в границе реальной структуры кристалла (дефектов, внутренних напряжений и т.п.).

Экспериментальное изучение распределения намагниченности в объеме кристалла осуществлялось также с помощью ядерного магнитного резонанса. В [112] в кристаллах CrBr_3 авторы наблюдали уменьшение модуля $\mathbf{M}$ в ДГ по сравнению с величиной модуля в домене, что может свидетельствовать в пользу модели, развиваемой в [106, 107].

Весьма незначительное число работ, посвященных экспериментальному исследованию статической структуры ДГ в ЦМД-содержащих пленках, определяется тем, что ширина стенки в этих материалах очень мала ($\sim 0,01 \mu\text{м}$). Хотя существование БЛ в таких материалах энергетически невыгодно, однако, в тех немногочисленных работах, которые были выполнены с помощью лоренцевой просвечивающей электронной [113, 114] и поляризационной дифференциальной темнопольной микроскопии [115-118], установлено, что и в таких пленках ДГ разбиты на субдомены.

Таким образом, из теоретических работ и имеющегося экспериментального материала со всей очевидностью следует, что в большинстве ферромагнетиков структура ДГ является многомерной, что необходимо учитывать при анализе

состояния магнетиков в статике. Многомерность структуры должна влиять и, как показано во многих работах [3, 4, 82], в значительной мере влияет на их динамические свойства.

в) Динамические свойства доменных границ и блоховских линий.

Изучение динамических свойств доменных границ предполагает нахождение распределения намагниченности в среде при наличии внешнего магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$. Рассмотрение этой задачи основано на решении уравнения движения намагниченности, впервые предложенного в работе Ландау и Лифшица [2]:

$$1/\gamma \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{EF}}] + \lambda[\mathbf{H}_{\text{EF}} - (\mathbf{H}_{\text{EF}} \cdot \mathbf{M})\mathbf{M}/M^2], \quad (1.1.12)$$

где $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar} = \frac{ge}{2mc}$ - гиромагнитное отношение; g - фактор Ланде; μ_B - магнетон Бора; $\hbar$ - постоянная Планка; $e = -|e|$ и m - заряд и масса электрона; c - скорость света; λ - параметр затухания ($\lambda \ll M$); $\mathbf{H}_{\text{EF}} = \frac{\partial W}{\partial \mathbf{M}}$ - эффективное поле, действующее на вектор $\mathbf{M}$. В результате в [2] был впервые описан процесс намагничивания ферромагнетика в постоянном однородном поле за счет смещения ДГ. При этом показано, что это смещение связано с отклонением вектора $\mathbf{M}$ в границе от своего равновесного состояния на угол ϕ (Рис.1.1.1).

Из решения уравнения (1.1.12) в условиях действия слабого поля H_z , приложенного вдоль намагниченности в доменах, следовало, что скорость границы V_y должна быть пропорциональна этому полю [2]

$$V_y = \mu H_z, \quad (1.1.13)$$

где $\mu = \gamma M \Delta_0 / \lambda$ - подвижность ДГ.

Строгое решение нелинейного уравнения (1.1.12), проведенное Уокером [91, 119] в тех же приближениях, что и в [2], также дают зависимость скорости стационарного движения ДГ V_y от H_z близкую к линейной, но лишь при слабых полях $H_z \ll H_W$, где "предельное" поле Уокера имеет вид

$$H_W = 2\pi\lambda. \quad (1.1.14)$$

В этом поле скорость ДГ V_y достигает своего предельного значения

$$V_w = 2\pi\gamma M\Delta_0[1+(2q_\beta)^{-1}]^{-1/2}. \quad (1.1.15)$$

В полях, превышающих H_w , средняя скорость ДГ падает из-за возникающей периодической прецессии вектора $\mathbf{M}$ по углу φ , который проходит значения от 0 до 2π . При этом существуют две модели, описывающие динамическую структуру одномерной ДГ. Первая, предложенная Слончевским [120], основана на предположении, что движущаяся стенка по-прежнему имеет блоховский вид, т.е. величина $\frac{\partial\Theta(y)}{\partial y}$ остается такой же, как и в покоящейся ДГ.

Однако в запредельной области на поступательное движение стенки накладывается осциллирующее, и это движение становится нестационарным. Вторая модель была предложена Елеонским и др. [121], где предполагается, что в движущейся ДГ величина $\frac{\partial\Theta(y)}{\partial y}$ отлична от статической. Происходит усложнение динамической структуры стенки, которая становится кластером из нескольких границ. В результате подвижность ДГ в запредельной области падает, но стационарность движения сохраняется. В обоих случаях средняя скорость в полях $H > H_w$ падает.

Первые эксперименты Сикстуса и Тонкса [122] по определению подвижности ДГ, выполненные на железоникелевой проволоке с помощью индукционной методики, дали линейную зависимость скорости от величины поля. В последующих работах Вильямса и др. [123] на монокристаллах кремнистого железа, Галта на монокристаллах феррита Fe_3O_4 [124] и никелевого феррита $\text{Ni}_{0.75}\text{Fe}_{2.25}\text{O}_4$ [125] и Диллона и Эрла [126] на марганцевом феррите $\text{Mn}_{1.4}\text{Fe}_{1.6}\text{O}_4$ также отмечалось постоянство подвижности во всем диапазоне изменения полей. Эти эксперименты тоже были выполнены индукционным способом, но на образцах в виде рамок, стороны которых были ориентированы вдоль ОЛН монокристаллов, что позволяло авторам контролировать доменную структуру по форме сигнала и с помощью порошкового метода. В результате были выбраны образцы с единственной,

замкнутой по периметру рамки, доменной границей. Полученные в этих работах результаты хорошо согласовывались с моделью Ландау-Лифшица.

Исследования динамики доменных стенок получили значительное развитие в материалах, содержащих цилиндрические магнитные домены (ЦМД). В этих материалах были определены динамические характеристики ДГ как полосовых, так и цилиндрических доменов [4, 6, 11, 14, 17, 99-101, 113, 127-151]. Для изучения динамики стенок ЦМД проводились эксперименты по коллапсу и трансляционному движению доменов.

В экспериментах по коллапсу ЦМД, теория которых была разработана Коленом и Джозефсом [127] и О'Делом [14], наблюдали как линейную зависимость скорости ДГ от поля для некоторых материалов [128], так и нелинейную [128, 129]. Было обнаружено быстрое насыщение зависимости $V(H)$ в процессе сжатия ЦМД.

В экспериментах по трансляционному перемещению цилиндрических доменов в градиентном поле, впервые осуществленных Велла-Колейро и Тейбором с помощью высокоскоростной фотографии [130], также была обнаружена тенденция к насыщению скорости ДГ [131]. В опытах такого типа, кроме того, были обнаружены так называемые "жесткие" домены [132], которые в статике практически ничем не отличаются от нормальных, однако, для их коллапсирования необходимо приложить значительно большие поля. Причем конечный диаметр "жесткого" домена непосредственно перед коллапсированием очень мал. В трансляционных экспериментах было обнаружено также аномальное поведение ЦМД в градиентном поле [113]. Вместо того, чтобы двигаться строго по направлению проекции градиента поля на плоскость пленки, "жесткий" домен двигался к нему под некоторым дискретным в интервале $\pm\pi/2$ углом.

Применение методов высокоскоростной фотографии позволило обнаружить и ряд других интересных эффектов, таких, как "баллистическое последствие" [130, 133] - продолжение движения ЦМД по криволинейной траектории после

прекращения действия импульса градиентного поля, нестационарное движение стенки изолированного домена под действием импульса поля [134] и образование диффузной стенки вокруг ЦМД и полосовых доменов в процессе их расширения под действием сильного импульса поля при наличии H_y [135].

Для объяснения всего многообразия экспериментальных фактов, полученных в материалах с ЦМД, необходимо было привлечение новых представлений о структуре переходного слоя как в статике, так и в динамике. А именно, необходимо было рассматривать многомерные стенки, распределение намагниченности в которых может меняться по всем трем направлениям.

Для решения многомерной динамической задачи, требующей учета магнитостатического члена в полной энергии, используют обычно либо численные методы интегрирования уравнений движения прямой доменной стенки [3, 90] или стенки ЦМД [3], либо приближенные аналитические методы [4, 6]. При аналитическом описании динамики многомерных ДГ наиболее распространенными являются метод гиротропных сил [136-138] и метод канонических уравнений [120, 139, 152].

Метод гиротропных сил основан на преобразовании уравнения Ландау-Лифшица (1.1.12) в уравнение баланса сил [97]

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_\alpha + \mathbf{F}_r = 0. \quad (1.1.16)$$

Здесь $\mathbf{F}$ - полная эквивалентная сила при стационарном движении; $\mathbf{F}_g = [\mathbf{G}, \mathbf{V}]$ - эквивалентная гиротропная сила, где $\mathbf{G} = \int_V \mathbf{g} dV$ - результирующий вектор гиротропной связи, $\mathbf{g} = -M \sin\Theta [\nabla\Theta, \nabla\varphi]/\gamma = -M \sin\Theta |\nabla\Theta \times \nabla\varphi| \boldsymbol{\eta}/\gamma$ - вектор гиротропной связи, $\boldsymbol{\eta} = [\nabla\Theta, \nabla\varphi]/|\nabla\Theta \times \nabla\varphi|$ - единичный вектор [4] и его модуль $\eta = \pm 1$ - топологический заряд; $\mathbf{F}_\alpha = \|\mathbf{D}\| \mathbf{V}$ - эквивалентная диссипативная сила, где $\|\mathbf{D}\|$ - матрица результирующих коэффициентов, которые равны $D_{ik} = -(\frac{\alpha_1 M}{\gamma}) \int_V [(\nabla\Theta)_i (\nabla\Theta)_k + \sin^2 \Theta (\nabla\varphi)_i (\nabla\varphi)_k] dV$; $\mathbf{F}_r = \frac{dW}{d\mathbf{r}}$ - полная обратимая сила.

Используя этот метод, Тиль [97] рассмотрел стенку ЦМД, которая содержит участки с различным направлением разворота спинов в плоскости

этой стенки, располагавшиеся периодически с периодом $2S$. Эти участки были разделены блоховскими линиями, в которых осуществлялся поворот намагниченности M как перпендикулярно плоскости стенки, так и вдоль нее. В результате расчетов Тиль [97] получил выражения для скоростей ДГ (V_y) и БЛ (V_x) при ($\pi\Lambda_0 \ll S$)

$$V_y/H = \gamma[(\pi^2\sqrt{q}/2S\alpha_1) + \alpha_1\Delta_0^{-1} + (2\alpha_1/S\sqrt{q})]^{-1}, \quad (1.1.17)$$

$$V_x/V_y = \pi\sqrt{q}/2\alpha_1, \quad (1.1.18)$$

где α_1 – безразмерный параметр затухания в форме Гильберта, $\Delta_1 = [\Delta_0^2 + (\pi S)^{-2}]^{-1/2}$ – ширина ДГ при наличии БЛ.

Метод канонических уравнений заключается в преобразовании уравнения движения (1.1.12) к каноническим уравнениям Гамильтона [153], используя которые для ДГ с вертикальными БЛ были получены [120] зависимости $V(H)$, совпадающие с выражениями (1.1.17), полученными Тилем [97] методом гиротропных сил, но упрощенными для случая большой плотности БЛ.

Из приведенных выше уравнений видно, что скорость ДГ сильно зависит от наличия в ней БЛ. Причем, чем параметр затухания меньше, тем эта зависимость больше.

Результаты, полученные в [120, 134, 136], позволили объяснить [140-142] поведение "жестких" ЦМД, если полагать, что их границы содержат БЛ.

Другим проявлением влияния внутренней структуры ДГ на ее поведение во внешних магнитных полях является динамическое преобразование этой структуры при наличии "скрученности" границ. Решение динамической задачи для "скрученной" ДГ было осуществлено как методом канонических уравнений [139, 152], так и методом гиротропных сил [137]. При этом считалось, что динамическое распределение $\phi(z,t)$ почти всюду совпадает со статическим $\phi(z)$ за исключением узкой области вблизи $z = z_c$ (или $z = -z_c$), где происходит скачкообразное изменение ϕ , приводящее к появлению области ДГ с противоположным разворотом спинов. Переходный слой между прежней областью и вновь возникшей получила название "горизонтальной" БЛ [152].

Из анализа результатов, полученных в работах [138, 139, 152], следует, что при движении ДГ в поле выше некоторого критического H_{cr} в ней начинают зарождаться и двигаться под действием гиротропной силы горизонтальные БЛ, обуславливая тем самым дополнительную диссипацию энергии. Это приводит к эффективному торможению ДГ.

Учитывая наличие вертикальных БЛ, замкнутых попарно на почти горизонтальные БЛ, в стенке ЦМД удалось объяснить эффекты "баллистического последствия" [130, 131], уменьшения подвижности и изменения угла сноса ЦМД в больших импульсных градиентных полях [11, 143] и другие, в основе которых лежит введенное Велла-Колейро [154] понятие "динамического преобразования" структуры стенки домена. Оно представляет собой изменение структуры ДГ, движущейся под действием поля $H > H_{cr}$ домена за счет непрерывной генерации у одной поверхности, движения и накопления или "прорыва" [4] у другой таких горизонтальных БЛ. При этом в ДГ либо образуется новая пара вертикальных БЛ [4, 152], либо исчезает [11] уже существующая. Собственно "баллистическое последствие" определяется энергией, запасенной в вертикальных БЛ, которые, сближаясь и раскручиваясь в обратном направлении после прекращения действия импульса градиентного поля, отдают ее ДГ и домену в целом, обуславливая его поступательное движение по некоторой баллистической траектории.

Исследования динамики плоских стенок в материалах, содержащих ЦМД, были выполнены на полосовых доменах, к которым прикладывалось импульсное поле смещения H_s [135, 144-146]. При этом наблюдавшиеся аномалии в зависимостях $V(H_s)$ связывали также с изменением структуры движущихся ДГ. В [146] Моррис и др. исследовали подвижность различных участков границ. Они обнаружили с помощью высокоскоростной фотографии, что при действии импульса поля H_s различные участки ДГ движутся с различными скоростями. При этом на стенке выявлялись прогибы, соответствующие участкам ДГ с низкой подвижностью. Такие прогибы были интерпретированы авторами как участки, содержащие вертикальные БЛ. Кроме

того, в этих экспериментах было обнаружено, что во время действия импульса эти прогибы смещались вдоль ДГ. Измеренные значения поперечной и продольной подвижности совпадали по порядку величины со значениями, вычисленными соответственно по формулам (1.1.17) и (1.1.18), что косвенно подтверждало правильность сделанного предположения о наличии БЛ в ДГ.

Таким образом, к настоящему времени уже практически ни у кого не вызывает сомнения утверждение о том, что процессы динамического преобразования структуры доменных границ могут оказывать решающее влияние на величины их подвижности и предельной скорости перемещения, на эффекты «баллистического последействия» и т.п. Однако, несмотря на то, что к моменту постановки задачи в гранатových пленках удалось наблюдать статическую двумерную структуру ДГ с блоховскими линиями [115-117], осуществить прямое экспериментальное изучение динамической перестройки структуры блоховской стенки в материалах с ЦМД до сих пор не удалось.

Все работы, посвященные изучению ДГ со сложной структурой в ЦМД-материалах, касались в основном участков этих границ, содержащих БЛ [144-146] или «жестких» ЦМД [113, 132, 143, 147] и гантелевидных доменов [148]. Исследование горизонтальных БЛ сводилось, как правило, к анализу обусловленных ими критических и предельных скоростей [17, 149, 150] и динамического переключения числа вертикальных БЛ [11, 151], поскольку прямые методы исследования здесь крайне затруднены из-за малости толщины ДГ и слабости сигнала от БЛ. Однако при сопоставлении результатов измерений этих величин с выводами теории удовлетворительного согласия нет из-за неоднозначности получаемых разными способами, на различных по характеристикам и качеству образцах экспериментальных данных [4].

В силу принципиальных трудностей исследование тонкой структуры доменных границ в этих материалах с помощью наиболее часто используемых и наиболее развитых магнитооптических методов оказывается невозможным.

Интенсивные эксперименты по исследованию динамических свойств ДГ и ее структуры были выполнены на монокристаллах иттриевого ортоферрита в

работах Четкина и др. [155-159]. Были обнаружены нелинейные эффекты торможения доменных границ, обусловленные их взаимодействием с фононами и спиновыми волнами в ортоферрите иттрия. Методом высокоскоростной фотографии обнаружены кинки на ДГ, возникающие в местах расположения блоховских линий. Исследована их динамика, а также динамика кластеров блоховских линий в доменных границах пленок феррит-гранатов с перпендикулярной анизотропией. Теоретическое обоснование этих результатов получено в работах Звездина и др. [159, 160] и Иванова и др. [161, 162]. Однако и в этих материалах прямое экспериментальное изучение процессов преобразования структуры ДГ затруднено.

Перспективы прямого магнитооптического наблюдения тонкой структуры доменных границ открываются при исследовании монокристаллов другого типа - многоосных гранатов, например, ИЖГ [83, 111], динамика блоховских стенок в которых также не поддается описанию на основе одномерной модели границы и нуждается в привлечении для ее объяснения сведений о трехмерном распределении спинов в движущейся границе [15, 163].

Исследование динамики ДГ в ИЖГ привело к неожиданным результатам, – Этот практически непроводящий материал обладает наименьшими на сегодняшний день потерями, обусловленными лишь спиновой релаксацией. Ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) бездефектного монокристаллического ИЖГ не превышает десятых долей Эрстеда [19, 164-166]. Поэтому ожидалась максимальная величина подвижности ДГ для этого материала, которая связана с полушириной линии ФМР $\Delta\omega$ (или ΔH) через параметр λ в соответствии с [2] соотношением

$$\Delta\omega = 2\lambda\omega_0/M \quad (1.1.19)$$

или

$$\Delta H = 2\lambda\omega_0/\gamma M \quad (1.1.20)$$

где $\omega_0 = \gamma(H_A + H + H^M)$ - резонансная частота ФМР, $H_A = \beta M$ - поле анизотропии, H^M - эффективное поле размагничивания, обусловленное формой образца.

Сначала Хажедорн и Джоржи [167], а затем другие исследователи провели измерения подвижности ДГ на рамках из ИЖГ. Харпер и Тиль [168] измерили подвижность границы как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого гелия. Позднее измерения подвижности и других динамических характеристик ДГ в ИЖГ прямыми магнитооптическими методами были выполнены в работе Дедуха и др. [15, 169, 170]. Все эти экспериментальные работы по исследованию подвижности ДГ в ИЖГ, для которого $\beta \ll 4\pi$, показали, что скорости ДГ в этих кристаллах существенно меньше вычисленных по формуле (1.1.13) с параметром затухания λ , полученным из ФМР. В [15] было, кроме того, установлено, что подвижность μ и эффективная масса m^* ДГ в этом материале являются функциями величины приложенного поля H , причем значение m^* превышало ее теоретическое значение m_D^* , вычисленное для одномерной стенки по формуле Деринга [171].

$$m_D^* = [1 + (\lambda/M)^2] / 2\pi\gamma^2\Delta_0, \quad (1.1.21)$$

более чем на два порядка. По мнению авторов, одной из возможных причин такого несоответствия теоретических результатов и данных эксперимента может быть наличие [83, 111] и динамическое преобразование [163, 172] довольно сложной структуры 180-градусных ДГ в массивных образцах ИЖГ. Предполагалось, что решающую роль в формировании закономерностей, описывающих смещение всей границы, играют содержащиеся в ней блоховские линии [170, 173-178]. Поэтому оказалось чрезвычайно важным исследовать динамику БЛ в стенках ИЖГ.

В работах [179-182] удалось впервые реализовать прямое измерение с помощью поляризационной методики с использованием магнитооптического эффекта Фарадея смещения БЛ (под действием поля, намагничивающего ДГ) в ИЖГ и получить первые сведения об их динамических свойствах. А именно, были измерены эффективная масса БЛ и динамическая вязкость для БЛ. Детальные измерения позволили также выявить блоховские точки в структуре БЛ [183].

Непосредственное изучение динамического поведения структуры ДГ возможно также в тонких металлических пленках. Так, в работе [9] изучалась при помощи электронной микроскопии структура границы в пермаллое. В работе наблюдали свободные колебания "круговых" БЛ при приложении к образцу ступеньки поля, перпендикулярного неелевской границе и намагниченности M в доменах. В условиях проводящего материала существенного преобразования структуры ДГ наблюдать не удалось. Исследования динамических свойств ДГ и БЛ в таких пленках затруднено из-за экранирующего действия токов Фуко, возникающих в проводящей пленке при изменении во времени распределения намагниченности под действием внешних магнитных полей [82].

Таким образом, из приведенного обзора видно, что многие проявления "аномальности" поведения доменных границ можно объяснить, если учесть многомерность распределения намагниченности в них. В настоящее время исследуются как двумерные модели ДГ с БЛ, так и трехмерные, связанные, в основном, с наличием в ДГ блоховских точек [4].

Тем не менее, несмотря на неоспоримые успехи в этом направлении, многие результаты теории носят качественный характер и не нашли еще прямого экспериментального подтверждения. Кроме того, не был решен еще ряд фундаментальных вопросов. Неясен, например, механизм зарождения и аннигиляции гипотетических горизонтальных БЛ, возникновения и коллапсирования "жестких" доменов, процессов изменения плотности БЛ в ДГ в иттриевом феррогранате и некоторых других явлений. Однако ясно, что все эти изменения структуры ДГ представляют собой существенно нелинейные возбуждения квазидвумерной системы спинов, локализованных в ДГ, в процессе действия на образец внешнего поля. Поэтому представляется целесообразным исследовать вопрос об элементарных возбуждениях, связанных с существованием доменных границ в ферромагнетиках и о нелинейных возбуждениях в них.

з) Элементарные и нелинейные возбуждения намагниченности в ферромагнетиках.

Исследованию спектра спиновых волн в магнитных телах посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ [1, 22, 87, 164, 165, 184-212]. Из них в этой части параграфа будут рассмотрены только те, которые описывают элементарные возбуждения, связанные с наличием неоднородного распределения намагниченности в ДГ, и нелинейные возбуждения солитонного типа.

При теоретическом исследовании спектра спиновых волн в магнитных телах исходят, как правило, из уравнения движения (1.1.12) или из его квантового аналога (уравнения движения для оператора спина). При этом либо ограничиваются малыми отклонениями $\mathbf{m}$ вектора $\mathbf{M}$ от его направления в равновесном состоянии [87, 186, 188, 197]

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}, \quad (1.1.22)$$

где $\mathbf{M}_0$ - равновесная намагниченность, направленная вдоль ОЛН, что позволяет линеаризовать нелинейное уравнение (1.1.12), либо решают его без учета, например, диссипативного члена [184, 208].

В первом случае получают решение в виде гармонических колебаний $\mathbf{M}$, распространяющихся по кристаллу в виде спиновых волн, каждая из которых обладает квазиволновым вектором $\mathbf{k}$ и частотой ω , связанными законом дисперсии $\omega = \omega(\mathbf{k})$. Для одноосного однородного ферромагнетика в пренебрежении магнитостатическим взаимодействием и в длинноволновом приближении дисперсионная зависимость будет иметь вид [87, 193, 195]:

$$\omega(\mathbf{k}) = \beta\gamma M(1 + \Delta_0^2 \mathbf{k}^2) = \omega_0^I (1 + \Delta_0^2 \mathbf{k}^2), \quad (1.1.23)$$

где $\omega_0^I = \beta\gamma M$ - частота однородного ферромагнитного резонанса в отсутствие внешних полей, которая для реальных кристаллов имеет порядок нескольких ГГц. Неоднородность поля намагниченности приводит к существенному изменению спектра спиновых волн (1.1.23). Экспериментально

спектр элементарных возбуждений 180-градусной стенки впервые наблюдался в монокристаллах ИЖГ [213].

Во втором случае, когда отклонения $\mathbf{M}$ от равновесного состояния велики, что фактически и происходит в реальных кристаллах в процессе их намагничивания и перемагничивания, необходимо вычисление полной магнитной энергии с точностью, превышающей гармоническое приближение, т.е. с учетом энергии взаимодействия между различными элементарными возбуждениями. Решение уравнения (1.1.12) в этом случае описывает новый тип возбуждений $\mathbf{M}$ в виде уединенных нелинейных волн [184, 208]. Впервые наблюдение таких уединенных волн - спин-волновых солитонов было осуществлено в однородных тонких монокристаллических пленках ИЖГ Калиникосом и др. в [214].

Впервые теоретическое изучение спектров неоднородных колебаний $\mathbf{M}$ в присутствии доменной структуры было предпринято Винтером [186]. Он рассмотрел стенку Блоха в однородном магнетике. При решении уравнения движения для оператора спина он показал, что возвращающую силу, действующую на ДГ при ее смещении, можно учесть, вводя константу эффективной анизотропии. Энергию диполь-дипольного взаимодействия он учел в виде приближения размагничивающего поля, полагая, что

$$H_x^M = H_z^M = 0, H_y^M = -4\pi M_y. \quad (1.1.24)$$

В результате проделанных вычислений в [186] были получены две ветви колебаний. Одна из них представляет собой объемные спиновые волны (1.1.23), которые в ДГ имеют значительно меньшую амплитуду, чем в однородном объеме домена, а другая, низкочастотная ветвь, описывает распространяющиеся в плоскости стенки поверхностные волны, амплитуда которых максимальна в центре ДГ и быстро спадает до нуля в доменах. Обе ветви оказались симметричными относительно $\mathbf{k} = 0$ и имели квадратичную зависимость.

Дальнейшее теоретическое развитие исследований спектра колебаний $\mathbf{M}$, связанных с ДГ, получило в работах Джанака [188], который также

рассматривал одномерную блоховскую стенку, но, в отличие от Винтера, он исходил из точного гамильтониана с полным описанием диполь-дипольной энергии. В результате сложных расчетов с применением численных методов были также получены спектры объемных и поверхностных, локализованных вблизи границы, спиновых волн. Однако отличительной особенностью полученных дисперсионных кривых было то, что их минимум соответствовал некоторому значению $\mathbf{k}_{1,2} \neq 0$ и отсутствовала симметрия ветвей относительно $\mathbf{k}_{1,2}$, т.е. значения величины $|\partial W / \partial \mathbf{k}|$ в одинаково удаленных точках от волнового вектора $\mathbf{k}_{1,2}$ имели существенно различные значения.

Во второй части работы [188] обращается внимание на то, что поведение намагниченности в одномерной ДГ, помещенной во внешнее переменное магнитное поле, описывается уравнением движения с параметром затухания в форме Блоха-Бломбергена. На это же обращается внимание в [87] при описании высокочастотных свойств ферромагнетика при конечных длинах спиновых волн.

Асимметрию спектра поверхностных волн получил и Гишинский [197], который исходил из уравнений магнитостатики и линеаризованных уравнений Ландау-Лифшица. Он получил сравнительно простые дисперсионные выражения для поверхностных волн, которые имели кроме низкочастотных ветвей, полученных ранее в [186, 188], и высокочастотную ветвь. Полученная дисперсия поверхностных колебаний была линейной вблизи длинноволновой области спектра (малых $\mathbf{k}$). Для низкочастотных ветвей она имела вид:

$$\omega_{1,2} \approx |k_{\parallel} \Delta_0| [-\text{sign}(k_{\parallel} \Delta_0) \omega_m \pm (\omega_m^2 + \omega_0^1 \omega_m)^{1/2}], \quad (1.1.25)$$

где $k_{\parallel}$ - волновой вектор, параллельный плоскости ДГ, $\omega_m = 4\pi\gamma M$. Отсутствие щели в спектрах (1.1.25) определяется тем, что в полной энергии не был учтен член, ответственный за возвращение ДГ в исходное положение.

В этой же работе обращается внимание на возможность возникновения направленного потока энергии и импульса магнонов вдоль границы при тепловом возбуждении низкочастотных ветвей, который обуславливается наличием асимметрии в спектре поверхностных колебаний (1.1.25). Отмечается

также, что в соседних границах эти потоки должны быть направлены в противоположные стороны.

Тиль [198] рассмотрел спектр колебаний $\mathbf{M}$ в образце, содержащем доменную стенку с большой плотностью вертикальных БЛ, и показал, что длины волн в винтеровском спектре поверхностных волн, при наличии БЛ, ограничены снизу периодом этих линий.

Все вышеизложенные работы [186, 188, 197, 198] не учитывали взаимодействия магнонов. В противном случае пришлось бы иметь дело со сложными нелинейными уравнениями движения $\mathbf{M}$ в границе. В последнее время такие уравнения удалось решить только для однородного поля намагниченности.

Характер взаимодействия магнонов впервые был исследован в работе Бете [184], где автор для возбужденной одномерной изотропной цепочки спинов со взаимодействием ближайших соседей показал, что кроме независимых спиновых волн в такой системе всегда существуют связанные состояния магнонов, образующие спиновые комплексы. Эти комплексы перемещаются как единое целое с вполне определенной энергией W и импульсом $\mathbf{P}$ и характеризуется постоянным числом связанных магнонов N_m .

Позднее модель неоднократно усложнялась [190, 191, 194, 199, 201], но качественно результаты не претерпели изменений. Было лишь замечено [199], что плотность магнонов не может превысить такой величины, при которой угол Θ отклонения намагниченности от равновесного состояния соответствует максимальному значению $\Theta = \pi$. Это в конечном счете приводит к эффективному отталкиванию магнонов на малых расстояниях, что обуславливает их конденсацию в своего рода магнонные капли - образования с практически постоянной оптимальной плотностью большого числа квазичастиц, находящихся в связанном состоянии. На бесконечном удалении от этого образования плотность магнонов равняется нулю. Подобные магнитные капли полностью удовлетворяют определению динамического солитона [199, 208].

Исследование уравнения Ландау-Лифшица (1.1.12) на предмет нахождения солитонных решений в общем виде представляет сложную теоретическую проблему. Обычно в уравнении (1.1.12), с целью его упрощения, не учитывают диссипативный член в правой части. В простейшем варианте [208] рассматривают одномерную модель одноосного ферромагнетика без учета магнитостатического, упругого и магнитоупругого членов в полной энергии. В этом случае основное состояние оказывается вырожденным, поэтому возможна ситуация, когда ферромагнетик, как и в случае динамического солитона, не возмущен на бесконечности, но имеет различные фазы основного состояния ($\Theta = 0, \pi$). Область раздела таких фаз, представляющая собой другой тип магнитного солитона - топологический солитон, хорошо изучена. Это 180-градусная доменная граница. Точные динамические односолитонные решения, устойчивые к флуктуациям, для такой упрощенной ситуации в предположении, что $\Theta = \Theta(y-Vt)$, $\phi = \phi(y-Vt) + \omega t$, где V - скорость солитона и ω - частота прецессии спинов в нем, были впервые получены в работах Косевича и др. [202, 203]. При этом магнитным солитонам соответствовала вся область под параболой AA на Рис.1.1.2, за исключением области ниже параболы BB, где уже не выполняется необходимое условие длинноволнового приближения ($\Delta_0 \gg a$, где a - межатомное расстояние). При этом кривой AA соответствует дисперсионная кривая независимых спиновых волн, а $V_m = 2\Delta_0\omega_0$ - их минимальная фазовая скорость. Видно, что солитонные решения характеризуются двумя параметрами ω и V . Из [202, 203] следует, что эти параметры связаны между собой сложной функциональной зависимостью через амплитуду возбуждения Θ .

В частном случае $\omega = 0$, полученном Ахиезером и Боровиком [192], установлено, что доступные скорости солитона лежат в

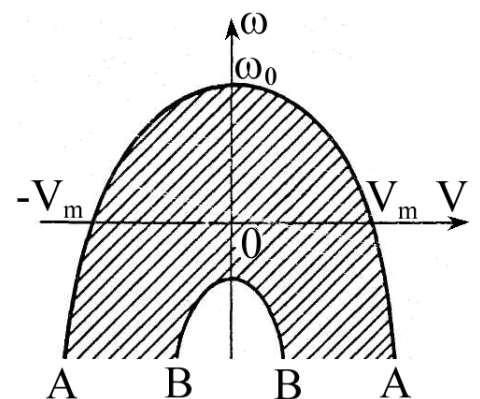


Рис.1.1.2. Область существования солитонов на диаграмме ω - V

конечном интервале $-V_m \leq V \leq +V_m$, и в особой точке, к которой стремится решение при $V \rightarrow 0$, значение Θ в центре тяжести солитона асимптотически стремится к π , и данный магнитный солитон принимает вид домена, заключенного между двумя топологическими солитонами. Такое состояние может быть представлено как динамически связанное состояние двух доменных границ, получивших название биона. Другой тип связанного состояния может быть получен при $V = 0$ и $\omega \neq 0$ [22]. При этом связь осуществляется посредством прецессии спинов в солитоне или вне его, в зависимости от знака частоты.

При удалении от точки $V = 0$, $\omega = 0$ (Рис.1.1.2) бесконечно удаленные ДГ сходятся, и при некоторых значениях ω и V солитон не может быть описан в терминах связанного состояния двух ДГ [22, 208]. Вне этих пределов индивидуальность ДГ полностью исчезает, а форма солитона существенно зависит от соотношения параметров V и ω .

Еще более сложный вид имеют солитонные решения, полученные применительно к двуосным ферромагнетикам из уравнения Ландау-Лифшица как численными методами [200, 204], так и аналитическими [205, 209]. В зависимости от значений параметров V и ω , а также от соотношения двух констант анизотропии, амплитуда солитонов будет промодулирована во времени и пространстве. А при скорости, близкой к нулю и $\omega \ll \omega_0$ [205, 209], солитон можно рассматривать аналогично случаю одноосного ферромагнетика, как связанное состояние двух доменных границ, которые, однако, колеблются относительно друг друга.

Процесс колебания движущейся пары связанных ДГ рассматривается [208] как рассеяние ДГ друг на друге. Этот процесс представляет собой частный пример многосолитонного решения [23, 206] одномерного уравнения Ландау-Лифшица для двухосного ферромагнетика, где ДГ и бионы исчерпывают весь набор решений. В [23] рассмотрено, например, взаимодействие биона с ДГ и показано, что результатом такого взаимодействия при прохождении их друг

через друга является сдвиг центра тяжести как ДГ, так и биона, и изменение фазы последнего. Существенное влияние на ДГ оказывают при взаимодействии с ней и элементарные возбуждения [198].

Большинство теоретических работ по исследованию нелинейных возбуждений выполнено применительно к одномерным магнетикам [184, 190-192, 194, 199-206, 209]. Однако появились работы, посвященные и многомерным ферромагнетикам [22, 208, 215]. Но анализ солитонных решений в этом случае значительно сложнее, и, как правило, невозможен без применения численных методов. В [22, 215] рассматривалось решение трехмерного уравнения движения без учета диссипативного члена для одноосного однородного ферромагнетика. Было показано, что частоты ω и энергии W трехмерных солитонов зависят от числа магнонов в них. Указано [22] на существование двух ветвей связанных состояний. Это значит, что в трехмерном случае N_m магнонов могут образовывать связанные состояния двух типов, отличающихся, кроме частоты прецессии и энергии, также характером пространственного распределения намагниченности. В низкочастотных состояниях солитон представляет собой однородно перемагниченную область, ограниченную ДГ шириной порядка Δ_0 , в высокочастотных - размер локализации солитона "расплывается" обратно пропорционально величине $(\omega'_0 - \omega)^{1/2}$, причем высокочастотная ветвь неустойчива, и солитон с этой ветви может перейти на нижнюю с испусканием лишней энергии в виде магнонов [192]. Низкочастотные солитоны, кроме того, делятся на стабильные и метастабильные в зависимости от числа магнонов N_m в них [22, 215].

В заключение следует отметить, что во всех работах по исследованию нелинейных возбуждений в магнетиках диссипативный член в уравнении движения (1.1.12) не принимался в расчет. Однако известны [216, 217] решения одномерных нелинейных уравнений (Бюргерса и Кортовега-де Вриза - Бюргерса) при наличии диссипативного члена, которые имеют вид уединенных

нелинейных волн, но при величине диссипации, не превышающей некоторого критического значения.

Таким образом, можно заключить, что в соответствии с существующими теоретическими представлениями в квазидвумерной системе спинов, локализованных в ДГ, могут распространяться линейные поверхностные спиновые волны. Теории для нелинейных спиновых волн в ДГ, которые могут возникать в ней при большом уровне внешней накачки, еще не построено. Однако для однородного поля намагниченности существует такая теория, которая предсказывает существование магнитных солитонов в магнитоупорядоченных кристаллах. Поэтому есть все основания полагать, что и в ДГ в определенных условиях должны существовать магнитные квазидвумерные солитоны. Теоретические и экспериментальные исследования таких нелинейных возбуждений в ДГ представляет собой важную фундаментальную проблему.

Выводы. Постановка задачи.

Нелинейные процессы динамического преобразования намагниченности в квазидвумерной неоднородной системе спинов, локализованной в доменной стенке, в значительной степени определяют способы диссипации энергии, подведенной к доменной границе извне, и ее инерционные свойства. Как показано теоретически и установлено в ряде случаев экспериментально, в качестве каналов диссипации и факторов, влияющих на эффективную массу ДГ, могут выступать как динамические элементы ее структуры – пристеночные магноны, уединенные нелинейные возбуждения, так и топологические – блоховские линии и блоховские точки. К моменту постановки задачи было выполнено большое количество теоретических и экспериментальных работ по изучению их свойств, однако полного понимания механизма формирования и эволюции элементов структуры ДГ в условиях изменения внешней накачки в широком диапазоне амплитуд и частот достигнуто не было. Выяснение основных закономерностей кинетики преобразования структуры и

элементарных актов перемагничивания доменной границы и зависимости этих явлений от структуры и динамических свойств содержащихся в ней элементов в условиях различных режимов ее движения представляет фундаментальный интерес, важный с точки зрения развития физики доменных границ и спектров возбуждений в ферромагнетике. В связи с этим первостепенное значение приобретает прямое экспериментальное исследование элементарных актов перемагничивания ДГ и элементов ее структуры при последовательном изменении параметров внешней накачки.

§1.2 Методические вопросы исследования динамической структуры ДГ.

Для исследования элементарных актов перемагничивания квазидвумерной системы спинов, локализованных в доменных границах, были использованы пластинки ИЖГ, вырезанные параллельно плоскости $\{112\}$ или $\{110\}$ из монокристаллических слитков $Y_3Fe_5O_{12}$, выращенных из раствора в расплаве. Эти пластинки содержали, соответственно, одну или две оси легкого намагничивания, совпадающие для данного кристалла с осями $\langle 111 \rangle$. Пластинки вырезались алмазной пилой вдоль ростовых граней указанной ориентации. Правильность их ориентации контролировалась рентгенографически. Полученные таким образом пластинки полировались механически, а затем химически в ортофосфорной кислоте с целью удаления наклепанного слоя. Полученные образцы имели форму сильно вытянутых вдоль оси $[111]$ прямоугольных призм $[(5 \div 8) \text{ мм} \times 0.5 \text{ мм}]$ с толщиной $(40 \div 60) \text{ мкм}$ и потому содержали лишь два домена 180-градусного соседства, намагниченные в плоскости пластины и разделенные единственной стенкой Блоха, видимая ширина которой составляла $(2 \div 6) \text{ мкм}$. В исходном состоянии блоховские стенки были разбиты на субдомены «вертикальными» блоховскими линиями, являющимися переходными областями между участками ДГ с противоположными направлениями разворота спинов. Наличие в рассматриваемой границе компонент вектора $\mathbf{M}$,

перпендикулярных к поверхности пластины, которые в то же время оказываются антипараллельными в соседних субдоменах, дает возможность выявлять их в линейно поляризованном свете на основе эффекта Фарадея. При рассмотрении такой пластины в поляризационном

микроскопе (при слегка раскрещенных николях) в направлении, перпендикулярном к ее плоскости, БЛ выявлялись как границы между «светлыми» и «темными» субдоменами [Рис.1.2.1(а)]. Эта методика позволила также наблюдать изгибные моды колебаний ДГ.

Возбуждение спиновой системы образца осуществлялось приложением однородных внешних магнитных полей, создаваемых магнитной системой, состоящей из трех взаимно перпендикулярных катушек Гельмгольца. Катушки были намотаны на дюралевый каркас, обеспечивающий достаточно хороший теплоотвод от обмоток при больших плотностях тока через них. С целью исключения возникновения токов Фуко, приводящих к экранировке и искажению внешнего переменного магнитного поля, создаваемого катушками, их каркасы были разрезаны и не имели замкнутых контуров. Катушки, создающие нормальное к плоскости образца поле H_x , имели радиус 6мм, а катушки, создающие поля H_z и H_y , соответственно, ориентированные в плоскости образца вдоль намагниченности в доменах и перпендикулярно к ней, имели радиус 8мм. Приложение постоянных полей H_z и H_x вызывало смещение ДГ и БЛ, соответственно. Приложение постоянного поля H_y практически не влияло на статическую внутреннюю структуру границы вплоть до полей ~ 10 Э.

Для создания монополярной ДГ к образцу, содержащему размагниченную доменную границу [Рис.1.2.1(а)], прикладывалось постоянное внешнее поле H_x (10÷30)Э, действовавшее перпендикулярно плоскости пластины и

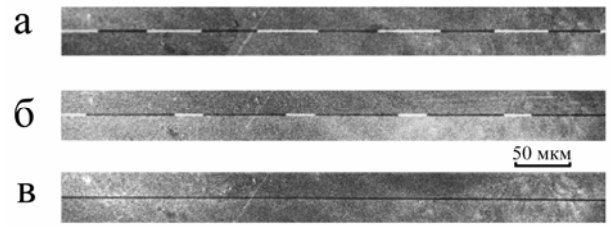


Рис.1.2.1 Изображение исходной структуры доменной границы (а), после приложения постоянного однородного поля $H_x = 11.5$ Э (б) и дополнительного переменного поля $h(t)$ с $h_0 = 15$ мЭ, $\nu_B = 400$ кГц (в).

приводившее к уменьшению одних субдоменов и увеличению других [Рис.1.2.1(б)]. Полная поляризация границы [Рис.1.2.1(в)] достигалась путем наложения на образец дополнительного переменного однородного поля $h(t) = h_0 \cdot \sin 2\pi \nu_B t$, ориентированного вдоль намагниченности в доменах. Его частота ν_B и амплитуда h_0 экспериментально подбирались такими, что процесс направленного перемещения субдоменов, обнаруженный в [169,172], приводил к тому, что вся система исходных БЛ смещалась в одном направлении без зарождения новых и вся ДГ становилась монополярной. Однородная поляризация в ней сохранялась и после плавного выключения внешних магнитных полей. Однако в дальнейшем поле H_x сохранялось на протяжении всего эксперимента с целью уменьшения вероятности спонтанного зарождения субдоменов в поляризованной ДГ, вызванного термическими флуктуациями $\mathbf{M}$ в ней и (или) внешними паразитными полями.

Магнитооптическая регистрация динамических параметров доменной границы и элементов ее структуры под действием различных полей проводилась как посредством прямого визуального наблюдения и фотографирования, так и с использованием регистрации электрического сигнала, возникающего на выходе фотоэлектронного усилителя (ФЭУ) и соответствующего изменению распределения намагниченности в некотором участке фотометрирования образца со стенкой.

Изображение такого однородно намагниченного или содержащего только одну БЛ участка проецировалось на микрометрическую щель, которая ограничивала этот участок так, как схематически показано на Рис.1.2.2(а). Смещение БЛ в такой экспериментальной ситуации приводит к пропорциональному ему изменению интенсивности света, прошедшего через щель. Возможные при этом небольшие смещения ДГ вклада в изменение выходного сигнала давать не будут, поскольку интенсивности доменов слева и справа от границы одинаковы. Ширина щели в эксперименте выбиралась, исходя из оптимальности отношения «сигнал/шум» на выходе ФЭУ, но всегда оставалась значительно больше ширины границы.

Перемещения же самой доменной границы контролировались и измерялись при полностью скрещенных николях микроскопа и при расположении изображения этой стенки на

краю микрометрической щели

[Рис.1.2.2(б)]. В этих условиях, как

показано на Рис.1.2.2(б), смещение БЛ, разделяющей два одинаковой окраски субдомена, не приводит практически к изменению интенсивности, тогда как при смещении ДГ такое изменение имело

место в силу различия окраски самой границы и смежного с ней домена. Для увеличения чувствительности метода при МО измерениях динамических параметров монополярной ДГ николи слегка раскрещивались.

Для преобразования изменения интенсивности света, прошедшего через соответствующий участок стенки, использовался быстродействующий фотоумножитель ФЭУ-77. Изображение фотометрируемого участка проецировалось на весь его фотокатод. Таким образом, на выходе ФЭУ получали электрический сигнал, пропорциональный смещению БЛ $z(t)$ или ДГ $y(t)$ [$q(t)$ в случае изгибных мод колебаний ДГ], либо изменению суммарной (по площади щели) компоненты магнитного момента $M_x(t)$ в данном месте границы. Калибровка выходного напряжения в режиме измерения периодической величины осуществлялась либо с помощью непосредственного измерения по окуляр-микрометру амплитуды смещений z_0 , либо по известному размеру щели, который перекрывали колебания БЛ, превышающие этот размер.

Калибровка смещения ДГ, однако, была затруднена, поскольку его величина не могла превышать половины ширины этой ДГ. По этой причине значения слабых колебаний границы приведены в относительных единицах. В случае трансляционных смещений ДГ на большие расстояния калибровка

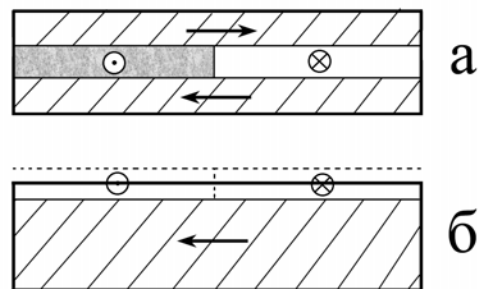


Рис.1.2.2 Схематическое изображение участка кристалла, проектируемого на фотокатод ФЭУ при измерении смещений БЛ (а) или ДГ (б).

выходного напряжения также осуществлялась непосредственным измерением по окулярмикрометру амплитуды смещений y_0 .

Для измерения изгибных мод колебаний применялся также индукционный метод регистрации сигнала от них. На Рис.1.2.3. представлено схематическое изображение образца ИЖГ с измерительной катушкой.

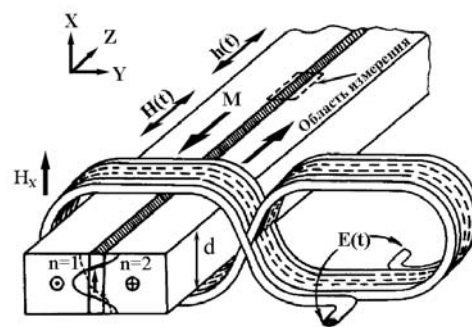


Рис.1.2.3. Схематическое изображение измерительной катушки с образцом ИЖГ, содержащим единственную доменную границу и ее изгибные моды ($n = 1, 2$).

Высокую чувствительность индукционной методики во всем изученном диапазоне частот оказалось возможным обеспечить, применяя миниатюрные намотанные "восьмеркой" одинаковые регистрационную и компенсационную катушки, позволяющие автоматически компенсировать вклад в сигнал магнитных шумов и внешнего поля. Наличие только одной ДГ исключало взаимное влияние соседних границ и вклад в индукционный сигнал составляющих от смещения нескольких ДГ. С помощью анализатора спектра СК4-59 регистрировалась амплитуда индукционного сигнала E_0 , пропорциональная амплитуде v_0 колебаний скорости осциллирующей ДГ. Величина v_0 нормировалась по данным визуальных измерений амплитуды колебаний ДГ q_0 ($v_0 = 2\pi\nu_{\text{В}}q_0$) с помощью поляризационного микроскопа.

Для прецизионного измерения динамических характеристик элементов доменной структуры использовалась разработанная для этого автоматизированная стробоскопическая установка. Установка позволяет регистрировать периодические смещения границ между доменами и субдоменами в широком диапазоне амплитуд и частот с высоким временным и пространственным разрешениями. Высокие метрологические параметры установки достигнуты благодаря применению автоматической компенсации дрейфа, шума и флуктуации коэффициента преобразования измерительного тракта [33]. На принципы, заложенные в установке, получено авторское свидетельство [32].

Управление измерительным процессом и обработка результатов осуществляются при помощи персонального компьютера (ПК) с набором модулей КАМАК и терминальных устройств (Рис.1.2.4). Связь ПК с системой возбуждения образца (СВО) и регистрация сигнала отклика осуществлялись через управляемые ПК приборы и функциональные блоки. Структура и программное обеспечение установки построены по модульному принципу и позволяют гибко изменять схему эксперимента и алгоритм его проведения и выполнять следующие основные автоматические режимы: измерение смещения границ в зависимости от времени, частоты магнитного поля и его амплитуды, калибровку и нормирование выходного сигнала, а также запись поля возбуждения от времени по второму каналу стробоскопического осциллографа.

Свет от источника (ИС), которым служит лазер ЛГ-38 (или ксеноновая лампа ДКСШ-120) проходит через образец, расположенный на столике микроскопа в СВО, и проецируется через щель (МЩ) на фотокатод ФЭУ-77, выход которого подключен к входу стробоскопического осциллографа С7-8 (СО). Применена схема включения СО, описанная в [33]: на вход внешней развертки СО поочередно подаются от блока развертки БР три уровня напряжений, два из которых U_n и U_{on} являются фиксированными и выполняют вспомогательные функции, а третий уровень устанавливается ПК с помощью ЦАП₂ и изменяется со временем по его командам в пределах напряжения развертки (тем самым обеспечивая измерение зависимости

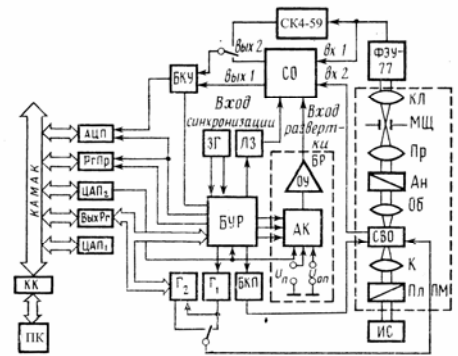


Рис.1.2.4. Блок-схема установки. ИС -источник света, СВО - система возбуждения образца, ПМ -поляризационный микроскоп ПОЛАМ, Пл -поляризатор, К - конденсор, Об - бъектив, Ан - анализатор, Пр -проектив, МЩ - микрометрическая щель, КЛ - коллекторная линза, БКП -блок калибровочного магнитного поля, БУР -блок управления режимами работы, БКУ -блок коммутации и усиления, БР -блок внешней развертки стробоскопического осциллографа СО, ОУ - операционный усилитель, АК - аналоговый коммутатор, ЗГ - задающий генератор, ЛЗ -линия задержки, Г₁ Г₂ -генераторы возбуждения магнитного поля Г5-54 и Г6-31, КК - крейтконтроллер, Вых Р₂ - выходной регистр, Р₂ Пр -регистр прерываний.

исследуемого сигнала от времени). Это позволило полностью устранить все виды нестабильностей установки, отказаться в ряде случаев от измерений в реальном масштабе времени и, вследствие этого, легко организовать работу ПК с несколькими аналогичными установками.

Аналоговые сигналы с выходов *СО* подаются на блок коммутации и усиления (*БКУ*) и далее на вход *АЦП*. В *БКУ* предусмотрена компенсация постоянной составляющей напряжений, поступающих с выходов *СО*. Блок управления режимами *БУР* по команде ПК формирует различные сигналы для управления приборами и блоками установки. Считывание информации с цифровых приборов осуществляется с помощью модулей КАМАК МУФ-30. Задающий генератор (*ЗГ*) обеспечивает синхронную работу всех узлов и блоков установки. Измерение амплитудных и частотных зависимостей смещений границ осуществляется с помощью анализатора спектра СК4-59.

Полученные в процессе измерения зависимости, снятые при различных внешних параметрах, а также конкретные значения этих параметров записываются в соответствующий файл данных и обрабатываются.

Для исследования непериодических смещений БЛ применялась методика регистрации сигнала ФЭУ в реальном времени с использованием запоминающего осциллографа С8-11, работавшего в режиме собственной (либо синхронизированной с импульсом поля) однократной развертки. Сигнал на вход осциллографа подавался через интегрирующую *RC*-цепочку с целью повышения отношения сигнал/шум.

§1.3 Нелинейная динамика монополярной доменной границы.

При анализе динамических свойств доменных границ в магнитоупорядоченных кристаллах необходимо учитывать микроскопические механизмы диссипации энергии движущейся блоховской стенки при ее взаимодействии с различными ветвями элементарных возбуждений: объемными и поверхностными магнонами, фононами и т.д. [161, 162].

Однако прямое экспериментальное изучение таких явлений с участием двумерных магнонов и нелинейных волн, локализованных в ДГ, осуществить еще не удалось. В данном параграфе представлены первые результаты их исследования в монокристалле ИЖГ, содержащем всего лишь одну 180-градусную ДГ, с использованием индукционного и МО методов.

Образец, схематическое изображение которого с измерительной катушкой представлено на Рис.1.2.3, представлял собой вырезанную в плоскости (110) прямоугольную пластинку размером $(10 \times 0.5 \times 0.04) \text{ мм}^3$. Образец помещался в однородные магнитные поля: переменное $h(t) = h_0 \sin(2\pi \nu_B t)$, направленное вдоль **M** в доменах, и постоянное **H_x**, нормальное плоскости образца и параллельное **M** в центре стенки. В эксперименте регистрировалась амплитуда индукционного сигнала E_0 , пропорциональная амплитуде V_0 колебаний скорости осциллирующей ДГ.

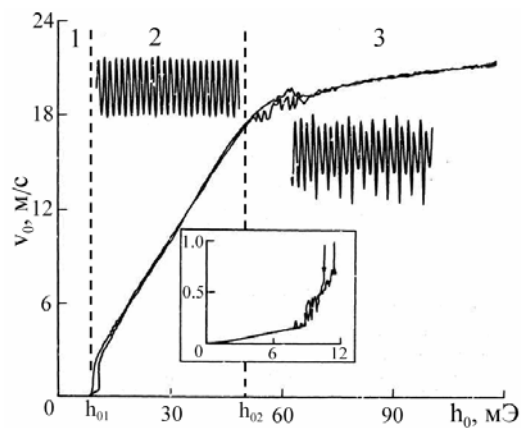


Рис.1.3.1. Зависимость амплитуды колебаний ДГ от амплитуды поля, $\nu = 0,94 \text{ МГц}$, $H = 28 \text{ Э}$. На вставках приведены зависимости смещения ДГ от времени при $h_0 = 34 \text{ мЭ}$ (слева) и $h_0 = 152 \text{ мЭ}$ (справа) в рамке более подробно представлен начальный участок кривой)

Измерение зависимости $v_0(h_0)$ показало, что она имеет сложный нелинейный вид и обладает рядом особенностей (Рис.1.3.1). На ней можно уверенно выделить три области. В первой, где h_0 меньше некоторого критического поля h_{01} , индукционный сигнал медленно и линейно нарастал с увеличением поля. Более подробно этот участок кривой представлен на выделенной рамкой вставке. Из Рис.1.3.2, где представлены спектры колебаний ДГ при различных значениях амплитуды переменного поля h_0 , видно, что в сигнале от движущейся ДГ при $h_0 < h_{01}$ присутствует лишь один пик. Это свидетельствует о том, что ДГ совершает лишь гармонические вынужденные колебания на частоте внешнего поля ν_B .

При $h_0 \approx h_{01}$ происходит резкий скачок скорости. Причем, при последующем уменьшении поля четко наблюдается гистерезис на зависимости $v_0(h_0)$. При $h_0 > h_{01}$, после резкого возрастания амплитуды колебаний ДГ, зависимость $v_0(h_0)$ имеет второй линейный участок с наклоном, значительно большим, чем при $h_0 < h_{01}$, что отвечает более высокой подвижности стенки. Как

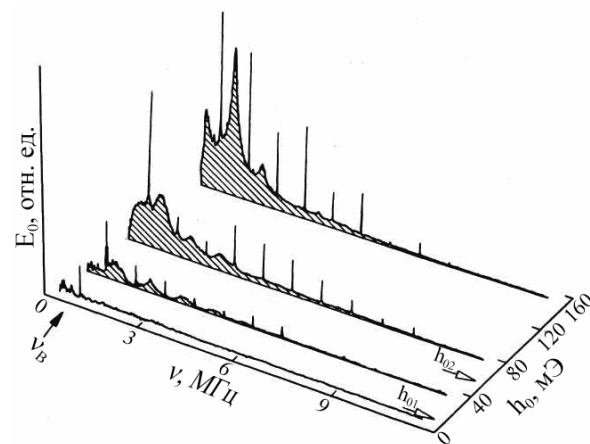


Рис.1.3.2. Эволюция Фурье-разложения колебаний ДГ в зависимости от амплитуды переменного поля: $\nu_B = 0,94 \text{ МГц}$, $H_x = 28 \text{ Э}$ (E_0 - амплитуда индукционного сигнала).

показал анализ Фурье-разложения сигнала E_0 в этих полях, в нем, помимо основного пика, наблюдались новые на частотах, кратных частоте внешнего поля, а также небольшие области сплошного спектра. При дальнейшем увеличении h_0 последние расширялись и сливались (штрихованные участки на Рис.1.3.2). Частоты максимумов такого распределения амплитуд колебаний ДГ оказались несоизмеримы с частотой поля и его гармониками вплоть до следующего критического поля h_{02} .

Сопоставление Фурье-разложения сигнала от осциллирующей доменной границы с ее амплитудно-частотной характеристикой (Рис.1.3.3) при $h_0 > h_{01}$ позволяет заключить, что колебания блоховской стенки сопровождаются возбуждением в ней двумерных магнонов. Как видно из сравнения, сплошной спектр Фурье-разложения (Рис.1.3.3, верхняя кривая) практически повторяет амплитуды осцилляции стенки от частоты (Рис.1.3.3, нижняя кривая). Изменение какого-либо внешнего параметра, например, поля H_x , приводившего к изменению характерных частот амплитудно-частотной характеристики, вызывало аналогичное изменение и непрерывного спектра в Фурье-разложении. Это подтверждает вывод [213] о возбуждении в стенке при ее вынужденных колебаниях изгибных волн с волновым вектором $\mathbf{k}$, перпендикулярным $\mathbf{M}$ в доменах.

Выше второго критического поля h_{02} зависимость $v_0(h_0)$ вначале становилась немонотонной. Затем она опять начинала монотонно расти, но уже не так резко, как в предыдущей области. Запись зависимости смещения $q(t)$ ДГ в этом поле (правая вставка на рис.1.3.1) показала, что ее движение носит явно выраженный хаотический характер. Такому движению ДГ соответствовал иной вид Фурье-разложения $E_0(v)$. В непрерывном спектре появились низкочастотные составляющие (ниже v_B), которые росли с полем. При этом в спектральном составе все более заметными, а затем и преобладающими, становились колебания на половинных по отношению к гармоникам поля частотах $v_n = (n + 1/2)v_B$, где $n = 0, 1, 2, \dots$ - номер гармоники (Рис.1.3.2).

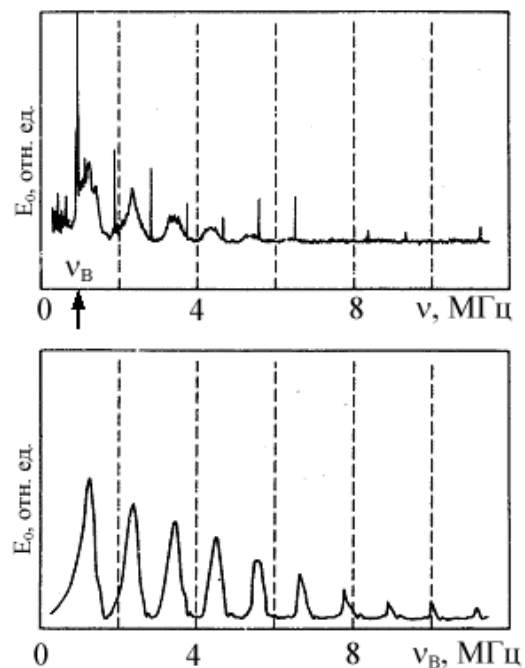


Рис.1.3.3. Фурье-разложение сигнала от вынужденных колебаний ДГ (верхняя кривая $h_0=34\text{мЭ}$, $v_B=0,94\text{МГц}$) и ее амплитудно-частотная характеристика (нижняя кривая $h_0 = 28\text{мЭ}$), $H = 28\text{Э}$

Заключение.

В работе впервые удалось получить прямые экспериментальные доказательства существования различных режимов движения доменной границы, контролируемых формированием в ней элементарных или нелинейных возбуждений намагниченности. В процессе увеличения амплитуды внешнего поля выявлено три режима движения ДГ, при смене которых происходит резкое (более чем на порядок) изменение подвижности стенки. При этом нелинейный характер поведения доменной границы обусловлен механизмами различной природы.

При первом режиме по слабой зависимости v_0 от h_0 при $h_0 < h_{01}$ и гистерезисному и нестационарному переходу (Рис.1.3.1) к колебаниям ДГ

на значительные расстояния можно заключить, что она в слабых полях осциллирует в каком-то локальном потенциальном рельефе.

Второй режим ($h_{02} > h_0 > h_{01}$) колебаний блоховской стенки характеризуется возбуждением в ней изгибных мод.

В режиме 3 ($h_0 > h_{02}$) нелинейность движения ДГ проявлялась в возникновении хаотических колебаний, характеризующихся непериодичностью зависимости $q(t)$ и изменением характеристик сплошного спектра в Фурье-разложении сигнала.

§1.4 Изгибные моды колебаний, локализованные на поляризованной доменной границе.

Как известно, доменные границы в магнетиках обуславливают появление дополнительных мод магнитных возбуждений, локализованных на этих границах. В соответствии с теорией могут существовать приповерхностные возбуждения различной физической природы [197, 218]. В случае колебаний ДГ в ИЖГ целесообразно рассматривать только низкочастотную голдстоуновскую моду: изгибные возбуждения стенки или, так называемые, винтеровские магноны. Было предсказано [197], что в легкоосных слабоанизотропных ферромагнетиках они описываются необычным асимметричным законом дисперсии:

$$\omega(k) = -c_0 k Q^{-1/2} + c_0 |k| (1 + Q^{-1})^{1/2}, \quad (1.4.1)$$

где $|k\Delta| \ll 1$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$, $\Delta^2 = A/K$, $c_0^2 = 8\pi A \gamma^2$, $Q = K/2\pi M^2$, K и A - константы анизотропии и обменного взаимодействия, соответственно, γ - гиромагнитное отношение.

В реальных магнетиках конечных размеров происходит дискретизация колебаний за счет резонансного возбуждения стоячих мод, которые описываются выражением:

$$(\mathbf{k}_+ + \mathbf{k}_-)d = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.4.2)$$

или используя (1) получим, как в [10]:

$$\omega_n = c\pi n/d = c_0(1 + Q^{-1})^{-1/2} \pi n/d, \quad (1.4.3)$$

$$(2c)^{-1} = c_+^{-1} + c_-^{-1}, \quad c_{\pm} = \omega/\mathbf{k}_{\pm}$$

где d - толщина образца вдоль оси $OX \parallel \mathbf{M}$ в центре ДГ (Рис.1.2.3); $c_{\pm}$ - фазовые скорости волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. В этом случае смещение ДГ вдоль n -ой стоячей волны, зависящее от координаты x , будет иметь необычную несинусоидальную форму:

$$\begin{aligned} q_n(x, t) &\sim \sin(\omega t - k_+ x) + \sin(\omega t - k_- x) = \\ &= 2\sin[\omega t - (\pi n x/d)(1 + Q)^{-1/2}] \cos(\pi n x/d). \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

Это выражение удовлетворяет граничным условиям

$$dq/dt + c_0 Q^{1/2} dq/dx = 0, \text{ при } x = 0, d, \quad (1.4.5)$$

которое эквивалентно свободным граничным условиям только при $Q \gg 1$.

Экспериментальное изучение стоячих волн, локализованных на доменной границе осуществлялось в области «2» ($h_{01} < h_0 < h_{02}$) (Рис.1.3.1) с использованием высокочувствительной и широкополосной установки (Рис.1.2.4).

Зависимость амплитуды скорости ДГ $v_0 = \omega_B q_0 = 2\pi \nu_B q_0$ от частоты поля $h(t)$ (Рис.1.4.1), измеренная индукционным методом, демонстрирует набор резонансных пиков, обусловленных возбуждением стоячих волн при изгибных колебаниях ДГ. Соответствующая дисперсионная кривая зависимости

частотных пиков ν_p от их номера n показана на вставке, которая качественно согласуется с теорией (1.4.3).

Экспериментальное значение $c_{exp} = 2d[\nu_p(n) - \nu_p(n-1)] \approx 100 \text{ м/с}$, полученное в данных условиях, имеет тот же порядок величины, что и рассчитанное из (1.4.3) $c_{cal} = 120 \text{ м/с}$ (для ИЖГ $Q = 0.05$, $A = 4.2 \times 10^{-7} \text{ эрг/см}$, $\gamma = 17.6 \text{ МГц/Э}$). Однако

значения ν_p зависят от величин полей $h(t)$ и H_x . В частности при уменьшении h_0 частоты ν_p возрастали. Следовательно,

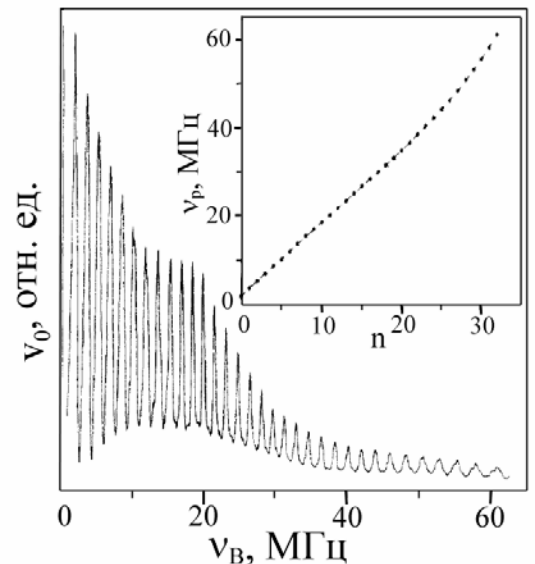


Рис.1.4.1. Зависимость амплитуды скорости ДГ от частоты поля $h(t)$ при $H_x = 28 \text{ Э}$ и $h_0 = 16 \text{ мЭ}$. На вставке приведена зависимость резонансных частот пиков от номера этих пиков.

отклонение кривой $v_p(n)$ от линейной зависимости может быть вызвано уменьшением амплитуды переменного поля на высоких частотах (выше 17 МГц). Другая причина нелинейности дисперсионной кривой может быть связана с возросшим вкладом обменной энергии [186, 218] при высоких v_B .

Стоит отметить, что в эксперименте детектировались как четные, так и нечетные изгибные моды с $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, поскольку сигнал, снимаемый с катушек, определялся интегралом:

$$I(n, t) \sim \int_0^d \frac{dq_n(x, t)}{dt} dx = \omega \int_0^d q_n(x, t) dx,$$

или, используя (1.4.4) при $Q \ll 1$, получим:

$$I(n, t) \sim \frac{2d}{\pi n Q} \sin\left(\frac{\pi n Q}{4}\right) \sin\left(\omega t - \frac{\pi n Q}{4}\right), \quad (1.4.6)$$

$$I \neq 0 \text{ при } 0 \leq n < \frac{4}{Q}.$$

Благодаря несинусоидальному характеру стоячих волн, обусловленному асимметрией спектра при $Q \ll 1$, при котором детектировалось бы довольно большое число всех мод (для ИЖГ до $n \sim 80$), можно было бы сравнить экспериментальные и теоретические значения $I(n, t)$. К сожалению, определить весь спектр $I(n)$ и получить из него доказательство его асимметрии не удалось, поскольку экспериментально можно наблюдать только ~ 35 мод. Однако доказательства такой асимметрии оказалось возможным получить в условиях возбуждения изгибных колебаний в стационарно движущейся ДГ.

Для исследования возбуждений в движущейся ДГ использовался метод «прерывистого» измерения (Рис.1.4.2). Статическое положение равновесия уединенной ДГ в образце определяется градиентом внутреннего магнитостатического поля dH/dy .

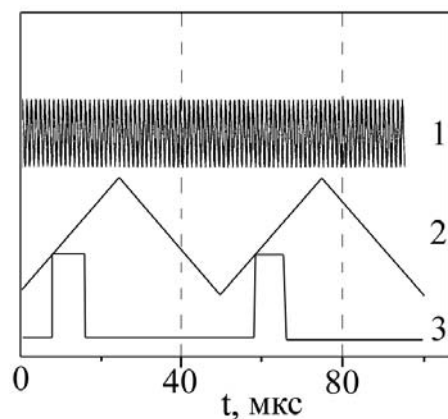


Рис.1.4.2. Иллюстрация метода «прерывистого» измерения. 1 и 2 — непрерывные сигналы высоко- и низкочастотного поля, соответственно. 3 — короткий интервал времени, в течение которого регистрируется движение доменной границы.

Его величина характеризуется коэффициентом возвращающей силы $\alpha_y = 2M(dH/dy) \approx 6 \times 10^3 \text{ г/см}^2 \text{ с}^2$, измеренным предварительно. Таким образом, движение ДГ с постоянной скоростью V было реализовано при приложении к образцу пилообразного поля H параллельного M в доменах [Рис.1.4.2(2)]. При этом скорость границы определяется выражением $V = 8MH_0/(\alpha_y T)$, где T – период пилообразного поля, H_0 – его амплитуда. Амплитуда высокочастотных колебаний q_0 стенки измерялась с использованием специально разработанной для этой цели электронной схемы, которая позволяла регистрировать сигнал $E(t)$ лишь в течение коротких промежутков времени [Рис.1.4.2(3)], синхронизированных с периодическим сигналом поля $H(t)$. Изменение знака скорости трансляционного движения ДГ осуществлялась изменением времени задержки регистрационного импульса на величину $T/2$.

Зависимости $v_0(v_B)$, измеренные при различных скоростях стенки в условиях, аналогичных тем, что были в эксперименте Рис.1.4.1, демонстрируют четкую асимметрию от скорости V . Соответствующие дисперсионные кривые $v_p(n)$ также были асимметричными $v_p(V) \neq v_p(-V)$ (Рис.1.4.3). Закон дисперсии оставался линейным, но угол наклона зависимостей $v_p(n)$ монотонно убывал с изменением скорости от $-V$ до $+V$ [Рис.1.4.3(а)]. Это также проиллюстрировано на зависимостях $v_p(V)$ для различных пиков [Рис.1.4.3(б)]. При переключении полярности стенки путем изменения знака поля H_x происходило изменение зависимости $v_p(V)$ от монотонно убывающей к монотонно возрастающей. При этом намагниченность в доменах оставалась неизменной. Другим важным свойством изгибных мод колебаний стенки было то, что с увеличением скорости трансляционного смещения стенки $|V|$ более эффективно подавлялись высокочастотные пики. Это можно видеть на зависимости ширины пика Δv на уровне 0.7 от номера пика n и на зависимости $\Delta v(V)$ для различных n (Рис.1.4.4). И эти данные демонстрируют асимметричную зависимость от V .

Данные ширины линии резонансных пиков позволяют получить информацию о параметре затухания магнонов в движущейся доменной стенке.

Установлено, что при низких скоростях это затухание приблизительно равно затуханию, полученному из измерений ФМР [19, 166, 207]. Однако при более высоких значениях $|V|$ зависимость затухания от волнового вектора приближается к закону n^2 [Рис.1.4.4(а)]. Такая дисперсия затухания, прежде всего, может быть обусловлена многомагнонными процессами рассеяния [189, 219]. Другая причина может быть связана с взаимодействием пристеночных магнонов с другими типами нелинейных возбуждений в системе спинов, локализованных в доменной границе. Число этих возбуждений тем больше, чем больше скорость доменной границы $|V|$. Их формирование и эволюция в этих же условиях были изучены в §1.6 при магнитооптической регистрации динамической структуры ДГ, как в периодическом режиме, так и с использованием однократной записи сигнала запоминающим осциллографом. Наблюдаемые асимметричные зависимости собственных частот и ширин

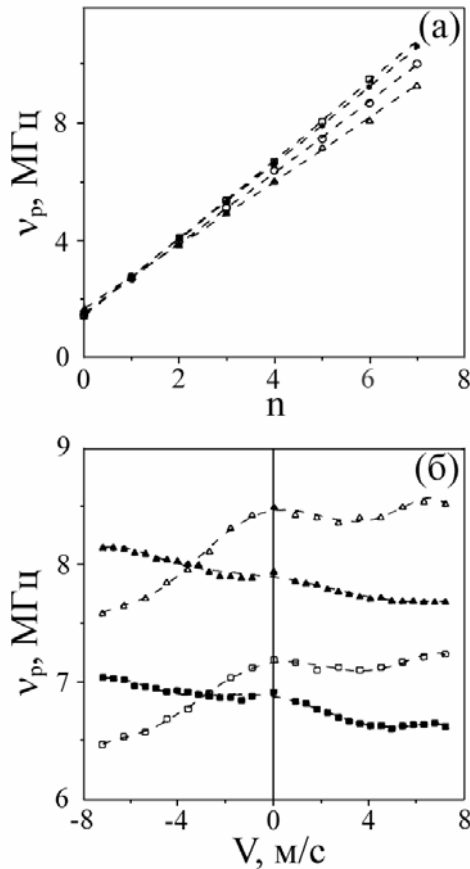


Рис.1.4.3. Зависимости частоты пиков от их номера (а), при $V = -7/2 \text{ м/с}$ ($\square$), 0 м/с ($\bullet$), 2.7 м/с ($\circ$), 7.2 м/с (Δ) и от скорости ДГ (б) при $n=4$ ($\square$), $n=5$ (Δ) и $H_x = -28 \text{ Э}$ ($\blacksquare$, $\blacktriangle$) и -28 Э ($\square$, Δ), $h_0 = 19 \text{ мЭ}$.

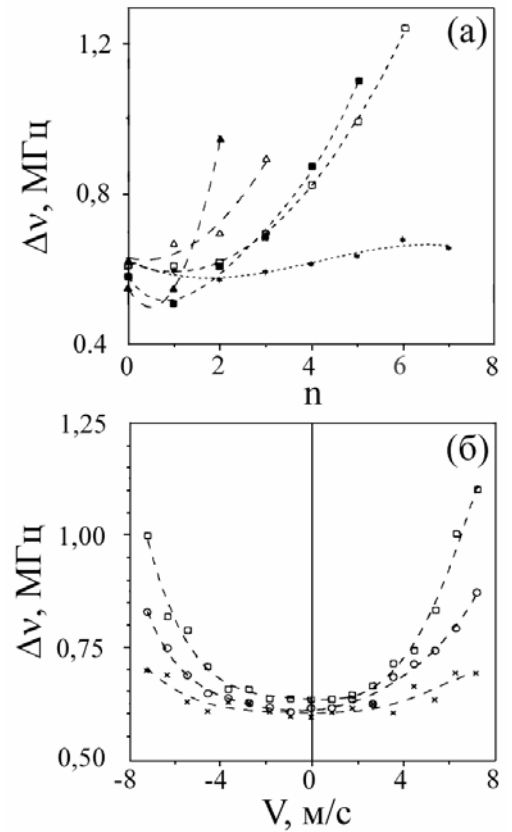


Рис.1.4.4. Зависимости ширины пиков на уровне 0.7 от их номера (а), при $V = 6/3 \text{ м/с}$ ($\blacktriangle$), -6.3 м/с (Δ), 5 м/с ($\blacksquare$), -5 м/с ($\square$), 0 м/с ($\bullet$) и от скорости ДГ (б) при $n=2$ ($\bullet$), $n=3$ ($\circ$), $n=4$ ($\square$). $H_x = 28 \text{ Э}$, $h_0 = 19 \text{ мЭ}$.

линий пиков изгибных мод колебаний (соответственно фазовой скорости и времени релаксации) от скорости противоречит теориям [196, 220], которые были развиты для высокоанизотропных ферромагнетиков с $Q \gg 1$, когда $c_+ = c_- = c_0$. Следовательно, эти эффекты однозначно связаны с асимметрией спектров (при $c_+ \neq c_-$), которые были предсказаны для стационарной стенки в слабоанизотропных ферромагнетиках. Однако такой теории для движущейся доменной границы на момент написания диссертации не было создано.

В дополнение к обнаруженному эффекту влияния движения на спектры возбуждений был обнаружен и обратный эффект влияния возбуждений ДГ на ее трансляционное движение. С использованием анализатора

спектра и синхродетектора были одновременно измерены низкочастотные и высокочастотные колебания границы (q_l и q_h), возбуждаемые полями $H(t)$ и $h(t)$, соответственно. На Рис.1.4.5 показано, что на зависимостях $v_l(v_B)$ и $v_h(v_B)$ пики резонансных частот совпадают. Величины v_l для каждого пика были пропорциональны амплитуде поля H . Фаза низкочастотного сигнала была почти постоянной при всех значениях v_B . Следовательно, поле $h(t)$ не влияет явным образом на низкочастотную подвижность стенки. В связи с этим можно заключить, что наблюдаемые на $v_l(v_B)$ пики по существу обусловлены изменением локального коэффициента возвращающей силы α_{loc} (таким образом, $\alpha = \alpha_m + \alpha_{loc}$) для стенки. Это изменение может быть обусловлено эффектом магнитного последствия, заключающемся во взаимодействии движущейся ДГ с динамическими дефектами, энергия которого зависит от

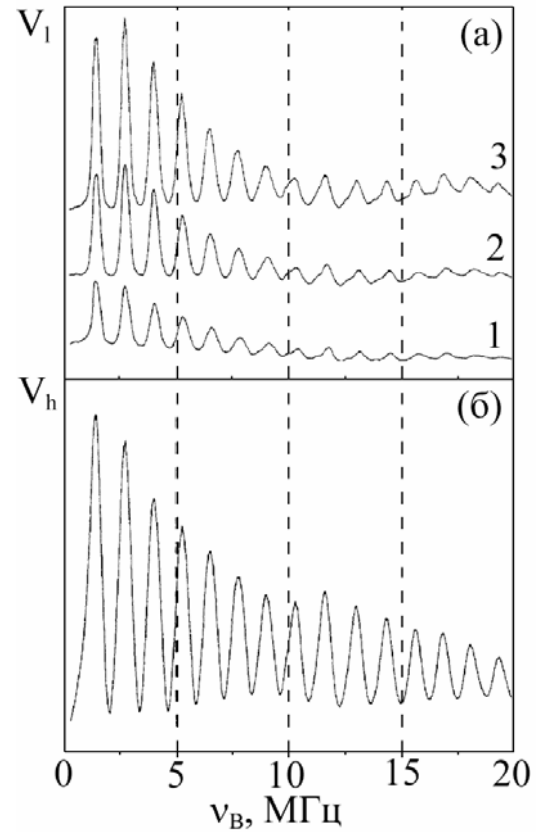


Рис.1.4.5. Зависимости амплитуды скорости низкочастотных (а) и высокочастотных (б) вынужденных колебаний ДГ от частоты при $H_x = -28$ Э и $h_0 = 15$ мЭ. Низкочастотное поле $H_0 = 14$ мЭ (1), 22 мЭ (2), 29 мЭ (3); $\Omega = 20$ кГц.

величины локальной намагниченности, которая может изменяться, например, в результате электронных переходов $\text{Fe}^{2+} \leftrightarrow \text{Fe}^{3+}$ [3]. В результате влияния такой локальной анизотропии, наведенной около стенки при ее низкочастотных колебаниях, эта стенка окажется в более глубокой потенциальной яме, чем при ее высокочастотных колебаниях в условиях резонанса. При этом стоит заметить, что лишь в случае, когда обратное время релаксации τ^{-1} этих дефектов будет того же порядка величины, что и частота ν поля $h(t)$, величина коэффициента α будет изменяться. И, как следствие, величина низкочастотного смещения $q_1 \sim H/\alpha$ также увеличится в условиях высокочастотного резонанса ν_r . Другая возможная причина может быть связана со статическими дефектами, распределенными по всему образцу, в отличие от динамических дефектов, локализованных вблизи стенки. Тогда величина α будет определяться соотношением между h и усредненным полем коэрцитивности этих дефектов.

Заключение.

Проведено детальное экспериментальное изучение двумерных магнонов в стационарной и смещающейся с постоянной скоростью монополярной блоховской стенке в области магнитных полей ($h_{02} > h_0 > h_{01}$), характеризующейся наибольшей подвижностью этой стенки. Установлено, что экспериментальное значение скорости пристеночных спиновых волн c_{exp} при малых скоростях движения ДГ имеют тот же порядок величины, что и теоретически рассчитанное c_{cal} . Обнаружен эффект влияния трансляционного движения ДГ на ее спектры возбуждений. Получены доказательства асимметрии спектров двумерных спиновых волн (при $c_+ \neq c_-$), предсказанные для стационарной стенки в слабоанизотропных ферромагнетиках. Также установлено, что при низких скоростях ДГ параметры затухания пристеночных магнонов в движущейся доменной стенке, полученные из измерений ширины линий резонансных пиков, близки к параметру затухания, полученному из измерений ФМР. Показано, что затухание растет как со скоростью ДГ, так и с

номером пика, что может быть обусловлено многомагнонными процессами рассеяния и взаимодействия элементарных возбуждений с другими типами нелинейных возбуждений в ДГ. В дополнение к обнаруженному эффекту влияния движения на спектры возбуждений был обнаружен и обратный эффект влияния возбуждений ДГ на ее трансляционное движение.

§1.5 Динамическая нестабильность и магнитное последствие при движении блоховской стенки в слабых полях.

При возбуждении доменной границы переменным магнитным полем вблизи критических полей h_{01} и h_{02} были обнаружены две области нестабильности приповерхностных спиновых волн (Рис.1.3.1). Их физическая природа различна. В этом параграфе экспериментально исследованы нелинейные эффекты при возбуждении доменной границы слабым магнитным полем ($h_0 < h_{01}$) и вблизи первого критического поля.

В области полей «1» (Рис.1.3.1), вплоть до критических значений h_{01} , амплитуда колебаний доменной границы пропорциональна амплитуде вынуждающего поля, а их частота совпадает с частотой этого поля. При этом видимых признаков нелинейности колебаний ДГ не наблюдалось, поскольку на Фурье-разложении сигнала в этой области присутствовала лишь первая гармоника (рисунки 1.3.1 и 1.3.2). Однако при некотором пороговом значении поля (~ 10 мЭ при $\nu_B = 0.94$ МГц) происходило резкое увеличение амплитуды колебаний ДГ, которое сопровождалось появлением гармоник более высокого порядка и небольших узких областей сплошного спектра. Как было показано в предыдущем параграфе и следует из сравнения Фурье-разложения сигнала от вынужденных колебаний ДГ и зависимости $\nu_0(\nu_B)$ (Рис. 1.3.3), эти области соответствуют возбуждению изгибных мод колебаний ДГ.

Переход из первой области и обратно был нестабильным и гистерезисным. Более детальные измерения зависимости $\nu_0(\nu_B)$ показали, что нестабильность характеризуется изменением числа низкочастотных резонансных пиков.

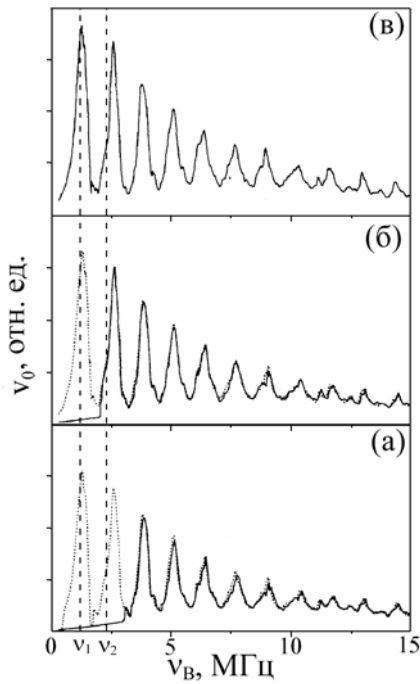


Рис.1.5.1. Зависимость скорости колебаний ДГ от частоты поля $h(t)$ при (а) $h_0 = 10.6$ мЭ, (б) 12 мЭ, (в) 13 мЭ. Сплошная линия записана при увеличении v_B , а пунктирная при уменьшении.

низкочастотных мод на зависимостях $v_0(v_B)$, проявляющиеся в слабых полях, однозначно связаны с переходом ДГ из высоко-подвижного состояния в низко-подвижное и обратно в области гистерезиса на зависимостях $v_0(h_0)$.

Характер осцилляций монополярной ДГ вблизи критического поля в локальной потенциальной яме был исследован с использованием повторяющихся цугов (радиоимпульсов) поля $h(t)$ и цифрового запоминающего осциллографа, что позволило регистрировать нестабильности поведения ДГ в режиме реального времени. На рисунке 1.5.3 показан отклик доменной границы на радиоимпульс. Видно, что резкое увеличение

Кривые на Рис.1.5.1, записанные при увеличении (сплошные линии) и уменьшении (пунктирные линии) частоты поля, демонстрируют гистерезисное поведение ДГ. На Рис.1.5.2 приведены гистерезисные зависимости $v_0(h_0)$, подобные приведенным на Рис.1.3.1, но измеренные при разных частотах ($v_1 = 1.2$ МГц и $v_2 = 2.3$ МГц). Эти зависимости находятся в хорошем согласии с зависимостями $v_0(v_B)$ [вертикальные пунктирные линии на Рис.1.5.1 соответствуют зависимостям (а) и (б) на Рис.1.5.2, а пунктирные линии на Рис.1.5.2 соответствуют зависимостям (а), (б) и (в) на Рис.1.5.1]. Таким образом, свойства

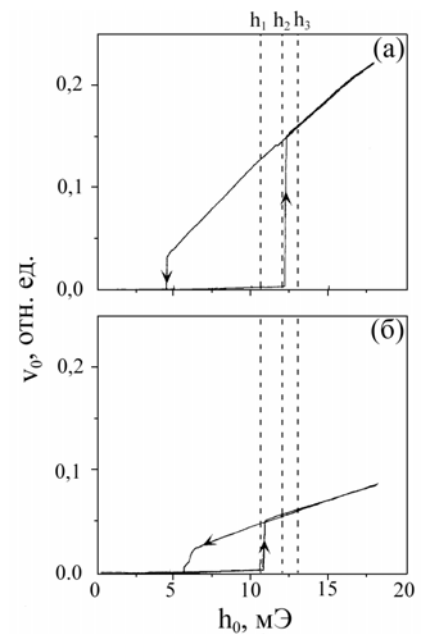


Рис.1.5.2. Зависимость скорости колебаний ДГ от амплитуды поля $h(t)$ при (а) $v_1 = 1.2$ МГц, (б) $v_2 = 2.3$ МГц. Поля h_1 , h_2 и h_3 помеченные пунктиром, соответствуют зависимостям (а)-(в) на Рис. 1.5.1. Частоты v_1 и v_2 помечены также на Рис.1.5.1

амплитуды колебаний происходит не сразу после приложения цуга, а с некоторой задержкой t_0 . Это время задержки является случайной величиной, среднее значение t_{0A} которой убывает с увеличением амплитуды поля h_0 и зависит от отношения периода радиоимпульсов к их длительности T/τ . При

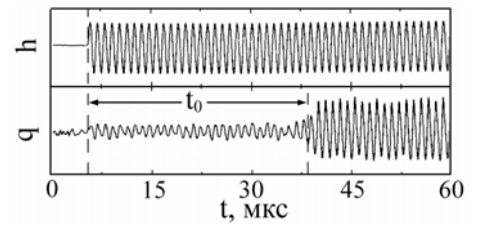


Рис.1.5.3. Однократные сигналы приложенного цуга поля $h(t)$ и отклика $q(t)$ на него доменной границы.

постоянном значении T/τ время задержки увеличивается с увеличением T . Таким образом, обнаруженная нестабильность зависит от времени между цугами поля, в течение которого ДГ находится в положении равновесия. Это значит, что в течение этого времени происходит стабилизация потенциальной ямы, формируемой около ДГ динамическими дефектами. Этот вывод подтверждается экспериментом по резкому смещению ДГ в новое положение равновесия приложением дополнительно к периодически повторяющимся цугам ступеньки поля. В этом случае величина t_{0A} резко падает практически до нуля сразу после смещения ДГ в новое положение равновесия и увеличивается до своего прежнего состояния лишь после некоторого интервала времени, не превышающего одной секунды.

Как и в случае приложения непрерывного поля $h(t)$ (Рис.1.5.1) нестабильность первых мод колебаний в значительной мере зависит от частоты поля. Однако критическая частота ν_{cr} переключения колебаний ДГ из низкоамплитудного режима в высокоамплитудный также зависит от времени нахождения в невозбужденном состоянии. На Рис.1.5.4. представлена зависимость $\nu_0(\nu_B)$ при различных значениях отношения T/τ . Видно, что при малых значениях T/τ зависимость $\nu_0(\nu_B)$

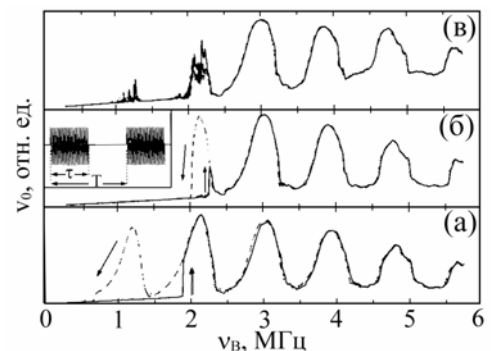


Рис.1.5.4. Амплитудно-частотные характеристики осцилляций ДГ при различных значениях скважности T/τ . $T/\tau = 2$ (а), 4 (б), 18 (в). Длительность импульса сохранялась постоянной $\tau = 1$ мс.

[Рис.1.5.4(а)] не отличается от зависимости при приложении непрерывного поля [Рис.1.5.1(б)], однако, с увеличением времени покоя ($T-\tau$) ДГ происходит увеличение v_{cr} [Рис.1.5.4(б)]. Как и в предыдущем эксперименте (Рис.1.5.3), смещение стенки из положения равновесия дополнительной ступенькой поля приводит к появлению более низкочастотных нестабильных мод, аналогичных тем, которые наблюдаются при непрерывном воздействии поля $h(t)$. Однако через некоторый интервал времени $\Delta t < 1$ с ДГ возвращается к первоначальному режиму колебаний. При увеличении интервала $(T-\tau) > 10$ мс с некоторой вероятностью низкочастотные моды колебаний вновь обнаруживаются, хотя их амплитуды остаются нестабильными [Рис.1.5.4(в)]. Этот эффект вероятно связан с тем, что время нахождения ДГ в невозбужденном состоянии достигает времени формирования и стабилизации неоднородной потенциальной ямы.

Для более точного определения характерного времени исследуемых процессов был применен так называемый метод «нестационарного увеличения проницаемости», примененный ранее для изучения пиннинга доменных границ в тороидальных металлических ферромагнитных образцах [13]. В этом случае к образцу вдоль намагниченности в доменах прикладывались два поля: непрерывное переменное $h(t)$ и однократное импульсное H_{pal} [Рис.1.5.5(г)]. При этом зависимость $q_0(t)$, приведенная на Рис.1.5.5(а)-(в), регистрировалась лишь на селективной частоте ν_B и, следовательно, смещение границы, обусловленное импульсным полем, на графиках никак не проявлялось. Видно, что сигнал $q_0(t)$

резко возрастает на фронтах импульса, а затем относительно медленно ниспадает. При малых величинах амплитуды поля $h(t)$ на однократных зависимостях $q_0(t)$ наблюдались лишь острые пики в моменты переключения поля H_{pal} [Рис.1.5.5(а)], а при увеличении h_0 интервал времени, в течение которого происходили высокоамплитудные,

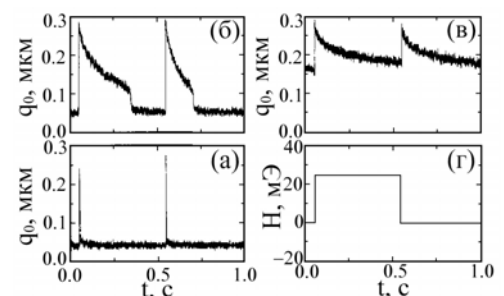


Рис.1.5.5. Влияние смещения ДГ импульсным полем (г) на амплитуду ее колебаний при различных амплитудах переменного поля $h_0 = 11$ мЭ (а), 14 мЭ (б) и 16 мЭ (в).

но убывающие, колебания ДГ, возрастал [Рис.1.5.5(б), (в)]. Быстрое уменьшение сигнала в течение действия импульса [после ~ 0.3 с после приложения импульса на Рис.1.5.5(б)] было связано с переходом ДГ в режим низкоамплитудных колебаний. Этот переход был обратным тому, что показан на Рис.1.5.3, и также нестабильным. Проведенные эксперименты убедительно показывают, что доменная граница «разбивает» (Рис.1.5.3) или, наоборот, формирует и стабилизирует около себя локальную потенциальную яму (Рис.1.5.5). Полученное из зависимостей $q_0(t)$ значение постоянной времени релаксации колебаний ДГ составляет ~ 50 мс. Это значение является приблизительным, поскольку, как правило, зависимость $q_0(t)$ не является экспоненциальной. Однако оно того же порядка величины, что и время, необходимое для перехода ДГ из низкоамплитудной области ее колебаний в высокоамплитудную. Для v_B и h_0 , заданных в эксперименте на Рис.1.5.3, эта величина равна ~ 25 мс. Таким образом, можно заключить, что в области «1» ДГ движется в потенциальном рельефе динамических дефектов, времена релаксации которых составляют несколько десятков миллисекунд.

Проведенные эксперименты [Рис.1.5.1- 1.5.5] демонстрируют сильное влияние наведенной локальной анизотропии на высокочастотные изгибные колебания поляризованной доменной границы.

Для изучения влияния этой анизотропии на трансляционное движение ДГ к образцу было приложено низкочастотное пилообразное поле $H \parallel M$.

Зависимости скорости ДГ от времени $V(t)$, полученные в результате действия цуга пилообразного поля, отчетливо демонстрируют осцилляции V в моменты времени, когда ДГ пересекает ее исходное равновесное положение (Рис.1.5.6). Амплитуда и число осцилляций убывали с увеличением времени задержки t_0

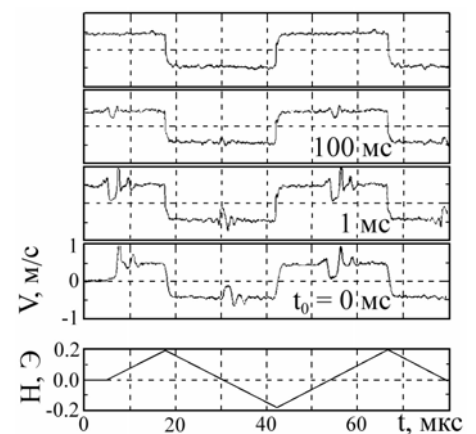


Рис.1.5.6. Зависимость скорости движения ДГ от времени при различных значениях времени задержки t_0 от начала цуга пилообразного поля. Верхняя кривая записана при непрерывном действии этого поля.

после начала действия поля в цуге, а также при увеличении амплитуды поля $\mathbf{H}$. В случае действия непрерывного поля $\mathbf{H}$ (что эквивалентно бесконечно большой величине t_0) эти осцилляции были полностью подавлены (верхняя кривая на Рис.1.5.6). Это указывает на то, что и в этом случае наблюдаемые осцилляции $V(t)$ обусловлены взаимодействием движущейся ДГ с локальной потенциальной ямой, которая индуцируется и стабилизируется самой стенкой в интервалах между цугами, когда она неподвижна. Как и в случае приложения переменного поля $h(t)$, подтверждением этому служит быстрое смещение ДГ в новое положение равновесия дополнительной ступенькой поля, что приводит к полному исчезновению осцилляций V в сигнале от цуга пилообразного поля, демонстрируя отсутствие локальной потенциальной ямы в новом месте образца. Однако после остановки ДГ в этом месте в течение ~ 50 мс осцилляции, а значит и новая локальная потенциальная яма появлялась вновь. Важно подчеркнуть, что ДГ во всех этих экспериментах из образца не выходила, что контролировалось визуально с помощью поляризационного микроскопа.

На Рис.1.5.7 представлены частные петли гистерезиса $q(H)$, построенные на основе зависимостей $H(t)$ и $V(t)$ на Рис.1.5.6. Зависимости $q(t)$ были получены численным интегрированием данных $V(t)$. При небольшом времени задержки t_0 петля $q(H)$ подобна хорошо известной петле перминвара с перетяжкой в области полей около нуля [221]. С увеличением t_0 петля приобретает обычный вид, без каких-либо особенностей. Из полученных петель гистерезиса можно вычислить эффективное поле взаимодействия

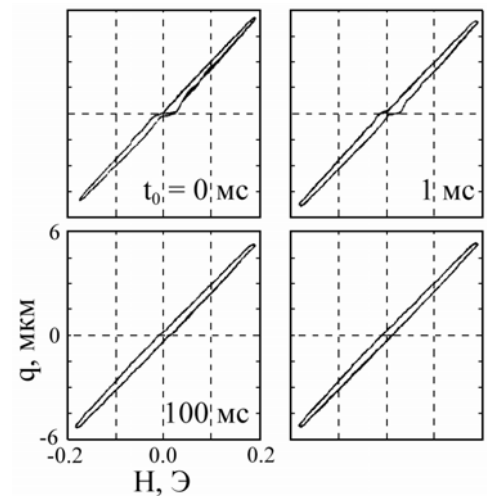


Рис.1.5.7. Петли гистерезиса зависимостей смещения ДГ от величины приложенного поля, полученные из данных Рис.1.5.6. Правая нижняя кривая получена для непрерывного поля $H(t)$.

ДГ с дефектами H_{ef} и локальную потенциальную яму $\Delta W(y) = 2M \int H_{ef}(q) dq$. Используя, например, верхние ветви петель гистерезиса, поля H_{ef} для различных значений t_0 были получены путем вычитания зависимости $H(q)$,

полученной при приложении непрерывного пилообразного поля, из таких же зависимостей, полученных при приложении цуга этого поля (Рис.1.5.8).

На Рис.1.5.9 приведены зависимости $\Delta W(y)$, вычисленные после численного интегрирования зависимостей $H_{ef}(q)$ для трех различных значений задержки t_0 . Кривые $\Delta W(y)$, рассчитанные для различных значений t_0 , имеют форму асимметричной потенциальной ямы. В действительности эти кривые не являются профилями «истинных» потенциальных ям, сформированных динамическими дефектами, они - результат взаимодействия между движущейся доменной границей и дефектами.

Для изучения возбуждения изгибных мод в экспериментах с трансляционно движущейся ДГ к образцу было приложено одновременно небольшое высокочастотное поле ($h_0 < h_{01}$, $\nu_B = 1.02 \text{ МГц}$) и низкочастотное ($\Omega = 5 \text{ кГц}$) пилообразное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$. На спектрах Фурье-разложения, соответствующих различным значениям V (Рис.1.5.10), видно появление тех же изгибных мод при превышении границей некоторой пороговой скорости $V_t = 0,5 \text{ м/с}$ (эта величина зависит от величины h_0). С другой стороны, в этих же условиях была обнаружена тонкая структура из множества гармоник. Можно видеть большое число пиков на частотах $\nu_c = n\nu_B \pm m\Omega$ ($n, m = 1, 2, 3, \dots$), пример которых приведен вблизи первого пика на Рис.1.5.11.

В этих экспериментах граница смещалась низкочастотным полем на достаточно большие расстояния. Следовательно, можно заключить, что

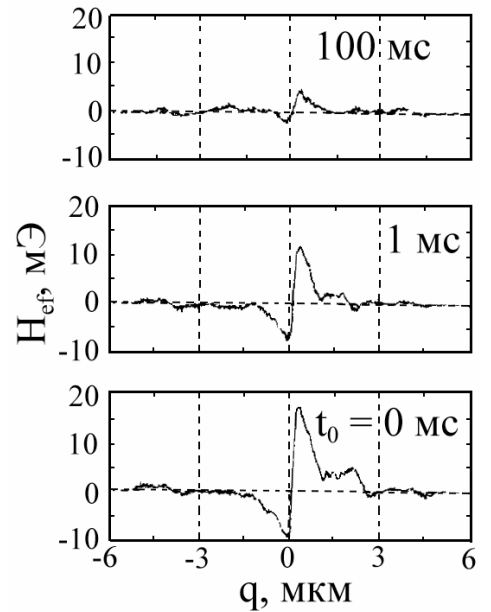


Рис.1.5.8. Эффективное поле взаимодействия ДГ с дефектами в зависимости от ее смещения при различных t_0 .

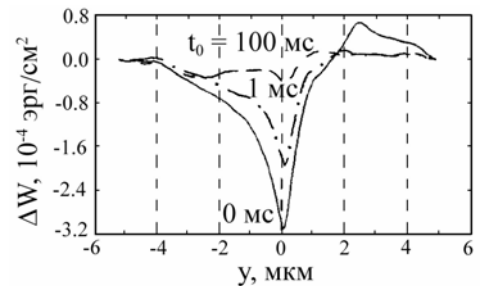


Рис.1.5.9. Профили эффективной энергии отдельной доменной границы, вычисленные после численного интегрирования зависимостей $H_{ef}(q)$ на Рис.1.5.8

пороговое возбуждение изгибных мод не может быть объяснено взаимодействием ДГ со статическими дефектами. Наиболее вероятной причиной является ее взаимодействие с перемещающейся вместе с ней локальной потенциальной ямой, которая размывается с увеличением скорости поступательного движения.

Таким образом, распределение M в движущейся и покоящейся ДГ различны. Эффект влияния структуры ДГ на ее взаимодействие с динамическими дефектами особенно четко проявлялся на зависимостях $V(t)$ при больших амплитудах пилообразного поля H , когда наблюдаемые в слабых полях осцилляции полностью подавлялись. Следовательно, для определения наименее искаженного профиля энергии потенциальной ямы надо брать кривые, полученные при самом слабом поле. В этом случае наблюдаемая частота осцилляций равна ~ 0.4 МГц, что существенно меньше наименьшей наблюдаемой резонансной моды поляризованной ДГ ~ 1.2 МГц (Рис.1.5.1 и 1.5.4). Отсюда можно заключить, что наблюдаемые в этих условиях амплитуда и временной интервал осцилляций определяется в основном параметрами «истинной» ямы - ее глубиной и пространственной шириной, а также шириной ДГ. Однако форма профиля энергии зависит от направления движения ДГ. Это может быть обусловлено асимметричной структурой 180-градусной доменной стенки в ИЖГ, состоящей из двух субстенок – 71° и 109°

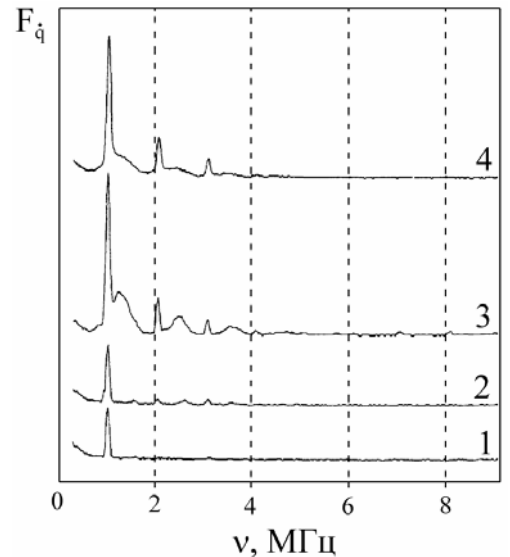


Рис.1.5.10. Фурье-разложения осцилляций ДГ, обусловленные одновременным действием полей высокочастотного ($h_0=7$ мЭ, $\nu=1.02$ МГц) и низкочастотного H ($\Omega=5$ кГц), смещающего границу со скоростью (1) $V=0$ м/с, (2) 0.16 м/с, (3) 0.5 м/с, (4) 1.44 м/с. $H_x=28$ Э.

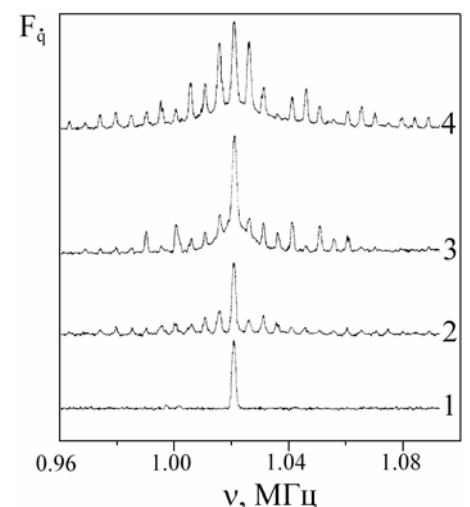


Рис.1.5.11 Тонкая структура первой гармоники на Рис.1.5.10

[111]. Тогда изменение направления движения ДГ на противоположное будет эквивалентно взаимозаменяемости субстенок $109^\circ \leftrightarrow 71^\circ$. Следовательно, такая асимметрия статической стенки может давать вклад как в асимметрию формы потенциальной ямы, так и в ее изменение при реверсировании направления движения ДГ. Динамические изменения кривой $\Delta W(y)$ при различных задержках являются результатом «размазывания» потенциальной ямы периодически движущейся ДГ. Эта яма почти исчезает при $t_0 = 100\text{мс}$, тогда как при малых t_0 эти изменения незначительны (Рис.1.5.9). Как было показано в условиях возбуждения ДГ полем $h(t)$, оценочное время релаксации ямы составляет $\sim 50\text{мс}$. Что хорошо согласуется с временем исчезновения ямы $\sim 100\text{мс}$. Пространственная ширина потенциальной ямы может быть оценена из данных на Рис.1.5.8, как расстояние между положительным и отрицательным пиками $l \approx 0.3\text{мкм}$. Важно отметить, что магнитостатический коэффициент возвращающей силы dH/du (рассчитанный из Рис.1.5.7 для непрерывного поля) примерно в 2.5 раза меньше такого же коэффициента в потенциальной яме (рассчитанный из Рис.1.5.7 для цуга). А пороговое значение внешнего поля, необходимое для выталкивания ДГ из потенциальной ямы, определяется амплитудой пиков на Рис.1.5.8 ($\sim 10\text{мЭ}$). В поле h_{01} происходит отрыв стенки от закрепляющих центров и ее движение тогда определяется в основном магнитостатической потенциальной ямой, хотя и модулированной полем дефектов, что, по-видимому, приводит к возбуждению кратных гармоник в спектре колебаний ДГ.

Заключение.

Экспериментально изучено поведение уединенной монополярной доменной границы в образцах ИЖГ в условиях действия слабого магнитного поля. Развит метод непосредственной регистрации профиля энергии взаимодействия ДГ с динамическими дефектами в кристалле. Обнаружены и исследованы различные проявления взаимодействия движущейся доменной границы с потенциальной ямой, формирующейся и стабилизирующейся около этой ДГ, когда она

неподвижна. Обнаруженный эффект неустойчивости изгибных мод колебаний подобен тому, что был предсказан в работе Джанака [187]. Установлено, что движущаяся доменная граница «размазывает» потенциальную яму. Времена релаксации ямы как при формировании, так и при ее разрушении составляют порядка $(25 \div 50)$ мс, а ее пространственный статический размер - порядка ширины ДГ ~ 0.3 мкм. Показано, что обнаруженные взаимодействия проявляются лишь в монополярной ДГ. В условиях возбуждения ДГ более высоким полем эффект не наблюдается, что связано с нелинейными процессами параметрического возбуждения пристеночных магнонов, которые можно объяснить подобно тому, как это объясняется для экспериментов по возбуждению спиновых волн в объемных кристаллах [222]. Однако для описания наблюдаемых эффектов необходимо построение нелинейной теории спин-волновой неустойчивости и хаоса в доменной границе.

§1.6 Прямое экспериментальное изучение нелинейных возбуждений в ДГ.

Еще одна область неустойчивости колебаний ДГ обнаружена при переходе из области «2» (Рис.1.3.1), где наблюдались пристеночные магноны, в область «3» с более сложным спектром возбуждений. При этом в высоких полях подвижность стенки резко уменьшалась. Эта неустойчивость характеризовалась изменением режима колебаний стенки от периодического к хаотическому [Рис.1.6.1(а)]. В Фурье-разложении появляются большие непрерывные области спектра вместе с шумом дискретных гармоник на частотах $\nu_n = (n+1/2)\nu_B$ [Рис.1.6.1(б)]. Используя сигнал регистрирующих катушек, пропорциональный dq/dt , и результат его численного интегрирования были построены траектории ДГ в фазовом пространстве dq/dt от q . На Рис.1.6.1(в) четко видна бифуркация от периодического фазового портрета к хаотическому, подобному хаотическому странному аттрактору.

Очевидно, что переход к хаотическому режиму должен сопровождаться динамическим преобразованием системы спинов, локализованных в доменной

границе. Прямое экспериментальное изучение структуры ДГ и процессов ее преобразования в магнитных полях было осуществлено с использованием методики МО регистрации.

Осцилляции доменных границ, вызванные однородным переменным полем $h(t)$, параллельном $\mathbf{M}$ в доменах, регистрировались фотоумножителем как изменение интенсивности света, проходящего через область образца, которая содержала половину ширины изображения ДГ и часть одного из смежных доменов, как это схематично показано на вставке к Рис.1.6.2. Измерения зависимости амплитуды колебаний ДГ q_0 от частоты ν_B осуществлялись анализатором спектра. При этом q_0 не превышала половины ширины ДГ. Так же, как и при использовании индукционной методики, был получен набор почти эквидистантных резонансных пиков от стоячих волн с вектором $\mathbf{k}$, перпендикулярным $\mathbf{M}$ в центре границы. В этом эксперименте также наблюдались нелинейные эффекты смещения и подавления пиков как при малых полях, так и при больших. Отчетливо видно, что с увеличением амплитуды поля кроме смещения и подавления резонансных пиков появляется непрерывная область спектра, соответствующая переходу к хаотическому режиму движения ДГ (Рис.1.6.1). Такое

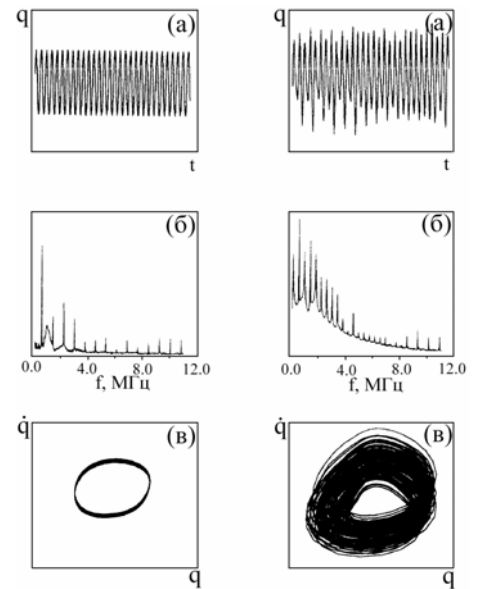


Рис.1.6.1. Зависимости от времени (а), Фурье-разложения (б) и фазовые портреты (в) осцилляций ДГ, обусловленные действием поля $h_0 = 45 \text{ мЭ}$ (левые графики) и $h_0 = 0.3 \text{ Т}$ (правые графики). $\nu_B = 0.79 \text{ МГц}$, $H_x = 28 \text{ Э}$.

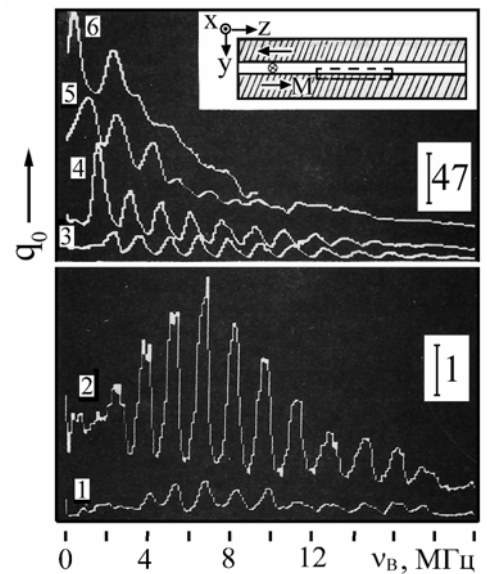


Рис.1.6.2. Амплитудно-частотные зависимости колебаний ДГ при различных значениях амплитуды поля $h(t)$: $h_0 = 0.25 \text{ мЭ}$ (кривая 1), 0.5 мЭ (2), 5 мЭ (3), 12.5 мЭ (4), 50 мЭ (5) и 63 мЭ (6). $H_x = 28 \text{ Э}$. На вставке схематично показана область фотометрирования.

изменение характера колебаний ДГ происходило одновременно с уменьшением ее подвижности $\mu = dv/dh$.

Регистрация в этой области переменных полей МО сигнала от ДГ, расположенной по центру участка фотометрирования, позволила выявить появление импульсов интенсивности излучения, соответствующих прохождению вдоль границы через этот участок возбуждений намагниченности. Необходимо отметить, что в областях «1» и «2» (Рис.1.3.1) таких изменений МО сигнала не наблюдалось.

При однократном фотометрировании такой хаотически движущейся ДГ регистрировались как последовательность всплесков магнитооптического сигнала, так и одиночные импульсы. Характеристики и плотность наблюдаемых импульсов МО сигнала зависели от параметров приложенных полей. Пример такого одиночного сигнала приведен на Рис.1.6.3(а). Обнаруженное локальное возбужденное состояние ДГ отвечает зарождению и движению вдоль стенки нелинейной волны солитонного типа [172], которая после резкого выключения поля преобразовывалась либо в зародыши субдоменов с размерами от 5 до 10 мкм, либо в пару БЛ, ограничивающих субдомен [Рис.1.6.3(б)]. При $h_0 < h_{02}$ зарегистрировать зародыши субдоменов не удавалось.

Как показано в §1.4, собственные частоты (Рис.1.4.3) и ширины пиков (Рис.1.4.4) изгибных мод зависят как от величины скорости V , так и от ее направления, а изменение поляризации стенки, вызванное изменением знака поля H_x , ведет к инверсии обнаруженного эффекта асимметрии (Рис.1.4.3). Очевидно, что эти нелинейные процессы обусловлены взаимодействием пристеночных магнонов с элементарными и нелинейными возбуждениями трансляционно движущейся доменной

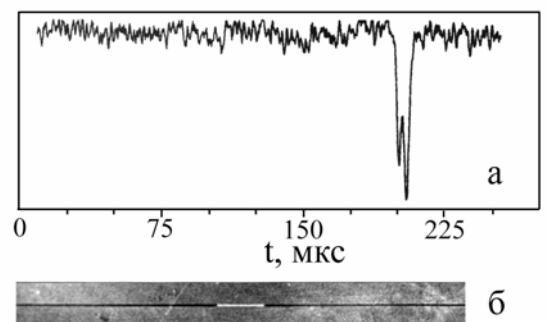


Рис.1.6.3. Однократная осциллограмма МО сигнала (а), записанная при приложении поля $h(t)$ и МО микрофотография пары БЛ (б), сформировавшейся в ДГ после выключения поля. $h_0 = 50 \text{ мЭ}$, $\nu_B = 1.2 \text{ МГц}$; $H_x = 28 \text{ Э}$.

границы, которые могут формироваться как за счет параметрического возбуждения спиновых волн в движущейся с большой скоростью доменной границе [157, 212], так и за счет ее взаимодействия с локальными дефектами [211].

С целью изучения преобразования структуры стационарно движущейся ДГ в зависимости от ее скорости измерялась динамическая интенсивность магнитооптического сигнала от ДГ, соответствующая среднему значению перпендикулярной к поверхности образца

компоненты магнитного момента M_x внутри этой ДГ, при ее движении в цуге пилообразного поля [Рис.1.6.4(1)]. Ширина участка фотометрирования, задаваемая микрометрической щелью, была того же порядка величины, что и ширина изображения ДГ (Рис.1.2.3). В начальный момент ДГ располагалась в центре участка фотометрирования так, что МО сигнал был максимальным. Когда поле H в течение первой четверти периода увеличивалось (Рис.1.6.4), стенка выходила за пределы щели и сигнал $I(t)$ уменьшался до минимального уровня, определяемого намагниченностью в доменах [Рис.1.6.4(2)]. При обратном движении ДГ через щель, когда поле H уменьшалось, сигнал возрастал, достигал максимума и затем опять убывал до низкого уровня определяемого вектором M в другом домене. Разница уровней сигнала от соседних доменов обусловлена неточным совпадением направления падающего света с нормалью к поверхности образца. Величина пиков МО сигналов $I(t)$, полученная при различных амплитудах пилообразного поля [Рис.1.6.4(3)-(4)], пропорциональна динамической компоненте намагниченности M_x в ДГ при различных скоростях V . Четко видно, что при малых скоростях V пики при прямом и обратном смещении ДГ почти

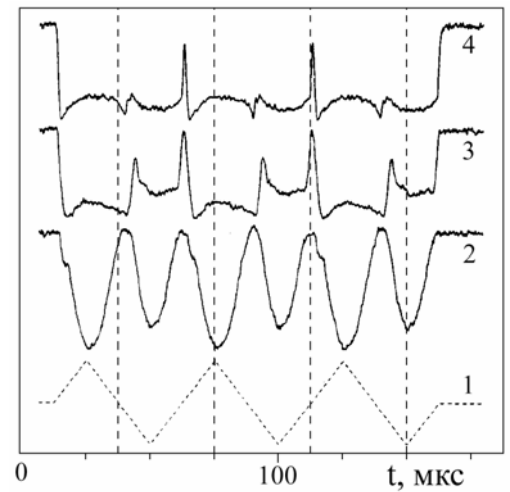


Рис.1.6.4. Зависимости МО сигнала от ДГ (кривые 2-4) при ее трансляционном движении через участок фотометрирования под действием цуга поля (кривая 1.) при различных значениях амплитуды поля $H(t)$: $H_0 = 0.16\text{Э}$ ($V = 0.5\text{м/с}$) (2); 0.43Э (1.4м/с) (3); 1.13Э (4), $H_x = 28\text{Э}$.

идентичны. При более высоких скоростях один из них становится меньше другого и затем при некотором критическом значении скорости меньший пик подавляется совсем. Тем не менее, раз существует переходная область между уровнями сигналов от соседних доменов, то существует и доменная стенка. Подобное асимметричное поведение наблюдалось также в экспериментах со смещенным участком фотометрирования в положении максимального отклонения ДГ от ее равновесного состояния.

Тип асимметрии преобразования доменной структуры при трансляционном движении границы в общем случае зависит от ее поляризации, также как и в случае асимметрии спектров возбуждения. Изменение поляризации ДГ постоянным полем H_x на противоположную приводило к взаимозаменяемости низко- и высокоамплитудных пиков на зависимостях $I(t)$ (Рис.1.6.5). Сигналы в начальный момент времени $t = 0$ на кривых $I(t)$ имеют обратные знаки, поскольку цвет изображения в результате изменения поляризации стенки менялся от светлого к темному (при фиксированном угле между поляризатором и анализатором). Данные результаты показывают, что и в этом случае динамическая структура доменной стенки является асимметричной функцией ее скорости V . А именно, значения M_x в стенке, движущейся в противоположных направлениях с той же скоростью, существенно отличаются.

Наблюдаемое подавление усредненной намагниченности в движущейся с постоянной скоростью доменной границе также свидетельствует о динамическом преобразовании ее структуры за счет генерирования элементарных и нелинейных возбуждений. Поведение трансляционных мод колебаний ДГ, так же как и изгибных, носит асимметричный характер, который в

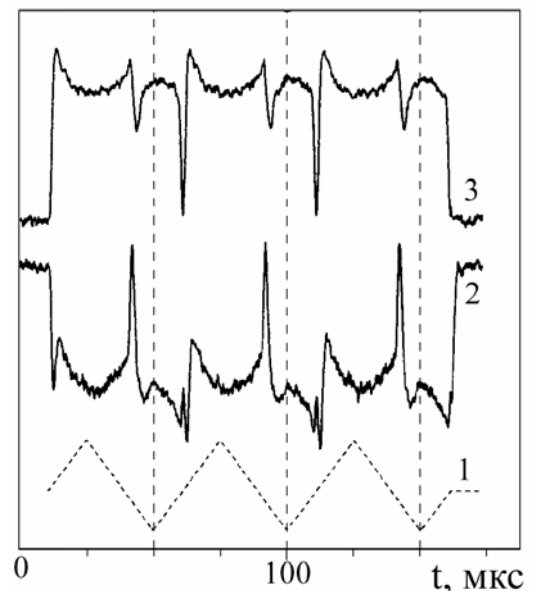


Рис.1.6.5. Динамические МО сигналы от ДГ с противоположной поляризацией, создаваемой полем $H_x = -28 \text{ Э}$ (кривая 2) и $+28 \text{ Э}$ (3). Амплитуда поля $H_0 = 1.13 \text{ Э}$ (1).

обоих случаях определяется поляризацией ДГ. Первой наиболее вероятной причиной этих свойств ДГ является предсказанная в [197,218] асимметрия закона дисперсии элементарных возбуждений в стенке: $\omega(+\mathbf{k}) \neq \omega(-\mathbf{k})$ при $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_x$, $\omega = 2\pi\nu$ - частота магнонов, $\mathbf{k}$ - их волновой вектор. В соответствии с теорией такая асимметрия становится решающей в слабоанизотропных магнетиках, каковым является ИЖГ. Другой причиной может являться специфическая 180-градусная доменная стенка, состоящая из двух субстенок - 71° и 109° [3,111]. Если их подвижности отличаются, то общая 180° -ная стенка будет демонстрировать асимметричное поведение в зависимости от знака скорости. При этом инверсия поляризации стенки ведет к взаимозаменяемости 71° и 109° субстенок [111]. Это свойство ДГ в ИЖГ должно вести к инверсии эффекта асимметрии, что и наблюдается в проведенных экспериментах.

Заключение.

Проведено экспериментальное изучение динамических свойств уединенной монополярной доменной границы в монокристалле ИЖГ в состоянии ее сильного возбуждения. С использованием как индукционной, так и магнитооптической методики установлено, что элементарными актами перемагничивания изначально монополярной ДГ при приложении достаточно больших внешних полей являются сугубо нелинейные процессы зарождения и эволюции в такой ДГ динамических и топологических солитонов - блоховских линий. Установлено, что в условиях действия переменных магнитных полей в монополярной доменной границе в широком диапазоне частот возбуждаются пристеночные магноны, которые при превышении амплитудой внешнего поля $h(t)$ критического значения $h_{02}(\nu)$ трансформируются в уединенные нелинейные волны. Такие нелинейные процессы преобразования структуры ДГ обуславливают ее переход к хаотическому режиму колебаний. Показано, что поведение трансляционных мод, так же как и изгибных, носит асимметричный характер. В обоих случаях он определяется поляризацией ДГ.

Выводы к главе 1

1. Разработана комбинированная индукционно-магнитооптическая методика прецизионной регистрации смещения 180-градусных границ и элементов их структуры. Впервые реализованы условия для создания уединенной одномерной ДГ в ИЖГ и исследования ее динамических свойств.
2. Экспериментально изучены вынужденные колебания 180-градусной блоховской стенки в монокристалле иттриевого феррограната. Показано, что существует три характерных режима колебаний ДГ с двумя типами переходных неустойчивых областей между ними.
3. Установлено, что при увеличении внешней накачки первая переходная область обусловлена переходом ДГ из режима линейных периодических колебаний с низкой подвижностью в слабых полях в режим слабых негармонических осцилляций с высокой подвижностью, характеризующийся возбуждением стоячих изгибных мод колебаний.
4. Показано, что вторая область нестабильного движения ДГ связана с переходом в режим ее хаотического движения с низкой подвижностью в самых высоких полях.
5. Показано, что в области самых слабых полей поведение движущейся ДГ определяется нелинейными процессами ее взаимодействия с локальной потенциальной ямой, формируемой динамическими дефектами, ответственными за эффект магнитного последействия.
6. Определены время релаксации ($20\text{мс} \div 50\text{мс}$) распада-формирования динамических дефектов, локализованных на доменной границе, и характерный размер потенциальной ямы для ДГ на этих дефектах ($\sim 0.3\text{мкм}$).
7. Экспериментально изучено взаимодействие изгибных и трансляционных мод колебаний ДГ, установлено, что спектры элементарных и нелинейных возбуждений ДГ зависят от скорости ее стационарного движения.
8. Обнаружена не предсказывавшаяся ранее асимметрия зависимости собственных частот и ширины резонансных линий от скорости трансляционного движения.

9. Показано, что при хаотическом режиме колебаний ДГ в ней формируются уединенные динамические нелинейные возбуждения солитонного типа и топологические солитоны - блоховские линии.

ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ОТ СОСТОЯНИЯ ЕЕ СТРУКТУРЫ.

Введение

Непосредственное исследование нелинейных явлений в квазидвумерной системе спинов, локализованных в монополярной ДГ, оказалось возможно осуществить на монокристаллах многоосного иттриево-железистого граната. Удалось показать, что в этих кристаллах, принадлежащих к обширному классу магнитоупорядоченных веществ с $K \ll 2\pi M^2$, в 180-градусной ДГ в зависимости от уровня возбуждения переменным магнитным полем происходит генерирование и эволюция пристеночных магнонов, уединенных нелинейных волн и блоховских линий. Последние являются обязательным элементом структуры основного состояния. В таких материалах минимум свободной энергии образца, не подверженного внешним воздействиям, достигается в том случае, когда ДГ под влиянием поверхностных магнитных зарядов разбивается на субдомены, разделенные вертикальными БЛ. Для описания динамических свойств таких двумерных ДГ в этих материалах существующие теории [3, 4, 6, 82] оказались неприменимы. Так, в [15, 167] было обнаружено, что между измеренными значениями подвижности μ и эффективной массы m доменной границы в ИЖГ и вычисленными на основе решения уравнений Ландау-Лифшица для одномерной ДГ [2, 171] имеются значительные расхождения - на два, три порядка величины. Выяснение причин столь разительных несоответствий крайне необходимо для решения ряда фундаментальных проблем динамики намагниченности в ферромагнитных диэлектриках и их использования в технике. Эти расхождения могут быть обусловлены механизмами, имеющими различную природу.

Одна группа причин может определяться обнаруженными нелинейными возбуждениями солитонного типа в системе спинов, локализованных в ДГ. В определенных интервалах амплитуд и частот внешнего поля такие возбуждения являются обязательными элементами структуры движущейся ДГ. Они приводят к преобразованию исходной структуры ДГ.

Другая группа причин может определяться тем, что уже в исходном статическом состоянии 180-градусная стенка в ИЖГ является неоднородной - содержит блоховские линии. В [18, 163, 172] было показано, что в условиях, используемых для изучения динамики ДГ, происходит движение находящихся внутри них БЛ, характер которого сильно зависит от амплитуды внешнего магнитного поля. В слабых полях БЛ совершают свободные или вынужденные колебания вблизи исходных положений равновесия в стенке. Причем в спектре амплитуд колебаний ДГ наблюдаются пики на частотах резонансного смещения БЛ, свидетельствующие о прямом их влиянии на движение ДГ. БЛ в этих условиях проявляли свойства, характерные для магнитных вихрей [170, 173]. С их движением связана дополнительная диссипация энергии, подведенной со стороны внешнего поля к стенке, а значит - и уменьшение μ . Различие хода намагниченности в одномерной ДГ и содержащей БЛ, естественно, обуславливает различие их инерционных свойств.

Еще одной причиной отмеченного выше несоответствия может быть более сложная структура самих БЛ, содержание в них блоховских точек. Их присутствие должно, прежде всего, значительно уменьшать действующую на БЛ со стороны внешнего поля силу и, как следствие, приводить к увеличению измеряемой вязкости как для движения БЛ, так и для ДГ в целом.

С целью разделения вклада динамических и топологических элементов структуры ДГ в механизмы формирования вышеупомянутых аномалий в данной главе последовательно изучены динамика двумерной ДГ в сильных полях, стимулирующих динамическое преобразование ее структуры, движение двумерной ДГ, содержащей БЛ, в слабых полях, а также движение собственно БЛ в зависимости от ее структуры.

§2.1 Влияние динамических и топологических солитонов на динамические параметры доменной границы.

Проведенное исследование динамического преобразования структуры монополярной 180-градусной доменной границы в ИЖГ позволило выяснить механизм ее трансформации из одномерного состояния в двумерное. В квазидвумерной системе спинов формировались уединенные нелинейные волны, которые обуславливали хаотический режим колебаний ДГ, а также блоховские линии, после выключения поля.

а) Формирование и свойства уединенных нелинейных возбуждений солитонного типа в доменной границе.

Более детальное экспериментальное изучение свойств уединенных нелинейных возбуждений показало, что они представляют собой уединенную спиновую волну, движущуюся вдоль границы под действием переменного магнитного поля.

Для регистрации динамических характеристик нелинейных возбуждений использовалась методика с разделением лазерного луча на два [Рис.2.1.1(а)], аналогичная той, что использовалась в [7] для измерения скорости ДГ. При этом при распространении возбуждения вдоль ДГ под действием переменного поля $h(t)$ и последовательном его прохождении через фотометрируемые участки кристалла на экране запоминающего осциллографа регистрировались два всплеска сигнала [Рис.2.1.1(б)].

Зная расстояние между лучами и уровень сигнала, отвечающий инверсии направления спинов в границе, и измерив по осциллограмме время между пиками, можно

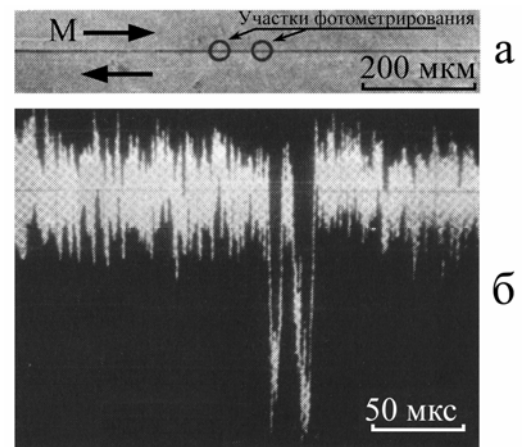


Рис.2.1.1. МО изображение образца с доменной границей и расположением участков фотометрирования (а) и однократная осциллограмма МО сигнала, полученная при последовательном прохождении одиночного возбуждения через два луча.

вычислить скорость V_E движения нелинейного возбуждения, а по их форме и амплитуде – его пространственные характеристики и амплитуду. Для представленного на Рис.2.1.1(б) случая $V_E \approx 8\text{м/с}$, а размер возмущенной области составлял $\sim 60\text{мкм}$. Полученная скорость более чем на порядок ниже скорости пристеночных магнонов, полученной экспериментально в предыдущем параграфе для такой же границы в ИЖГ.

В экспериментах по измерению характеристик обнаруженных нелинейных возмущений намагниченности в ДГ наблюдались в одних и тех же условиях пики от очень малых, но уже надежно выявлявшихся над уровнем шумов, до больших, соответствовавших полностью перевернутым спинам. При этом скорость и размер возмущенной области могли лежать в широких пределах. Так, например, при $h_0 = 10\text{мЭ}$, $\nu_B = 0.4\text{МГц}$ и $H_x = 11.5\text{Э}$ в экспериментальных условиях измеренные значения скоростей лежали в пределах $(6.4\div 16)\text{м/с}$, а размеров - в пределах $(60\div 160)\text{мкм}$. После выключения поля $h(t)$ в момент распространения вдоль ДГ нелинейного возбуждения в границе иногда формировался и оставался один субдомен [Рис.1.6.3(б)], размер которого был обусловлен суммой полей внешнего H_x и размагничивающего, создаваемого магнитными зарядами на ДГ, и при $H_x = 11.5\text{Э}$ всегда равнялся $(40\pm 4)\text{мкм}$. Следовательно, динамическое образование, регистрируемое с помощью осциллографа (Рис.2.1.1), не является обычным субдоменом.

В пользу того, что регистрируемое возбуждение – это нелинейная уединенная волна намагниченности, свидетельствует тот факт, что большинство пиков на осциллограммах имело амплитуду меньшую, чем если бы они имели в случае полностью инверсной намагниченности в них. Кроме того, при увеличении временного масштаба

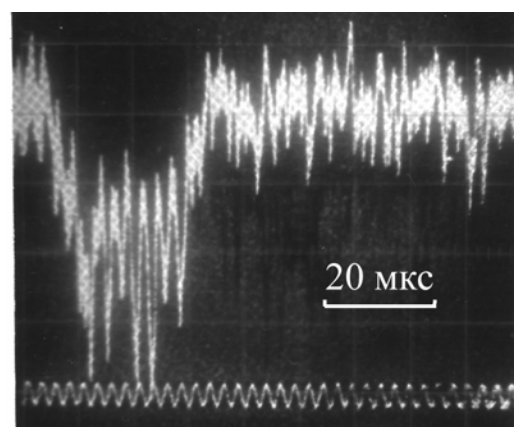


Рис.2.1.2. Однократная осциллограмма МО сигнала, полученная при последовательном прохождении одиночного возбуждения через световой луч. Нижняя синусоида – одновременная запись поля $h(t)$.

отчетливо обнаруживалась модуляция сигнала с частотой, равной частоте поля $h(t)$ (Рис.2.1.2). Она могла быть обусловлена периодическим изменением размера возбуждаемой области, как во времени, так и в пространстве, а также прецессией расположенных в ДГ спинов [208].

Исследования изменений скорости и размера уединенной нелинейной волны намагниченности в широком интервале изменения h_{0C} и ν_B затруднены из-за узости области, в которой они могут существовать на диаграмме $(h_{0C}-\nu_B)$, пример которой приведен на Рис.2.1.3. Эта

область ограничена фазовой кривой $h_{0C}(\nu_B)$, выше которой происходит спонтанное зарождение нелинейных возбуждений. При этом их плотность в ДГ возрастает и они уже не могут рассматриваться без взаимодействия с соседями. А снизу область существования уединенных возбуждений ограничена полями, при которых эти возбуждения трансформировались в квазистатические субдомены, совершающие пульсирующие неперiodические движения, оставаясь в среднем около своего положения равновесия. Поэтому удалось исследовать динамические характеристики таких возбуждений лишь в условиях, когда ν_B и h_0 были близки (но несколько ниже) кривой $h_{0C}(\nu_B)$.

На Рис.2.1.4 приведены зависимости средних значений скорости V_E (светлые кружки) и размера r_A (черные кружки) возмущенной области ДГ от частоты ν_B внешнего поля $h(t)$. Видно, что с изменением h_0 и ν_B изменяются скорость и размер этой области, которые скоррелированы между собой.

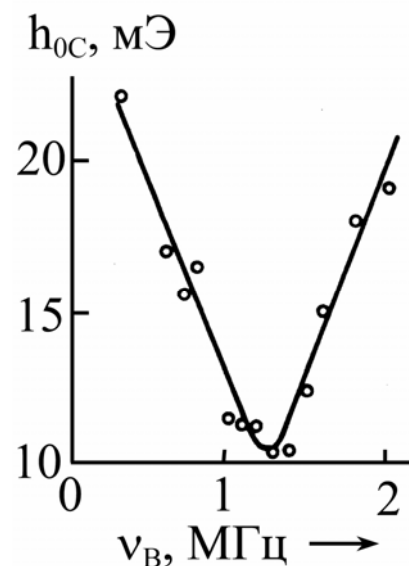


Рис.2.1.3. Зависимость критической амплитуды поля $h(t)$ генерации нелинейных возбуждений от его частоты

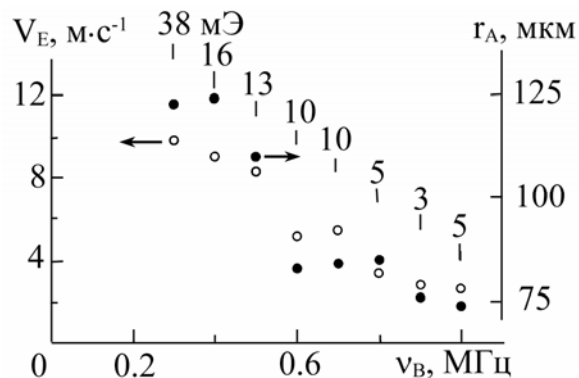


Рис.2.1.4. Средние значения скорости ($\circ$) и размера ($\bullet$) возбуждений в зависимости от частоты поля $h(t)$.

Зависимости на Рис.2.1.4 не позволяют найти простую связь между характеристиками возбуждающего поля и динамическими свойствами нелинейных возбуждений, но ясно указывают на специфичность последних, их принципиальное отличие от статических субдоменов.

Измерение темпа генерации возбуждений, т.е. числа N динамических солитонов, возникающих в единицу времени при действии на кристалл синусоидальным полем $h(t)$, показало сильную зависимость от внешних параметров. Так, значение N сильно зависело от амплитуды поля h_0 . На Рис.2.1.5 представлены такие зависимости при $\nu_B = 1.0$ МГц и 1.3 МГц в присутствии поля $H_x = 11.5$ Э. Значения N измерялись частотомером. Видно, что интенсивное зарождение нелинейных возбуждений происходит при достижении некоторых критических значений поля, которое можно определить путем экстраполяции на ось абсцисс зависимости $N(h_0)$ при ее резком росте. Эти критические значения оказались зависящими от частоты ν_B . Кроме того, на зависимости $N(h_0)$ (Рис.2.1.5) иногда наблюдались еще максимумы числа зарождений при амплитудах ниже критических, положение которых менялось от границы к границе. Их появление, вероятно, объясняется наличием дефектов в кристалле, вблизи которых зарождение облегчено, и потому происходит в полях более слабых, чем в остальном массиве спинов, заключенных в 180° -градусной ДГ.

Исследования зависимости темпа генерации нелинейных возбуждений от частоты ν_B в диапазоне от 0 до 10 МГц показало, что при h_0 , превышающем минимальное значение h_{0c} (Рис.2.1.3), число возникающих за секунду возбуждений вначале возрастает, достигает

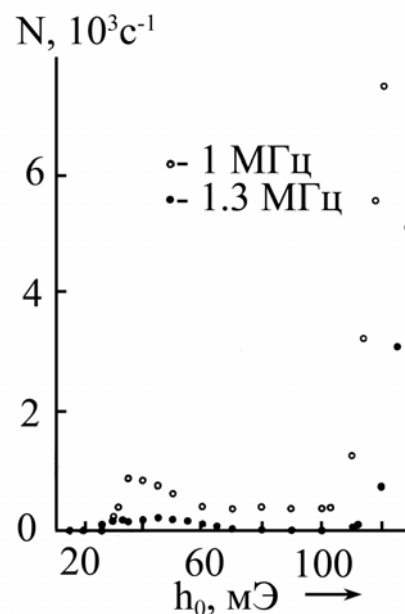


Рис.2.1.5. Зависимость числа возбуждений, проходящих через фотометрируемый участок кристалла в единицу времени, от амплитуды h_0 поля $h(t)$ при двух частотах ν_B .

максимального значения вблизи $\nu_p = 1.1\text{МГц}$ и затем убывает до нуля. С увеличением h_0 диапазон частот, в котором наблюдались такие возбуждения, и темп их генерации возрастали.

Каким образом увеличение числа таких нелинейных возбуждений влияет на подвижность ДГ, удалось выяснить в условиях ее двухчастотного возбуждения. На Рис.2.1.6 представлена зависимость амплитуды Y_0 вынужденных линейных колебаний ДГ в низкочастотном поле $H(t)$ ($H_0 = 2.5\text{мЭ}$, $\nu_{B1} = 0.4\text{МГц}$), не возбуждающем нелинейных мод колебаний, от амплитуды одновременно действующего высокочастотного поля h_0 , ($\nu_{B2} = 0.85\text{МГц}$). Пока амплитуда h_0 растет в области малых значений, амплитуда вынужденных колебаний Y_0 и, следовательно, скорость монополярной ДГ возрастает. Это указывает на уменьшение глубины потенциальной ямы, изученной в §1.5, под действием возрастающего дополнительного магнитного поля $h(t)$. Однако при достижении амплитудой h_0 некоторого критического значения увеличение амплитуды Y_0 приостанавливается. При дальнейшем увеличении h_0 амплитуда низкочастотных колебаний падает. Это уменьшение обусловлено новым механизмом потерь энергии стенкой при ее движении под действием достаточно больших величин высокочастотного поля $h(t)$. Этот механизм связан с существенно неоднородным процессом преобразования структуры ДГ, приводящим к возбуждению уединенных нелинейных спиновых волн.

Влияние таких уединенных нелинейных волн намагниченности на измеряемую индукционным

методом амплитуду вынужденных низкочастотных колебаний ДГ в режиме ее двухчастотного возбуждения продемонстрировано на Рис.2.1.6. В изначально

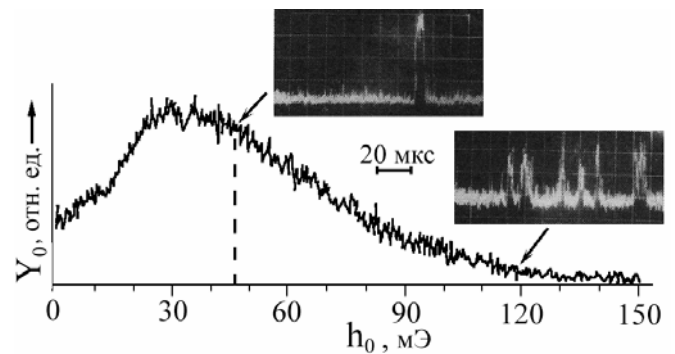


Рис.2.1.6. Амплитуда вынужденных колебаний монополярной ДГ в низкочастотном поле $H(t)$ ($H_0 = 2.5\text{мЭ}$, $\nu_{B1} = 0.4\text{МГц}$) в зависимости от амплитуды дополнительного высокочастотного поля $h(t)$ ($\nu_{B2} = 0.85\text{МГц}$). $H_x = 18.5\text{Э}$. На вставках приведены однократные осциллограммы, полученные при $h_0 = 46\text{мЭ}$ (а) и 119мЭ (б).

монополярной стенке при одновременном воздействии полей низкочастотного $H(t)$ ($H_0 = 2.5\text{мЭ}$, $\nu_{B1} = 0.4\text{МГц}$) и дополнительного высокочастотного $h(t)$ ($\nu_{B2}=0.85\text{МГц}$) одновременно регистрировались индукционный селективный низкочастотный отклик и изменения магнитооптического сигнала. Две однократных осциллограммы на вставках на Рис.2.1.6 записаны при $h_0 = 46\text{мЭ}$ и 119мЭ . Каждый пик на осциллограммах отражает прохождение уединенного возбуждения через фотометрируемый участок блоховской стенки. Видно, что с увеличением h_0 растет плотность уединенных возбуждений. Таким образом, очевидно, что высокая плотность возбуждений при $h_0 = 110\text{мЭ}$ играет решающую роль в подавлении низкочастотных колебаний ДГ.

Из всего вышесказанного можно заключить, что при определенных условиях обязательным элементом динамической структуры 180-градусных доменных границ в ИЖГ, кардинально влияющих на их подвижность, являются нелинейные возбуждения системы спинов, локализованных в этих ДГ.

Теоретический анализ нелинейного уравнения Ландау-Лифшица, описывающего динамику намагниченности применительно к использованной в эксперименте ситуации, еще не осуществлен. Однако из проведенных исследований можно заключить, что микроскопическая картина формирования обнаруженных в монокристаллах ИЖГ явлений может быть описана в терминах магнитных солитонов по аналогии с тем, как это сделано при рассмотрении нелинейных возбуждений в объеме в целом однородно намагниченного ферромагнетика [23]. В рамках таких представлений теоретически показано, что в общем случае сильно возбужденное состояние ферромагнетика определяется наличием в нем магнонного газа, топологических солитонов (движущихся доменных границ) и динамических солитонов, которые представляют собой новый тип коллективных возбуждений ферромагнетика и описывается на языке связанного состояния большого числа магнонов. Они характеризуются, в частности, частотой ω прецессии спинов вокруг определенного направления и не зависящей от ω скоростью их поступательного перемещения, а также числом связанных

магнонов N_m . Предельными состояниями такого неоднородного возбуждения поля намагниченности магнетика являются, с одной стороны, спиновые волны, а с другой - динамически связанное состояние двух ДГ противоположного знака.

В системе спинов, локализованных в ДГ, в роли топологических солитонов выступают блоховские линии. Переменное магнитное поле возбуждает в этой системе поверхностные магноны, которые при высокой плотности магнонного газа образуют связанные состояния - своеобразные нелинейные волны намагниченности. При больших амплитудах отклонения векторов $\mathbf{M}$ от исходного состояния они преобразуются под влиянием магнитостатических полей в динамический солитон большой амплитуды, который при $\Theta \approx 180^\circ$ можно рассматривать в ряде случаев как связанное состояние двух БЛ. Развал такого состояния при выключении переменного поля приводит к его преобразованию с некоторой вероятностью в статический субдомен.

В таких динамических экспериментах можно получать полную информацию о характеристиках нелинейных возбуждений намагниченности солитонного типа в квазидвумерной системе спинов, локализованных в ДГ, т.е. могут быть определены их скорость перемещения, частота осцилляций, пространственные характеристики и амплитуды. Однако для полного доказательства построенной, качественно непротиворечивой картины описанных явлений кинетики формирования и динамического преобразования структуры ДГ, необходимо развитие строгой теории, конкретизированной к использованной экспериментальной ситуации.

б) Свойства доменной границы с блоховскими линиями.

Как отмечалось в предыдущем параграфе, резкое выключение переменного поля $h(t)$ приводит первоначально намагниченную монополярную, но сильно возбужденную доменную границу, в размагниченное состояние с блоховскими линиями. В этом случае в слабых полях, вплоть до начала нелинейных процессов необратимого поступательного смещения всей системы БЛ вдоль границы, обнаруженного и изученного в [172], наблюдались совместные

осцилляции ДГ и БЛ. В этих условиях были исследованы спектры колебаний линии и границы, содержащей эту БЛ. На Рис.2.1.7 приведен пример частотной зависимости амплитуды колебаний БЛ z_0 (кривая 1) и ДГ y_0 (кривая 2) при воздействии на них однородным полем $h(t)$ амплитудой

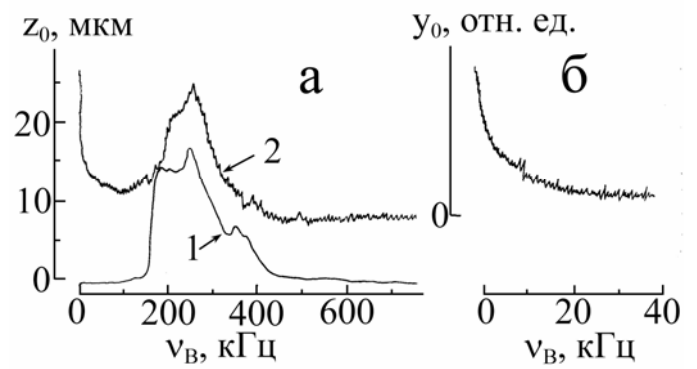


Рис.2.1.7 Вынужденные колебания БЛ (кривая 1) и ДГ (кривая 2) в синусоидальном поле $h(t)$ с амплитудой 10мЭ (а) и развертка начального участка зависимости $z_0(\nu_B)$ (б).

10мЭ. Измерение было выполнено с использованием МО методики, причем смещения ДГ (которые были меньше ее ширины) регистрировались при скрещенных николях на краю щели фотометрирования, как это показано на Рис.1.2.2(б), сразу же после записи осцилляций БЛ. Из рисунка Рис.2.1.7 видно, что движение ДГ имеет вначале релаксационный характер, однако, при увеличении ν_B наблюдается вновь возрастание y_0 . БЛ, практически не смещающаяся вдоль координаты z до этих частот, также начала колебаться со значительной амплитудой, так что графики $z_0(\nu_B)$ и $y_0(\nu_B)$ оказываются в большой степени подобными в этой области частот. Доказательства тому, что измеренные МО сигналы соответствовали трансляции границы как целого, а не изменению ее ширины или развороту вокруг оси z , были получены в экспериментах, в которых изображение, находящегося между БЛ участка ДГ помещалось точно по центру щели или на противоположных ее краях (1.2.2б). Оказалось, что в первом случае наложение на кристалл переменного поля не приводило к появлению магнитооптического сигнала. Он появлялся лишь при помещении изображения границы на краю, щели, причем фазы сигналов, соответствовавшие ее положениям на краях щели, отличались на π .

Смещение ДГ $y(t)$ может быть описано неоднородным дифференциальным уравнением

$$m_y \ddot{y} + \beta_y \dot{y} + k_y y = F_0 \cos \omega t. \quad (2.1.1)$$

Решение этого уравнения для смещения ДГ имеет вид

$$y(t) = y_0 \cos(\omega_B t + \gamma_0) / \sqrt{(1 - \omega_B^2 / \omega_1^2)^2 + \omega_B^2 / \omega_2^2}, \quad (2.1.2)$$

где y_0 – амплитуда колебаний ДГ при $\omega_B = 0$, γ_0 – фаза колебаний ДГ по отношению к вынуждающей силе, $\omega_1 = 2\pi\nu_1 = (k/m)^{1/2}$ – резонансная и $\omega_2 = 2\pi\nu_2 = k/\beta$ – релаксационная частоты. Анализ решения (2.1.2) дает условие

$$\nu_2 > \nu_1 / \sqrt{2}. \quad (2.1.3)$$

Из эксперимента, которому соответствует Рис.2.1.7, следует, что $\nu_1 \approx 250 \text{ кГц}$, а $\nu_2 \approx 1 \text{ кГц}$, т.е. очевидно, что условие возникновения резонанса (2.1.2) для границы, как для однородной частицы, не выполняется. Отсюда можно сделать вывод, что какой-либо параметр, характеризующий движение ДГ, меняется в процессе изменения ν_B . Сопоставляя кривые 1 и 2 на Рис.2.1.7. можно предположить, что такое изменение параметра связано с возникновением колебаний БЛ вдоль ДГ.

Такой же вывод следует из работы [173], где рассматривается влияние на динамические характеристики БЛ и ДГ гиротропных сил, действующих на них при приложении к образцу внешних полей. В ней теоретически показано, что инерционные свойства БЛ могут определяться эффективной массой, обусловленной характеристиками самой ДГ, и, наоборот. При этом авторы исходили из уравнения баланса сил (1.1.16). При этом была получена система неоднородных уравнений движения для БЛ, которая способна совершать колебания по z - и x -координатам. В этих уравнениях не учитывались инерционный и диссипативный члены, но были учтены гиротропные. Путем исключения одной из координат при решении системы из двух уравнений было получено уравнение для другой, которое содержало все члены уравнения (2.1.1) с эффективными значениями массы и коэффициента вязкого трения, зависящими как от фундаментальных характеристик материала, так и от параметров границы и ее структуры.

Результаты работы [173] для эффективной массы БЛ неплохо согласовывались со значениями, полученными экспериментально в работе [182]. Поскольку в [173] не учитывался диссипативный член в (1.1.16), то,

исходя из ее результатов, нельзя ответить на вопрос о возможном влиянии гиротропных сил на подвижность БЛ и ДГ и объяснить тем самым аномально высокие значения параметра затухания в ИЖГ, полученные из экспериментов по подвижности стенки [15, 167, 168] или линии [179, 182]. Для ответа на этот вопрос можно получить, исходя из уравнения (1.1.16), эффективные значения массы m^* и вязкости β^* и сравнить полученные результаты с экспериментальными. Для этого необходимо записать уравнение эквивалентных сил (1.1.16) применительно к конкретной экспериментальной ситуации. Предположим, что распределение намагниченности в ДГ зависит только от координат Z и Y в соответствии с уравнениями (1.1.9) и (1.1.10) и отвечающим им граничными условиями. Тогда для эквивалентной гиротропной силы, приходящейся на единицу длины БЛ, можно записать [97]

$$\mathbf{F}_g = \left(-\frac{2\pi M\eta}{\gamma} V_z \mathbf{j} + \frac{2\pi M\eta}{\gamma} V_y \mathbf{i} \right), \quad (2.1.4)$$

где $\eta = |\vec{\eta}| = \pm 1$ – топологический заряд.

Эквивалентную диссипативную силу можно представить в виде [97]

$$\mathbf{F}_\alpha = D_{zz} V_z \mathbf{i} + D_{yy} V_y \mathbf{j} \quad (2.1.5)$$

или, если считать, что при движении линии вдоль ДГ энергия диссипируется только областью ядра БЛ, а при движении поперек ДГ, границей, заключенной между точками, удаленными на $\pm S/2$ от этого ядра, то для единицы длины БЛ силу (2.1.5) можно переписать в виде

$$\mathbf{F}_\alpha = -\frac{4\lambda\Delta'_0}{\gamma\Lambda_0} V_z \mathbf{i} - \frac{2\lambda S}{\gamma\Delta'_0} V_y \mathbf{j}, \quad (2.1.6)$$

где Δ'_0 – измеренная в эксперименте статическая ширина ДГ, подставленная в уравнение (1.1.9) вместо Δ . Для эквивалентной обратимой силы, приходящейся на единицу длины БЛ и содержащей вынуждающую и магнитостатическую составляющие, можно записать

$$\mathbf{F}_r = [2Mh(t)S - k_y y] \mathbf{i} - k_z z \mathbf{j}, \quad (2.1.7)$$

где k_y и k_z приведенные к единице длины БЛ коэффициенты жесткости для границы и блоховской линии, соответственно, обусловленные

размагничивающими полями, возникающими при их смещении из положения равновесия.

Подставив силы (2.1.4), (2.1.6) и (2.1.7) в (1.16), получаем систему из двух уравнений для линейной плотности сил, действующих вдоль координат z и y .

А именно

$$\frac{2\lambda\Delta'_0}{\gamma\Lambda_0}\dot{z} + k_z z = \frac{2\pi M\eta}{\gamma}\dot{y}, \quad (2.1.8)$$

$$\frac{2\lambda S}{\gamma\Delta'_0}\dot{y} + k_y y = 2Mh(t)S - \frac{2\pi M\eta}{\gamma}\dot{z}, \quad (2.1.9)$$

Исключая $\dot{y}$ из первого или $\dot{z}$ из второго уравнения системы (2.1.8) и (2.1.9), получаем уравнения движения

$$m_z^* \ddot{z} + \beta_z^* \dot{z} + k_z z = 2MC_z \dot{h}(t), \quad (2.1.10)$$

$$m_y^* \ddot{y} + \beta_y^* \dot{y} + k_y y = 2M[h(t) + C_y \dot{h}(t)]. \quad (2.1.11)$$

Для смещения БЛ вдоль и поперек ДГ, соответственно.

Здесь

$$m_z^* = 1/k_y \left(\frac{8\lambda^2 M^2 S}{\gamma^2 \Lambda_0} + \frac{4\pi^2 M^2}{\gamma^2} \right), \quad (2.1.12)$$

$$m_y^* = 1/k_z \left(\frac{8\lambda^2 M^2 S}{\gamma^2 \Lambda_0} + \frac{4\pi^2 M^2}{\gamma^2} \right) \quad (2.1.13)$$

– значения эффективных масс БЛ,

$$\beta_z^* = 1/k_y \left(\frac{4\lambda\Delta'_0 M k_y}{\gamma\Lambda_0} + \frac{2\lambda S M k_z}{\gamma\Delta'_0} \right), \quad (2.1.14)$$

$$\beta_y^* = 1/k_z \left(\frac{4\lambda\Delta'_0 M k_y}{\gamma\Lambda_0} + \frac{2\lambda S M k_z}{\gamma\Delta'_0} \right) \quad (2.1.15)$$

– значения эффективных коэффициентов вязкости и

$$C_z = \frac{2\pi M S \eta}{\gamma k_y}, \quad (2.1.16)$$

$$C_y = \frac{4\lambda S \Delta'_0}{\gamma k_z \Lambda_0} \quad (2.1.17)$$

– значения коэффициентов в эффективной вынуждающей силе, стоящей справа в уравнениях (2.1.10) и (2.1.11).

Из уравнений (2.1.10) и (2.1.11) следует, что при приложении к кристаллу поля $h(t)$ эффективная действующая на БЛ сила пропорциональна топологическому заряду η и производной по времени от этого поля или произведению его амплитуды и частоты, если это поле имеет вид $h(t) = h_0 \cdot \cos \omega t$. По-видимому, именно по этой причине резонансная кривая 1 на Рис.2.1.7 имеет вид, не соответствующий классическому резонансу гармонического осциллятора. На этом рисунке обращает на себя тот факт, что на нижних частотах амплитуда колебаний БЛ практически нулевая. Наиболее вероятна подобная ситуация либо при очень высокой добротности системы, на которую действует гармоническая сила с постоянной (независящей от ω) амплитудой, либо при действии на эту систему силы, амплитуда которой убывает с уменьшением частоты. Если учесть, что добротность, полученная из измерений ширины резонансной кривой на уровне 0.707 от максимальной амплитуды колебаний и резонансной частоты ν_p , мала (~ 5 на кривой 1), то очевидно, что сила, действующая на БЛ с уменьшением ν_B стремится к нулю.

Для исключения искажений формы резонансных кривых в условиях действия на БЛ гиротропной силы были измерены зависимости амплитуды колебаний z_0 линии (ее первой гармоники) от частоты ν_B при фиксированном значении произведения $\nu_B \cdot h_0$. Эти измерения были выполнены с помощью анализатора спектра. На Рис.2.1.8 приведены полученные таким образом зависимости $z_0(\nu_B)$ при $\nu_B h_0 = 680, 1360$ и $1904 \text{ Гц} \cdot \text{Э}$. Видно, что эти зависимости имеют уже вид, близкий к классическому резонансу. Из этих кривых можно оценить значения массы $m_z = a/\omega_p^2$ и коэффициента вязкости $\beta_z = [2a(k_z - a)]^{1/2}/\omega_p$ для БЛ. Здесь $a = [k_z^2 - (F_0/z_p)^2]^{1/2}$, $\omega_p = 2\pi\nu_p$, F_0 – амплитуда действующей силы и z_p – амплитуда колебаний БЛ при $\nu = \nu_p$.

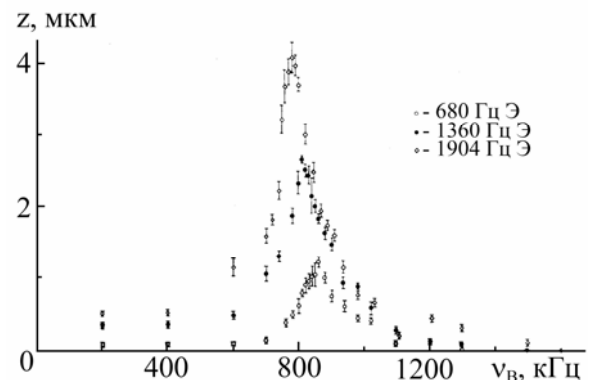


Рис.2.1.8 Зависимость амплитуды колебаний БЛ от частоты при постоянной амплитуде вынуждающей силы $\nu_B h_0$.

Исходя из данных, полученных из резонансной кривой, записанной при $\nu_B h_0 = 680 \text{ ГцЭ}$, которая наиболее близка к линейному резонансу, были оценены эффективные масса БЛ и коэффициент вязкости. Они равнялись $\sim 1.8 \times 10^{-12} \text{ Г/см}$ и $1.8 \times 10^{-6} \text{ Г/см}\cdot\text{с}$, соответственно. При этом принималось, что $F_0 = \frac{4\pi M^2 S \omega h_0 \eta}{\gamma k_y}$ в соответствии с формулами (2.1.10) и (2.1.16), $k_z = F_0/z_0(0)$, где $z_0(0)$ – амплитуда колебаний БЛ при $\nu_B = 0$, полученная путем экстраполяции зависимости $z_0(\nu_B)$ на ось $\nu_B = 0$. Значение k_z измерялось также в поле H_x , нормальном к плоскости образца. Однако измеренный таким образом коэффициент k_z оказывался более чем на порядок больше полученного в поле $h(t)$. Такое различие в измеренных значениях связано с экранировкой внешнего поля H_x полем H_m магнитных зарядов, возникающих на поверхности образца за счет выхода под действием поля H_x из плоскости пластины в доменах векторов $\mathbf{M}$. Несложный анализ показывает, что суммарное поле H_Σ в области ДГ будет равно в первом приближении $H_\Sigma = H_x + H_m = (1 - \frac{4\pi M^2}{4\pi M^2 + \beta M^2})H_x \approx 0.05H_x$. Таким образом, полученная в постоянном поле H_x фактическая величина k_z оказалась в ~ 20 раз меньше величины, рассчитанной без учета экранировки, и практически совпадала с полученной в поле $h(t)$.

При вычислении массы и вязкости использовались значения $k_y = 498 \text{ Г/с}^2\text{см}$, $k_z = 54 \text{ Г/с}^2\text{см}$, $S = 8 \times 10^{-3} \text{ см}$, $\omega_p = 5.4 \times 10^6 \text{ Гц}$ и $z_p = 1.2 \times 10^{-4} \text{ см}$, которые были измерены непосредственно в эксперименте. Остальные параметры принимались равными $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{ Э}^{-1}\text{с}^{-1}$, $M = 140 \text{ Гс}$ и $\nu_B h_0 = 680 \text{ ГцЭ}$.

Теоретические значения m_z^* и β_z^* , полученные по формулам (2.1.10) и (2.1.16), равнялись $5 \times 10^{-12} \text{ Г/см}$ и $1.4 \times 10^{-7} \text{ Г/см}\cdot\text{с}$, соответственно. При расчете принимались ширина границы $\Delta'_0 = 10^{-4} \text{ см}$, ширина БЛ $\Lambda_0 = (\alpha/4\pi)^{1/2} = 1.8 \times 10^{-6} \text{ см}$, $\alpha \approx 4.2 \times 10^{-11} \text{ см}^2$ и параметр затухания $\lambda = 0.01 \text{ Гс}$, который был вычислен по формуле (1.1.20), исходя из измеренной [19, 166] для данного материала ширины линии ФМР ΔH .

Из сравнения полученных значений видно, что массы экспериментальная и рассчитанная по (2.1.12) имеют удовлетворительное согласие, тогда как коэффициенты вязкого трения β_z , полученные экспериментально и по формуле (2.1.14), расходятся примерно на порядок. Еще большее различие экспериментальных и теоретических значений коэффициента вязкости получается, как известно [15, 168], при исследовании подвижности ДГ в ИЖГ.

Таким образом, из экспериментов по изучению динамики БЛ (Рис.2.1.8) и ДГ [15, 168] можно заключить, что экспериментальные значения эффективного коэффициента вязкого трения движению ДГ и БЛ не могут быть описаны, исходя лишь из идеального распределения M (1.1.9) и (1.1.10). Очевидно, что необходимо учитывать более сложное распределение намагниченности в БЛ и дополнительные каналы диссипации энергии движущихся ДГ и БЛ, которые обуславливают более высокие значения коэффициентов вязкого трения β_z и β_y . Эти дополнительные каналы могут быть связаны с возбуждением внутренних степеней свободы ДГ, каковыми являются, например, нелинейные волны солитонного типа, описанные в предыдущей части данного параграфа, либо подобные тем, что рассматривались теоретически в работах [24, 175].

К торможению доменных границ и блоховских линий может приводить также возбуждение поверхностных спиновых волн рассмотренных теоретически в [188, 197, 198, 208, 211] и изученных экспериментально в §1.4. Феноменологическое описание релаксационных процессов в ДГ, связанных с неоднородным обменом, который необходимо учитывать при распространении таких волн, было дано в [210]. Однако по оценке автора [210] учет такой релаксации может уменьшить теоретическое значение подвижности ДГ лишь в два раза и, следовательно, не может полностью объяснить аномально низкие экспериментальные значения подвижности ДГ [15, 168]. Строгого теоретического исследования подвижности БЛ в этих условиях на момент написания диссертации осуществлено не было.

Заключение.

Прямые наблюдения, выполненные в настоящем параграфе, показывают, что с увеличением амплитуды внешнего воздействующего на кристалл магнитного поля, превышающей зависящее от частоты критическое значение, происходит изменение характера движения ДГ. Режим движения ДГ становится нестационарным за счет нелинейных возбуждений в спиновой системе, ответственных за динамическое преобразование структуры ДГ и за диссипацию энергии при ее движении.

Исследования поведения БЛ в движущейся ДГ позволили объяснить причину резкого расхождения между измеренными в ИФГ динамическими характеристиками ДГ и вычисленными на основе одномерной модели, не учитывающей наличие в них БЛ [15, 167]. По крайней мере в достаточно слабых полях инерционный эффект такой двумерной ДГ, обуславливающий, в частности, резонанс ее вынужденных колебаний, практически полностью определяется блоховскими линиями, движущимися по законам магнитных вихрей. Однако измеренная подвижность БЛ не описывается в рамках линейного приближения даже с учетом БЛ. И причиной этого может служить неучтенная в теоретических расчетах более сложная структура БЛ.

Поэтому при последовательном описании движения ДГ как одномерной, так и содержащей БЛ, необходимо учитывать механизмы, определяющие отвод энергии от движущейся ДГ на возбуждение ее спиновой системы, формирование нелинейных уединенных волн и динамическое преобразование структуры ДГ, также как и структуру содержащихся в ДГ блоховских линий.

§2.2 Движение блоховских линий в 180-градусной доменной стенке под действием гиротропных сил.

БЛ возникают в доменной стенке в результате ее разбиения на «субдомены» с противоположным разворотом спинов (Рис.2.2.1) и оказывают решающее влияние на характер движения всей границы. Являясь переходными участками между субдоменами в стенке и одновременно между прилегающими к ней

доменами, БЛ характеризуются вихреподобным распределением спинов и связанными с этим обстоятельством специфическими свойствами [173]. Они проявляются, в частности, в том, что одновременно с перемещением вместе с доменной стенкой БЛ движутся и вдоль нее под влиянием гиротропных сил. Более того, они вызывают смещение самой ДГ даже в том случае, когда внешнее магнитное поле H_x (Рис.2.2.1) не оказывает на нее прямого давления, а только стимулирует движение блоховских линий вдоль стенки [18].

Прямые экспериментальные исследования (§2.1б) характеристик движения БЛ по эллиптическим траекториям под действием гиротропных сил в иттриевом феррогранате, помещенном в осциллирующее магнитное поле, позволили оценить значения компонент эффективной массы (m_z) и коэффициента вязкого трения (β_z), характеризующих движение БЛ вдоль 180-градусной стенки. Полученные значения для m_z достаточно хорошо совпадали с теоретическими оценками, а для β_z расходились более чем на порядок величины. Более ранние прямые экспериментальные исследования [6] привели, кроме того, к обнаружению необычного явления дрейфа БЛ в более высоких переменных полях.

Одна из причин отмеченного выше несоответствия может быть связана с тем, что теоретический анализ в §2.1 был выполнен на основе рассмотрения монополярных БЛ, в то время как в

реальных условиях они могли содержать блоховские точки [4]. Их присутствие должно, прежде всего, значительно уменьшать суммарную гиротропную силу, действующую на БЛ, и, как следствие, - приводить к увеличению измеряемой вязкости для движения БЛ.

С реальным распределением спинов в БЛ может быть связано и явление их дрейфа в осциллирующем магнитном поле [172]. Иорданский и Марченко теоретически показали [178], что в условиях нелинейных колебаний БЛ на них может действовать некоторая эффективная постоянная сила и вызывать

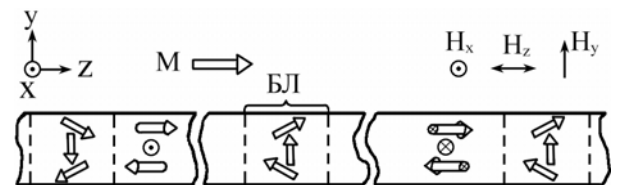


Рис.2.2.1. Распределение намагниченности в 180-градусной ДГ, содержащей вертикальные блоховские линии

наблюдавшееся в [172] однонаправленное перемещение всех БЛ в доменной стенке. Знак этой силы зависит от направлений разворота спинов в БЛ.

Наконец, важно отметить, что теория [4] развивалась в линейном приближении, а эксперимент выявил ряд нелинейных особенностей движения БЛ. Они проявлялись не только в дрейфе БЛ, наблюдавшемся в закритических полях [172], но и в форме кривых резонансного смещения БЛ, а также в зависимости частоты резонанса от амплитуды поля [18]. Анализ условий движения БЛ, кроме того, показал (§2.1), что переменная сила, действовавшая на БЛ в направлении, в котором измерялось ее смещение, зависела от характеристик внешнего магнитного поля сложным образом. В частности, сила, создаваемая внешними магнитными полями для смещения БЛ вдоль доменной стенки, имела следующий вид:

$$F_z(t) = 2MH_x(t)\Delta'_0 + \frac{\lambda M^2 \dot{H}_x(t) S \eta}{\gamma k_y} - \frac{4\pi M^2 \dot{h}(t) S \eta}{\gamma k_y}, \quad (2.2.1)$$

Из этого выражения видно, что смещение БЛ вдоль доменной стенки происходит не только под действием поля $H_x(t)$, непосредственно намагничивающего стенку. Сила F_z зависит также от $h(t)$, смещающего стенку, а точнее - от характера изменения во времени как $H_x(t)$, так и $h(t)$.

В данном параграфе исследовалось влияние постоянного магнитного поля H_y , действующего в направлении, перпендикулярном к плоскости 180-градусной доменной стенки в иттриевом феррогранате, на характеристики движения БЛ в условиях их осцилляции вблизи положений равновесия и дрейфа под влиянием переменного поля $h(t)$. Поле H_y , как предполагалось, должно было намагничивать (или перемагничивать) линии Блоха за счет смещения блоховских точек и в результате этого изменять характеристики движения БЛ как в слабых, так и в сильных магнитных полях. При проведении этих исследований обращалось также внимание на исключение отмеченных выше обстоятельств, которые могли определять расхождение между экспериментальными и теоретическими данными.

Изучалось движение БЛ вдоль 180-градусной доменной стенки в монокристаллическом иттриевом феррогранате, помещенном в однородное синусоидальное поле $h(t) = h_0 \cdot \cos 2\pi \nu_B t$. Как и в предыдущем параграфе 180-градусные границы, содержавшие исследуемые БЛ, разделяли домены (Рис.2.2.1), намагниченные в плоскости (112) пластины размером $(6 \times 0,5 \times 0,04) \text{ мм}^3$, длинное ребро которой совпадало с направлением [111]. Колебания таких стенок под влиянием поля $h(t)$ приводило к возникновению гиротропных сил, меняющихся с частотой поля ν_B и действовавших на БЛ в плоскости стенки. Амплитуда силы $F_z(t)$, пропорциональная в соответствии с (2.2.1) произведению $h_0 \nu_B$, при исследовании амплитудно-частотных характеристик БЛ поддерживалась постоянной за счет задания соответствующей величины h_0 при изменении ν_B . Одновременно с переменным полем h_0 к кристаллу прикладывалось постоянное однородное поле H_y , действовавшее по нормали к стенке.

Смещения БЛ вдоль доменной границы регистрировались с помощью магнитооптического метода. Выходное напряжение ФЭУ, изменение которого соответствовало смещению БЛ в фотометрируемом участке, подавалось на стробоскопический или запоминающий осциллографы для записи движения БЛ во времени $z(t)$, либо на анализатор спектра для анализа спектрального состава колебаний БЛ и измерения зависимостей $z_0(\nu_B)$.

Характеристики нелинейного движения БЛ в условиях их дрейфа исследовались с помощью запоминающего осциллографа или с использованием метода кратковременного воздействия на кристалл синусоидального поля $h(t)$. Магнитооптические сигналы,

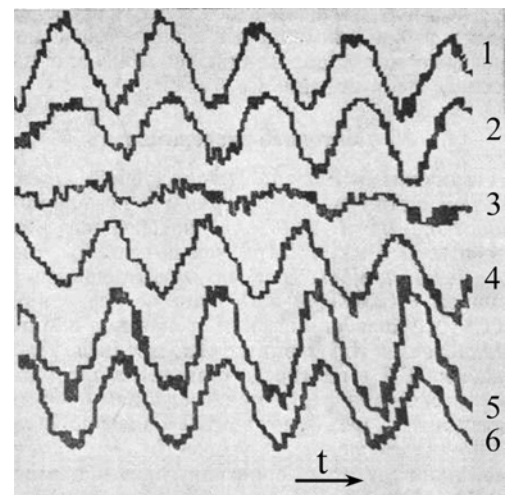


Рис.2.2.2. Временные осциллограммы, записанные при воздействии на кристалл поля H_z амплитудой $H_{z0} = 3.7 \text{ мЭ}$ ($\nu_B = 0.7 \text{ МГц}$) и поля $H_y = -2.1 \text{ Э}$ (кривая 1), -0.7 Э (2), -0 Э (3), 0.7 Э (4), 1.4 Э (5), 2.1 Э (6).

отражавшие дрейф БЛ, также подвергались исследованию на анализаторе спектра с целью выявления их состава по гармоникам.

На Рис.2.2.2 показаны примеры осциллограмм, отражающих колебания одной и той же БЛ под действием синусоидального поля $h(t)$ при различных значениях постоянного H_y . Из сравнения осциллограмм видно, что амплитуда смещения БЛ в поле $h(t)$ зависит от напряженности H_y , а инвертирование полярности этого подмагничивающего поля сопровождается изменением фазы колебания

БЛ на величину π . На Рис.2.2.3 представлены зависимости амплитуды z_0 осцилляции БЛ от частоты (ν_B) поля $h(t)$, измеренные при постоянном значении произведения $\nu_B h_0 = 609 \text{ Гц} \cdot \text{Э}$ и различных напряженностях H_y . Здесь также, прежде всего, обращает на себя внимание сильное влияние поля H_y на амплитуды колебаний БЛ. Кроме того, обнаруживается зависимость резонансной частоты от H_y .

Исследование большого количества блоховских линий показало, что они характеризуются неодинаковым исходным состоянием. Это проявлялось в различии их отклика на поле $h(t)$ и в характере его зависимости от H_y . На Рис.2.2.4 на примере свободных затухающих колебаний БЛ, инициированных наложением ступеньки поля H_z , иллюстрируется ситуация в которой H_y

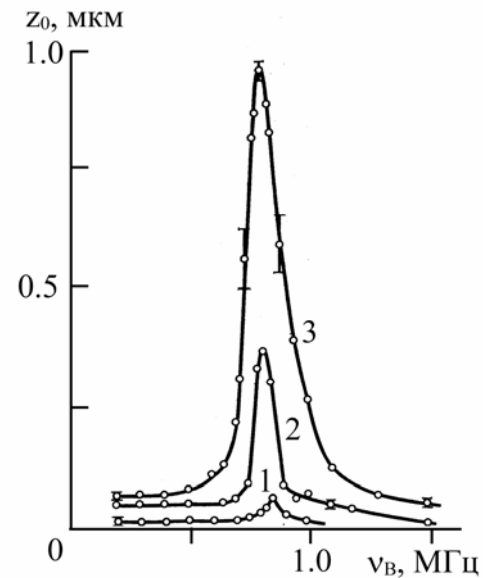


Рис.2.2.3. Зависимости амплитуды колебания БЛ (z_0) от частоты (ν_B) синусоидального поля H_z , измеренные при $H_{z0} \nu_B = 609 \text{ Гц} \cdot \text{Э}$ и $H_y = 0 \text{ Э}$ (кривая 1), 1.4 Э (2), 2.1 Э (3).

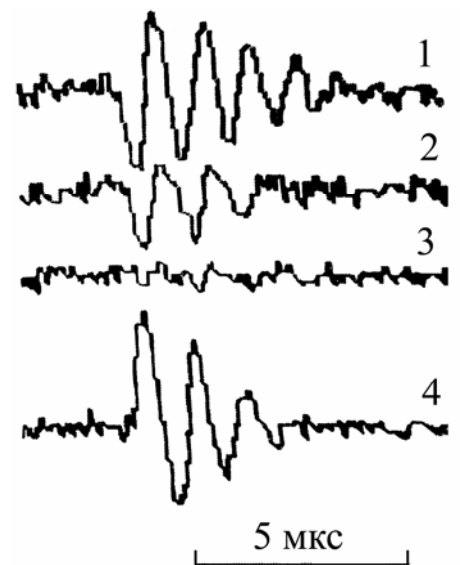


Рис.2.2.4. Свободные колебания БЛ, возникающие после приложения к кристаллу ступеньки поля H_z , равной 11 мЭ , в присутствии поля $H_y = 1.4 \text{ Э}$ (кривая 1), 0 Э (2), -0.7 Э (3), -2.8 Э (4).

одной полярности по мере его возрастания вызывает увеличение амплитуды свободных колебаний БЛ (кривая 1) в то время, как рост напряженности H_y обратной полярности сопровождается в начале уменьшением амплитуды колебаний до нуля (кривая 3), а затем их ростом (кривая 4). Причем вновь появившиеся осцилляции БЛ отличаются от измеренных при $H_y > -700$ мЭ направлениями движения в соответствующих полупериодах колебаний.

Кривые резонансного смещения БЛ, показанные на Рис.2.2.3, записаны в очень слабом поле $h(t)$, когда Фурье-анализ (с помощью анализатора спектра) магнитооптического сигнала выявлял единственный пик, свидетельствовавший о том, что в этих условиях БЛ осциллировала только на частоте внешнего поля $h(t)$. Однако при увеличении его амплитуды обнаруживались дополнительные гармоники.

Изменение вида спектра с увеличением амплитуды поля иллюстрируется на Рис.2.2.5. Частота поля ($\nu_B = 170$ кГц) была значительно меньше частоты резонанса смещения БЛ ($\nu_p = 600$ кГц) в слабых полях. Из Рис.2.2.5 видно, что по мере возрастания $h(t)$ появляются и интенсифицируются колебания БЛ и на дополнительных гармониках, кратных по частоте основным осцилляциям БЛ. Причем характерно, что наиболее быстро растет амплитуда того пика в спектре, частота которого близка к значению ν_p [Рис.2.2.5(б),(в)]. Последняя в условиях нелинейного резонанса существенно уменьшалась с увеличением h_0 [18]. Этим обстоятельством объясняется тот факт, что при увеличении h_0 до 33.6 мЭ амплитуда третьей гармоники упала, а второй возросла [Рис.2.2.5(г)]. Такие «субгармонические резонансы» смещения БЛ иногда регистрировались и при частотах $\nu_B > \nu_p$. Изменения уровня сигнала

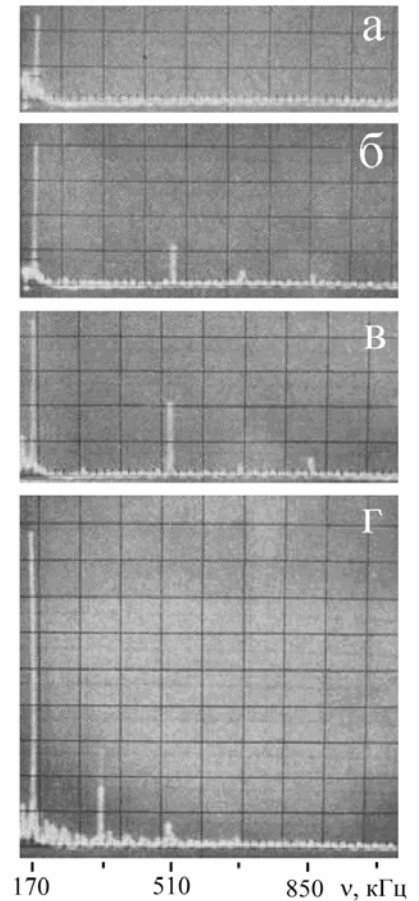


Рис.2.2.5. Спектры колебаний БЛ в поле H_z : $\nu_B = 0.17$ МГц, $H_{z0} = 18$ мЭ (а), 20 мЭ (б), 22 мЭ (в) и 33.6 мЭ (г).

на осциллограммах при самых низких частотах (Рис.2.2.5) определяются амплитудно-частотной характеристикой самого прибора.

Нелинейный характер движения БЛ обнаруживался при увеличении не только амплитуды поля $h(t)$, но и поля H_y . В частности, на Рис.2.2.2 видно, что возрастание H_y положительной полярности от 1.4 до 2.1Э уже не приводило к росту z_0 , как это было в более слабых полях. Кривые $z_0(v_B)$ принимали характерную для явно нелинейного резонанса форму. По мере дальнейшего увеличения h_0 или H_y начинали обнаруживаться слабоамплитудные флуктуации положений равновесия БЛ, а при критическом значении поля h_{0cr} возникало необратимое однонаправленное перемещение всей системы БЛ в стенке [172].

График зависимости $z_A(H_y)$, показанный на Рис.2.2.6, отражает характерный пример влияния подмагничивающего поля H_y на скорость дрейфа БЛ, инициированного синусоидальным полем $h(t)$. Значения z_A (по которым можно оценить скорость дрейфа БЛ) получались усреднением многократно (~ 50 раз) измеренных величин необратимого смещения одной и той же БЛ, вызванного кратковременными (в течение 10мкс) воздействиями на кристалл поля $h(t)$. Перед каждым измерением БЛ возвращалась в исходное положение, что осуществлялось с использованием этих же полей после инвертирования направления H_y . Амплитуда $h(t)$ была выбрана несколько меньшей критической величины h_{0cr} , так что в отсутствие поля H_y БЛ осциллировала только вблизи исходного положения равновесия. А действие поля H_y , как видно из Рис.2.2.6, стимулировало появление дрейфа БЛ и вызывало его усиление. Характерно, что критические значения H_y противоположной полярности, определяющие начало дрейфа БЛ, по величине между собой не

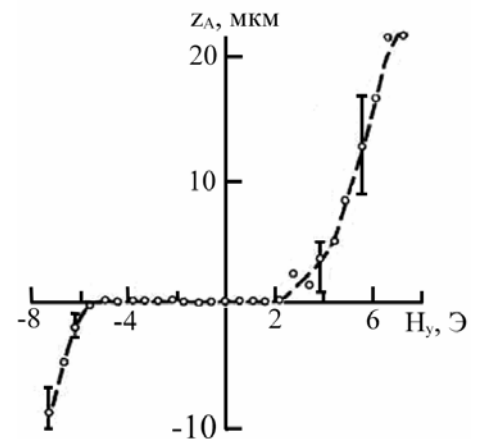


Рис.2.2.6. Зависимость средней величины необратимого однонаправленного смещения БЛ, соответствующего действию одного цикла поля H_z (длительность 10мкс, частота заполнения $\nu_B=0.4$ МГц, $H_{z0}=38$ мЭ), от напряженности поля H_y . Средний размер субдомена — ~ 75 мкм

совпадают.

Когда амплитуда поля $h(t)$ задавалась выше $h_{0\text{сг}}$, горизонтальные участки на измеренных зависимостях $z_A(H_y)$ отсутствовали, а направление дрейфа БЛ совпадало с направлением смещений БЛ, соответствующих правой ветви Рис.2.2.6. Это направление дрейфа БЛ восстанавливалось и после снятия поля H_y отрицательной полярности, при которой измерялась левая ветвь зависимости $z_A(H_y)$, показанной на Рис.2.2.6.

На Рис.2.2.7(а) представлена однократная осциллограмма, которая получена в условиях дрейфа БЛ при $H_y = 0$ и отражает последовательное прохождение через фотометрируемый участок доменной стенки «темных» и «светлых» ее субдоменов. Максимальное и минимальное значения сигнала достигались в моменты, когда соответственно «светлый» и «темный» субдомены занимали полностью участок фотометрирования. То, что осциллограмма имеет не периодический вид, говорит о неравномерном движении БЛ в условиях, когда амплитуда поля $h(t)$ лишь незначительно превышала критическое значение $h_{0\text{сг}}$. При наложении на кристалл небольшого поля H_y магнитооптический сигнал, как видно из Рис.2.2.7(б), принимал форму более близкую к периодической, что свидетельствует о стабилизации скорости дрейфа БЛ и выравнивании размеров движущихся субдоменов. В этих же условиях обнаруживается, что изменение уровня такого квази-периодического сигнала сопровождается высокочастотными осцилляциями на частоте, равной частоте поля $h(t)$. Движущиеся в одном направлении БЛ одновременно совершали колебания на частоте этого поля и в моменты прохождения через фотометрируемый участок обуславливали высокочастотные осцилляции сигнала. Фазовый анализ этих осцилляций показал, что соседние БЛ колебались в противофазе.

Использование метода последовательного

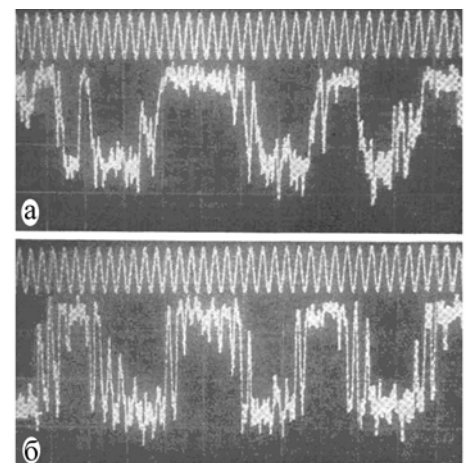


Рис.2.2.7. Однократные осциллограммы, измеренные при $H_{z0}=0.1\text{Э}$ ($\nu_B = 350\text{кГц}$) и $H_y=0\text{Э}$ (а) и 8.4Э (б). Верхние осциллограммы – поле $H_z(t)$.

фотографирования доменной стенки после кратковременных воздействий на кристалл поля $h(t)$ амплитудой, обеспечивавшей дрейф БЛ, позволило непосредственно показать, что изменение полярности постоянного поля H_y инвертирует направление дрейфа всей системы БЛ в стенке. Величины же смещения различных БЛ все еще были неодинаковыми. Отличались между собой и зависимости $z_A(H_y)$, измеренные на различных БЛ.

На Рис.2.2.8(а)-(г) приведены осциллограммы, иллюстрирующие изменение, происходящее под действием поля H_y спектра сигнала, обусловленного дрейфом БЛ. Исходный спектр записан в отсутствие H_y в таких же условиях, как и осциллограмма на Рис.2.2.7(а). Основной пик на нем совпадает с частотой поля H_x . Это говорит о том, что и при $H_y=0$ движущиеся в одном направлении БЛ одновременно осциллируют на этой частоте. Уширение пика у основания указывает на то, что вынужденные колебания БЛ

промодулированы по амплитуде. Поскольку изменение магнитооптического сигнала, обусловленного смещением БЛ, происходит лишь в моменты их прохождений через фотометрируемый участок стенки (Рис.2.2.7), то регистрируемый высокочастотный сигнал, отвечающий этим колебаниям, оказывается промодулированным на частоте, равной частоте появления БЛ в этом участке. Модуляционные частоты лежат в диапазоне от 0 до ~ 100 кГц (см. ширину пика у основания), что определяется разбросом размеров субдоменов и нестационарностью дрейфа БЛ. С этим же, по-видимому, связано и наличие низкочастотных колебаний в исходном спектре.

Как видно из сопоставления спектров (а)-(г)

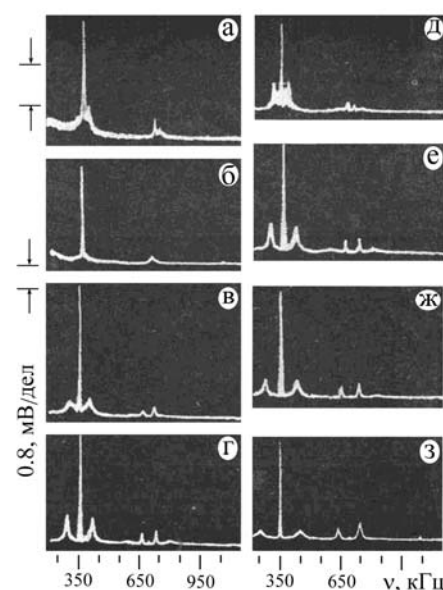


Рис.2.2.8. Спектры колебаний БЛ, измеренные в условиях их дрейфа: $H_{z0}=0.1$ Э, $H_y=0$ Э (а); $H_{z0}=0.1$ Э, $H_y=2.8$ Э (б); $H_{z0}=0.1$ Э, $H_y=5.6$ Э (в); $H_{z0}=0.1$ Э, $H_y=8.4$ Э (г); $H_{z0}=0.05$ Э, $H_y=8.4$ Э (д); $H_{z0}=0.1$ Э, $H_y=8.4$ Э (е); $H_{z0}=0.16$ Э, $H_y=8.4$ Э (ж); $H_{z0}=0.22$ Э, $H_y=8.4$ Э (з). Частота поля $H_z - \nu_B = 350$ кГц. Большой размер деления по вертикали относится только к Рис.(а), меньший — ко всем остальным.

на Рис.2.2.8, магнитное поле H_y вызывает рост высоты основного пика (б), (в), расщепление его основания на два боковых пика (в), (з) и исчезновение низкочастотных колебаний (в), (г). Последние трансформировались в четко обозначенный пик на частоте 37кГц [соответствует Рис.2.2.8(г)], которая находится за пределами показанного на рисунке спектра. Рост основного пика в спектре определяется увеличением амплитуды вынужденных колебаний БЛ. Возникновение боковых составляющих амплитудно-модулированного сигнала означает, что под влиянием H_y скорость дрейфа БЛ стабилизируется, а размеры субдоменов выравниваются. Некоторое уширение боковых пиков свидетельствует о небольшом разбросе этих значений.

На этих же осциллограммах проявились колебания БЛ на второй гармонике ($\nu = 700\text{кГц}$), которая оказалась также промодулированной. Характерно, что частота модуляции сигнала на этой гармонике в два раза меньше частоты модуляции основной и совпадает с частотой пика, связанного с дрейфом БЛ (низкочастотного). Кроме того, высоты боковых пиков превышают высоту пика второй гармонике. Это можно объяснить на основе учета фазовой модуляции второй гармонике МО сигнала, обусловленной особенностями формирования сигнала при движении БЛ через участок фотометрирования.

Осциллограммы (д)-(з) на Рис.2.2.8 иллюстрируют характер изменения спектра сигнала от дрейфующих БЛ, обусловленного ростом амплитуды поля $h(t)$ при постоянном H_y . Из этих спектров более четко видно удаление от основного пика боковых, происходящее при увеличении h_0 и определяющееся увеличением частоты модуляции магнитооптического сигнала, которое, по-видимому, связано с ростом скорости дрейфа БЛ. Поэтому на основе таких осциллограмм можно, зная размер субдоменов, определять скорость дрейфа БЛ. Следует также обратить внимание на то, что высота основного пика на спектрах (з) и (з) меньше, чем на предыдущих. При дальнейшем росте H_y или h_0 она продолжала падать.

Таким образом, эксперимент показывает, что скорость направленного движения БЛ зависит от поля H_y . Это поле при достаточной напряженности

выравнивает характеристики дрейфа всех БЛ и определяет направление такого нелинейного движения БЛ. В отсутствие же внешнего H_y направление дрейфа БЛ задается, как это вытекает из Рис.2.2.6(г), небольшим внутренним полем H_y , существующим в кристалле. Такое поле может задавать преобладание поляризации спинов одной полярности в БЛ над другой, с которой может быть связано явление дрейфа БЛ [172, 178].

Представленные экспериментальные данные убедительно показывают, что даже относительно небольшое магнитное поле H_y сильно влияет на характер движения БЛ под действием гиротропных сил, возникающих при колебании доменной стенки. Знак гиротропной силы, вызывающей смещение БЛ вдоль стенки, зависит от направления разворота спинов в БЛ [173]. Поэтому полученные экспериментальные данные можно объяснить на основе предположения о том, что под действием поля H_y происходила частичная или полная поляризация либо переполаризация БЛ. Эти процессы могли осуществляться за счет смещения существовавших или зародившихся блоховских точек. Об инвертировании направления разворота спинов в БЛ под влиянием поля H_y наиболее убедительно свидетельствует происходившее в этом поле изменение фазы колебаний БЛ на величину π (Рис.2.2.2 и 2.2.4).

Отсутствие осцилляции при действии поля $h(t)$ (Рис.2.2.4, кривая 3), по-видимому, реализовывалось, когда блоховские точки (одна или несколько) разбивали БЛ на равное количество участков противоположной полярности так, что суммарная гиротропная сила, действующая на всю БЛ, была равна нулю. В этом случае должны были бы возбуждаться изгибные моды колебаний БЛ, однако в настоящем эксперименте они не обнаружены. В тех случаях, когда наблюдалось уменьшение z_0 при наложении поля H_y , вероятнее всего большая доля БЛ (или вся ее длина) была поляризована против поля H_y .

Если описанные процессы реализовывались в действительности, то обнаруженное изменение в поле H_y направления дрейфа БЛ, также может быть качественно объяснено на основе учета происходившей переполаризации блоховских линий, приводившей к изменению знака эффективной силы

нелинейного происхождения [178], которая могла вызывать этот дрейф. В соответствии с [178] такая сила будет действовать на блоховские линии в доменной стенке в одну сторону, а в соседних стенках - в противоположные, если все БЛ в кристалле будут поляризованы в одном и том же направлении. При изменении этого направления на обратное, как ожидается, инвертируется и знак силы. С этой точки зрения экспериментальный факт, состоящий в том, что под действием поля H_y скорости дрейфа для всех БЛ в стенке выравниваются и растут, дает основание полагать, что как исходные БЛ, так и вновь зарождающиеся (в отсутствие H_y) часто содержат блоховские точки и характеризуются разной структурой. К сожалению, по [178] не представляется возможным сделать количественные оценки характеристик дрейфа БЛ в зависимости от величины внешнего поля для сопоставления их с экспериментальными данными. Необъясненным теорией [178] остается и факт наличия критического значения поля $h(t)$, ниже которого дрейф БЛ не происходит.

Характеристики же линейного движения БЛ – эффективную массу и коэффициент вязкого трения при ее колебании вблизи положения равновесия можно оценить на основе кривой 2 (Рис.2.2.3). Как уже отмечалось, при ее измерении признаков нелинейности в характере движения БЛ не обнаружено. Применительно к настоящей экспериментальной ситуации для линейного осциллятора динамические параметры можно оценить, как и в §2.1б, из выражений $m_z = a/\omega_p^2$ и $\beta_z = [2a(k_z - a)]^{1/2}/\omega_p$ при действии гиротропной силы амплитудой $F_0 = 4\pi M^2 S \omega h_0 \eta / \gamma k_y$ при $z_p = z_0 = 0.37 \times 10^{-4}$ см, $v_B = v_p = 825$ кГц, $k_y = 2.9 \times 10^3$ Г/см·с², который определен экспериментально на основе измерения зависимости смещения доменной стенки от величины статического поля H_y , $S = 95 \times 10^{-4}$ см, которое измерено непосредственно в поле зрения микроскопа, $k_z = F_0/z_0(v_B \rightarrow 0) = 34.6$ Г/см·с² [величина $(v_B \rightarrow 0)$ определена методом экстраполяции зависимости $z_0(v_B)$ на ось z при $v_B = 0$], $\gamma = 1.76 \times 10^7$ с⁻¹Э⁻¹, $M = 140$ Гс, $\Delta = 10^{-4}$ см – близкое к экспериментальному значению толщины

стенки в иттриевом феррогранате [111]. Подстановка соответствующих значений этих параметров в выражения для массы и коэффициента вязкости дает $m_z \approx 1.2 \times 10^{-12} \text{ г/см}$ и $\beta_z \approx 0.9 \times 10^{-6} \text{ г/см}\cdot\text{с}$. Величину β_z , кроме того, можно оценить из ширины ($\Delta\nu$) резонансной линии $z_0(\nu_B)$ как

$$\beta_z = 2\pi\Delta\nu k_z / (2\pi\nu_p)^2 \approx 0.9 \times 10^{-6} \text{ г/см}\cdot\text{с}. \quad (2.2.2)$$

Обработка аналогичным образом кривой «3» на Рис.2.2.3 приводит к меньшим значениям: $m_z \approx 0.9 \times 10^{-12} \text{ г/см}$, $\beta_z \approx 0.4 \times 10^{-6} \text{ г/см}\cdot\text{с}$ и $\beta_z \approx 0.7 \times 10^{-6} \text{ г/см}\cdot\text{с}$ [по (2.2.2)].

Теоретический расчет (§2.1б) движения БЛ, сделанный с учетом действия на БЛ гиротропных сил (2.1.12) и (2.1.14), позволяют вычислить величины $m_z^* = 0.85 \times 10^{-12} \text{ г/см}$ и $\beta_z^* = 0.2 \times 10^{-6} \text{ г/см}\cdot\text{с}$. Из сопоставления всех данных видно, что значения не только для m_z , как это было в §2.1б, но и для β_z , полученные на основе эксперимента, оказываются одного порядка величины с вычисленными, причем при увеличении поля H_y расхождение между экспериментальными и теоретическими данными уменьшается. Поэтому вполне вероятно, что БЛ в иттриевом феррогранате содержат блоховские точки, которые могут смещаться под действием поля H_y . Однако достигалась ли полная поляризация БЛ в условиях, при которых записывалась кривая 3 на Рис.2.2.3, сказать нельзя, поскольку при дальнейшем увеличении H_y зависимость $z_0(\nu_B)$ принимала более сложную форму. Следует иметь в виду, что полученные значения m_z , β_z и связанной с ними собственной частоты колебаний БЛ соответствуют случаю наиболее симметричной кривой $z_0(\nu_B)$, выбранной из большого количества экспериментальных данных. Подавляющее большинство измеренных спектров имело сложную форму, свидетельствующую о существовании различных мод колебаний БЛ и доменной стенки. Они могут отражать изгибные колебания БЛ, их зависимость от состояния реальной структуры магнетика и т.д.

Под влиянием поля H_y происходили небольшие отклонения векторов намагниченности от исходных положений и в соседних доменах, что изменяло конечный угол разворота спинов, получающийся при обходе вокруг БЛ по замкнутому контуру [173]. Поэтому под действием поля H_y должна также

слегка изменяться эффективная масса, а значит, и частота собственных колебаний БЛ. Масса БЛ, по-видимому, должна уменьшаться в поле H_y , чему качественно соответствуют экспериментальные данные для m_z , полученные при двух различных значениях H_y .

Заключение

Вся совокупность представленных экспериментальных данных дает право утверждать, что в иттриевом феррогранате не только доменные стенки $[111]$, но и блоховские линии могут состоять из участков противоположной полярности, разделенных переходными областями, например, блоховскими точками, существование которых предсказывалось теоретически для высокоанизотропных магнитных пленок. Внешнее магнитное поле, действующее нормально к плоскости стенки, может «намагничивать» БЛ за счет смещения блоховских точек и в результате этого значительно изменять характер движения БЛ под действием гиротропной силы. Спектр амплитуд колебаний БЛ, как правило, имеет сложный вид, отражающий наличие большого количества собственных частот колебаний. Они могут определяться не только разным состоянием БЛ по блоховским точкам и возбуждением изгибных мод колебаний БЛ, но и связанностью системы блоховских линий и доменной стенки, а также влиянием на эту систему дефектов кристаллической решетки.

§2.3 Подвижность блоховской точки вдоль блоховской линии.

Представления о нульмерных дефектах магнитного порядка - блоховских точках, являющихся особыми участками кристалла, в которых происходит изменение направления намагниченности $\mathbf{M}$ по всем трем направлениям, были введены недавно для описания важнейших физических характеристик магнетиков [4]. В [4, 223, 224] теоретически получены были выражения для подвижности и эффективной массы точки Блоха применительно к высокоанизотропным одноосным материалам с $K \gg 2\pi M^2$ (K – константа

анизотропии). В [183] удалось впервые осуществить прямое наблюдение блоховских точек в монокристаллах ИЖГ с $K \ll 2\pi M^2$, в которых можно визуально изучать блоховские линии и судить об изменении их структуры по реакции этих линий на воздействие гиротропной силы (§2.2). Однако динамика

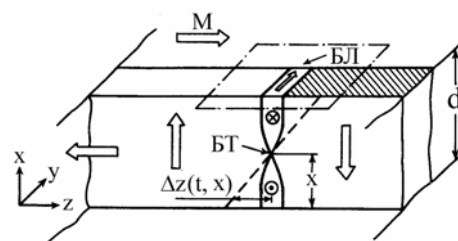


Рис.2.3.1. Схема распределения намагниченности в исследованном образце, содержащем блоховскую линию с блоховской точкой.

точек Блоха до сих пор экспериментально не была изучена. В этом параграфе она экспериментально исследована в условиях вынужденных колебаний БТ.

В работе использовалась методика, основанная на регистрации вынужденных колебаний блоховской линии под действием гиротропной силы в условиях ее переполаризации внешним полем (§2.2). Образцы для исследования представляли собой тонкие (~ 30 мкм) прямоугольные пластинки ИЖГ. Они содержали намагниченные в плоскости образца $\{110\}$ домены 180-градусного соседства, разделенные доменной границей, в которой с помощью магнитооптического эффекта Фарадея выявлялись линии Блоха, как это схематично показано на Рис.2.3.1. штрихпунктирной линией обозначен фотометрируемый участок кристалла, включавший одну линию. Регистрация движения БТ осуществлялась измерением обусловленного им изменения интенсивности магнитооптического сигнала I. Образец помещался в систему катушек Гельмгольца, создававших магнитные поля: переменное $H_y(t) = H_{y0} \cdot \cos 2\pi \nu_y t$ и постоянное H_y , направленные по нормали к доменной границе, а также переменное $h(t) = h_0 \cdot \cos 2\pi \nu_{BT} t$, ориентированное вдоль **M** в доменах (Рис.2.3.1).

При приложении к образцу поля $h(t)$, как и в §2.2, регистрировался магнитооптический сигнал, изменяющийся с частотой ν_{BT} . Приложение дополнительного поля $H_y(t)$ приводило к его амплитудной модуляции. Ее частота была равна ν_y . На Рис.2.3.2(а) приведена осциллограмма сигнала I(t). После детектирования таких сигналов с помощью анализатора спектра были получены их огибающие ΔI , представленные на Рис.2.3.2(б)-(д). Их форма

зависела от величины постоянного поля H_y . При $H_y = 3.2\text{Э}$ [Рис.2.3.2(б)] сигнал был практически гармоническим. Уменьшение величины H_y приводило к изменению формы сигнала за счет его инвертирования в некоторой фазе поля $H_y(t)$ [Рис.2.3.2(в)] и далее – к "выпрямленной" синусоиде [Рис.2.3.2(г)]. При дальнейшем уменьшении поля H_y сигнал вновь становился гармоническим [Рис.2.3.2(д)], но уже с фазой, отличающейся от исходной на π .

Описанные изменения огибающей магнитооптического сигнала обусловлены влиянием полей, направленных вдоль намагниченности в коре линии, на распределение в ней намагниченности за счет перемещения блоховской точки. На участки линии, расположенные по разные стороны от точки, действуют противоположные по направлению гиротропные силы, вызывая их смещение на величину $\Delta x(t, z)$. При этом линия поворачивается на блоховской точке, координата которой «х» задается полем H_y . На Рис.2.3.1 положение кора линии Блоха в момент времени t схематично показано штриховой линией. Изменение интенсивности ΔI регистрируемого МО сигнала пропорционально величине $\int_0^d \Delta x(t, z) dz$, где d – толщина образца. Несложный анализ показывает, что в этом случае под действием переменного поля $H_y(t)$, вызывающего перемещение точки, сигнал будет промодулирован по амплитуде. Причем в постоянном поле H_y , переместившем точку в середину образца ($x = d/2$), переменное поле $H_y(t)$, независимо от его полярности, вызывает увеличение ΔI и приводит к сигналу, показанному на Рис.2.3.2(г). Если точка колеблется между поверхностью и серединой образца, огибающая имеет гармоническую форму, а ее амплитуда ΔI_0 пропорциональна

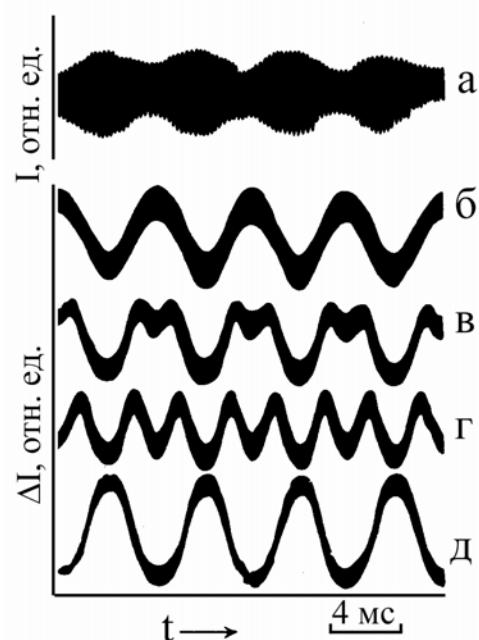


Рис.2.3.2. Осциллограммы МО сигнала: (а) до детектирования ($H_{y0}=0.7\text{Э}$, $H_{z0}=16\text{мЭ}$) и (б)-(д) после детектирования ($H_{z0}=1.2\text{мЭ}$, $H_{y0}=3.9\text{мЭ}$), отражающие колебание блоховской точки при $\nu_{Bz}=400\text{кГц}$ и $\nu_{By}=0.24\text{кГц}$. $H_y = 3.2\text{Э}$ (б), 3.05Э (в), 2.7Э (г) и 2.2Э (д).

амплитуде Δx_0 колебаний точки. Это обстоятельство позволило впервые измерить амплитудно-частотную зависимость колебаний точки.

На Рис.2.3.3 приведен пример зависимости $\Delta I_0(\nu_y)$. Частота ν_B поля $h(t)$ была заведомо ниже резонансной для линии (~ 650 кГц), что позволило практически исключить ее влияние на зависимость $\Delta I_0(\nu_y)$. На вставке Рис.2.3.3 приведен пример Фурье-разложения регистрируемого сигнала. Видно, что этот сигнал почти не содержит никаких частот кроме несущей ν_y и комбинационных $\nu_x \pm \nu_y$. В этом случае для описания движения точки можно использовать линейное уравнение $m_B \ddot{x} + \beta_B \dot{x} + k_B x = 2M\Delta\Lambda H_{y0} \cos 2\pi\nu_y t$, где m_B , β_B и k_B – значения эффективной массы, коэффициентов вязкого трения и жесткости, соответственно; Δ и Λ – значения ширин стенки и линии. Коэффициент k_B , обусловленный размагничивающим полем, связанным с магнитными полюсами на поверхности стенки в месте нахождения линии, имеет вид $2M \cdot \Delta \cdot \Lambda \cdot (\Delta N_y / \Delta x)$, где Δx – перемещение точки при изменении поля H_y на величину ΔN_y . Коэффициент вязкости, связанный с подвижностью μ_B точки соотношением $\beta_B = 2M \cdot \Delta \cdot \Lambda / \mu_B$, в пренебрежении инерцией можно вычислить из релаксационной частоты $\nu_{rel} = k_B / 2\pi\beta_B$, измеренной на уровне $0,707 (\Delta I_0)_{max}$ на зависимости $\Delta I_0(\nu_y)$ (Рис.2.3.3). Таким образом, подвижность можно представить в виде $\mu_B = 2\pi\nu_{rel}\Delta x / \Delta N_y$. Значения Δx и ΔN_y были определены из дополнительного эксперимента, для чего регистрировалось изменение ΔN_y поля, которое вызывало перемещение точки на величину $\Delta x = d/2$ из центра пластины на ее поверхность. При этом сигнал модуляции существенно менял свою форму. Он имел вид показанной на Рис.2.3.3(г) "выпрямленной" синусоиды, когда точка находилась в середине пластины. В момент ее выхода на поверхность модуляция исчезала совсем.

Подстановка

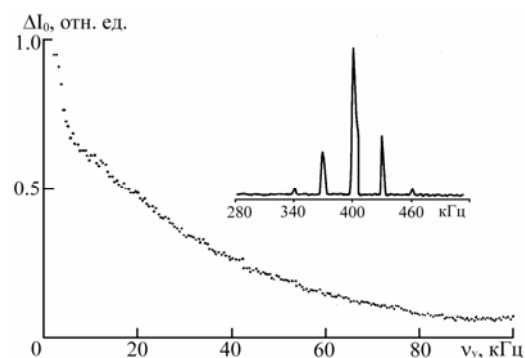


Рис.2.3.3. Зависимость амплитуды колебаний блоховской точки от частоты поля $H_y(t)$ при $H_{y0} = 3.9$ мЭ. На вставке – спектр колебаний блоховской линии при $H_{z0} = 1.2$ мЭ, $\nu_{R-} = 400$ кГц и $H_{y0} = 3.9$ мЭ. $\nu_y = 30$ кГц.

полученных значений $\Delta x = d/2 = 16 \text{ мкм}$ и $\Delta H_y = 1.3 \text{ Э}$, а также $v_{\text{rel}} = 9.9 \text{ кГц}$, найденной путем обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов, позволила оценить подвижность блоховской точки: $\mu_B = 76.4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \text{ Э}^{-1}$. Измерения подвижности точки для различных линий и стенок давали тот же порядок величины.

Полученная величина μ_B оказалась на 2-3 порядка ниже величины подвижностей стенок и линий в тех же материалах. Существующая теория [4], развитая для высокоанизотропных одноосных магнитных пленок, не предсказывает столь большого различия. Оно может определяться особенностями перекачки энергии от точки Блоха к различным ветвям элементарных возбуждений.

Выводы к главе 2.

1. Установлено, что по мере увеличения смещающего ДГ магнитного поля решающую роль в динамическом преобразовании ее структуры и, следовательно, в ее подвижности играют возбуждаемые в ней этим полем уединенные нелинейные волны намагниченности. Определены критические параметры поля для генерации и движения таких нелинейных возбуждений.

2. С использованием поляризационно-оптического метода проведено прямое экспериментальное изучение изменения характера движения 180-градусных доменных границ и блоховских линий внутри них в иттриевом феррогранате, происходящего по мере увеличения амплитуды (H_o) приложенного к кристаллу импульсного магнитного поля, параллельного векторам намагниченности в доменах.

3. Показано, что при достаточно малых амплитудах ($\leq 20 \text{ мЭ}$) магнитное поле возбуждает вынужденные колебания ДГ, инерционные свойства которой, определяются находящимися в ней и движущимися по эллиптическим траекториям под действием гиротропных сил блоховскими линиями.

4. С использованием магнитооптического метода показано, что внешнее магнитное поле, действующее перпендикулярно 180-градусным доменным

границам в иттриевом феррогранате, определяет характеристики вынужденных и свободных колебаний, а также дрейфа блоховских линий, обусловленных действием гиротропных сил, возникающих при осцилляции доменных стенок в поле, параллельном векторам намагниченности в доменах.

5. Обнаружена зависимость амплитуды и фазы колебаний БЛ от величины и полярности поляризующего ее поля. Экспериментально определены эффективная масса m и коэффициент вязкого трения β одномерной блоховской линии. Показано, что эти величины значительно меньше m и β двумерной, содержащей блоховские точки, БЛ. Показано, что эффективная масса и коэффициент вязкого трения БЛ, вычисленные на основе экспериментальных данных для определенного интервала полей, удовлетворительно согласуются с теоретическими оценками.

6. Обнаружена зависимость скорости и направления дрейфа БЛ, происходящего в закритическом синусоидальном поле, от величины и полярности поляризующего БЛ поля. Приведенные результаты подтверждают факт существования в БЛ блоховских точек и их движения под влиянием поля нормального к плоскости ДГ.

7. Впервые измерен спектр колебаний блоховской точки вдоль блоховской линии в монокристалле иттриевого феррограната. Установлено, что он имеет релаксационный характер. Показано, что рассчитанная по экспериментальным данным величина подвижности точки на 2-3 порядка меньше значений подвижностей линии и границы.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ АКТЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ГЕТЕРОФАЗНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР.

§3.1 Литературный обзор и постановка задачи.

Создание новых нанокompозитных материалов открыло новую главу в физике магнетизма [225, 226]. Изучение элементарных актов перемагничивания квазидвумерных магнитных сред приобрело особенную актуальность с развитием нанотехнологий, которое позволило синтезировать сверхтонкие гетерофазные магнитные пленки. Обменное взаимодействие на границе раздела между слоями с различным магнитным порядком формирует принципиально новое основное состояние гетерофазного магнетика, коренным образом изменяет поведение спинов во внешнем магнитном поле и приводит к возникновению ряда необычных явлений [25, 27, 227-234].

Важной особенностью является тот факт, что толщина магнитных слоев в типичных тонкопленочных структурах не превышает (и обычно существенно меньше) параметра ширины блоховской стенки $\delta \sim (A/K)^{1/2}$. Это означает, что весь процесс перемагничивания происходит либо за счёт зарождения и эволюции параллельной поверхности плёнки частичной доменной границы - спиновой спирали в обменно-связанных структурах «ФМ/АФМ» и «ММФ/МЖФ», либо за счет формирования фаз с неколлинеарным в общем случае распределением намагниченности в смежных ФМ слоях в магнитных сверхрешетках и спиновых вентилях.

Образование при перемагничивании в таких обменно-связанных структурах специфических обменных спиновых спиралей [25, 27] открывает перспективы экспериментального изучения их эволюции и преобразования в параллельные поверхности пленки доменные границы в медленно меняющихся магнитных полях.

С другой стороны, многослойные нанокompозитные магнитные материалы, такие, как магнитные сверхрешетки и спиновые вентили, состоящие из тонких немагнитных и ферромагнитных слоев, характер обменного взаимодействия между которыми обусловлен электронами проводимости (RKKY обменное взаимодействие), характеризуются весьма специфическими петлями гистерезиса. Процессы перемагничивания в них могут быть описаны [232] в терминах ориентационных фазовых превращений первого и второго рода, обусловленных спин-флип и спин-флоп процессами [235].

а) Магнитная структура и перемагничивание двухслойных обменно-связанных структур.

Новый класс нанокompозитных материалов представляет собой гетерофазные структуры, в которых наночастицы или сверхтонкие слои с различным магнитным порядком связаны между собой прямым обменным взаимодействием на интерфейсе (обменно-связанные двухслойные ФМ/АФМ и ММФ/МЖФ структуры) или через немагнитную прослойку (магнитные сверхрешетки и спиновые вентили).

Открытие специфических свойств таких обменно-связанных гетерофазных материалов было связано с наблюдением Майклджоном и Бином при температуре 77К смещенной вдоль оси H и уширенной петли гистерезиса мелких $(100 \div 1000) \text{ \AA}$ частиц Co [236, 237] после охлаждения этих частиц в присутствии магнитного поля $H = 10 \text{ кЭ}$. Кроме того в этих работах также впервые наблюдался гистерезис при вращении поля, величина которого превышала значение $2K_{\text{FM}}/M_{\text{FM}}$, где K_{FM} и M_{FM} – энергия магнитокристаллической анизотропии и намагниченность насыщения ФМ слоя, соответственно. Было установлено, что обнаруженные эффекты связаны с образованием на поверхности частиц Co окисленного слоя CoO , который при $T < T_N$ (T_N – температура Нееля, равная 290К для CoO) является антиферромагнетиком. Таким образом, каждая частица представляла собой однодоменное ФМ ядро Co с АФМ оболочкой CoO .

Авторы предположили, что монокристаллический CoO также, как и NiO, MnO и FeO [238, 239], при $T < T_N$ имеет магнитную структуру, при которой спины ионов металла внутри плоскостей (111) параллельны друг другу, но антипараллельны в соседних (111) плоскостях, что обуславливает нулевой магнитный момент такого АФМ материала. При окислении поверхность кобальта когерентна с плоскостью (111) окиси кобальта и возникает обменное взаимодействие между ФМ и АФМ атомами на интерфейсе в момент охлаждения структуры Co/CoO ниже температуры Нееля. АФМ спины в выделенной плоскости около интерфейса оказываются в этих условиях сориентированными в некотором выделенном скоррелированном с ФМ спинами направлении (Рис.3.1.1). Таким образом, благодаря обменному взаимодействию на интерфейсе, при $T < T_B$ направление всех спинов в слое Co в обменно-связанной структуре будет зафиксировано вдоль направления смежных АФМ спинов. T_B – так называемая температура блокирования, которая равна температуре Нееля антиферромагнетика или несколько ниже нее. При условии достаточно больших значений толщины и константы анизотропии АФМ слоя ФМ слой всегда в процессе перемагничивания будет испытывать действие возвращающей силы. Однако однонаправленная анизотропия ФМ слоя появляется при охлаждении структуры ниже T_N лишь в присутствии магнитного поля, тогда как при ее охлаждении без поля однонаправленная обменная анизотропия не наблюдается, поскольку в различных частицах она распределяется случайным образом.

Позднее эффект однонаправленной анизотропии наблюдался в различных, содержащих обменно-связанные ФМ и АФМ компоненты, системах: в наночастицах FeCo/FeCoO [240], Fe/Fe₂N [241], Fe/FeS [242], в кристаллических

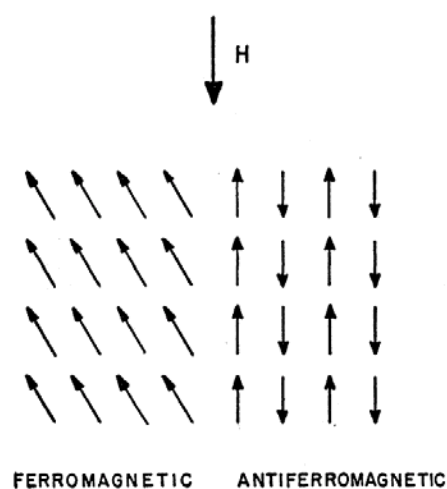


Рис. 3.1.1. Схема ориентации АФМ и ФМ магнитных моментов вблизи интерфейса в слабом магнитном поле.

$\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$ [243, 244], $\text{Ag}_{1-x}\text{Mn}_x$ [244], $\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x$ [245, 246], $\text{Au}_{1-x}\text{Fe}_x$ [247] и аморфных $\text{Fe}_{1-x}\text{Zr}_x$ [248], $(\text{Ni}_{1-x}\text{Mn}_x)_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ [249] сплавах с неоднородным магнитным фазовым составом, в образцах с нанесенной тонкой ФМ пленкой на объемный монокристаллический антиферромагнетик Co/CoO [250], NiFe/CoO [251], Ni/NiO [252-254]. Однако наиболее интенсивно исследовались тонкопленочные обменно-связанные гетерофазные структуры, в которых в качестве ФМ слоя использовались Ni [255, 256], Fe [257-259], Co [260-265] и NiFe [266-270], а в качестве АФМ слоя NiO [255, 256, 264, 271, 272], CoO [260-263, 273-275], FeO [257-259], $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [276-278], $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{O}$ [273, 279], $\text{Fe}_x\text{Ni}_y\text{Mn}_{1-x-y}$ [265, 280-284], $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ [228, 276, 277, 285-302] и $\text{Ni}_x\text{Mn}_{1-x}$ [266]. Основным достоинством таких пленочных структур является контролируемость и воспроизводимость параметров и свойств как составляющих их ФМ и АФМ слоев, так и интерфейса между этими слоями. Так экспериментально было установлено, что поле обменного смещения H_{EX} и коэрцитивное поле H_{C} обратно пропорциональны толщине ФМ слоя t_{FM} [228, 256, 258, 260, 263, 267, 285, 289, 293, 303, 304], тогда как величина H_{EX} практически не зависит от толщины АФМ слоя t_{AFM} [279, 285, 294], превышающей некоторое критическое значение, и быстро убывает до нуля с уменьшением толщины АФМ в диапазоне $t < t_{\text{AFM}}$, а зависимость $H_{\text{C}}(t_{\text{AFM}})$ при этом носит более сложный характер. Детальные исследования пленочных обменно-связанных ФМ/АФМ структур показали, что как H_{EX} , так и H_{C} зависят от конфигурации АФМ спинов на интерфейсе, обусловленной ориентацией АФМ слоя [285], его текстурой [295] и анизотропией [27, 273, 306]. Однако при этом образцы демонстрируют обменное смещение и уширение петли гистерезиса не только с нескомпенсированными спинами на межфазной поверхности, но и с компенсированными [285].

Доменная структура в таких обменно-связанных ФМ/АФМ структурах визуализировалась с помощью биттеровской техники [282-284] и эффекта Керра [260, 284]. Показано, что обменное взаимодействие с АФМ слоем

приводит к существенным изменениям доменной структуры ферромагнитного слоя по сравнению с таким же слоем без такого взаимодействия. В работах [260, 282-284] установлено, что наблюдаемая в обменно-связанных пленках величина смещение петли гистерезиса в значительной степени обусловлена присутствием доменной структуры. В пермалловых пленках [283, 284] доменная структура вплоть до мельчайших деталей может быть закреплена обменным взаимодействием с антиферромагнетиком. При этом перемагничивание таких пленок может происходить за счет смещения 180-градусных доменных границ.

Для описания обнаруженного явления обменного взаимодействия между ФМ и АФМ слоями авторами [236, 237] была изначально предложена простая модель, где смещение петли гистерезиса было

эквивалентно полю однонаправленной анизотропии, действующему на ферромагнетик со стороны антиферромагнетика. Они записали выражение для свободной энергии при перемагничивании сферической однодоменной ФМ частицы с одноосной анизотропией, ориентированной вдоль приложенного поля.

$$W = HM\cos\Theta - K_u\cos\Theta + K_1\sin^2\Theta, \quad (3.1.1)$$

где Θ – угол между ОЛН и направлением намагниченности, K_u и K_1 – энергии однонаправленной и одноосной анизотропии ферромагнетика, соответственно. Решение этого уравнения легко выражается через эффективное поле

$$H' = H - K_u/M, \quad (3.1.2)$$

которое обуславливает смещение петли гистерезиса на величину $H_{EX} = K_u/M$ вдоль оси H . В данной модели принималось, что K_u и K_1 много меньше K_{AF} , поэтому предполагалось, что АФМ спины остаются при перемагничивании неподвижными, а ФМ спины вращаются когерентно.

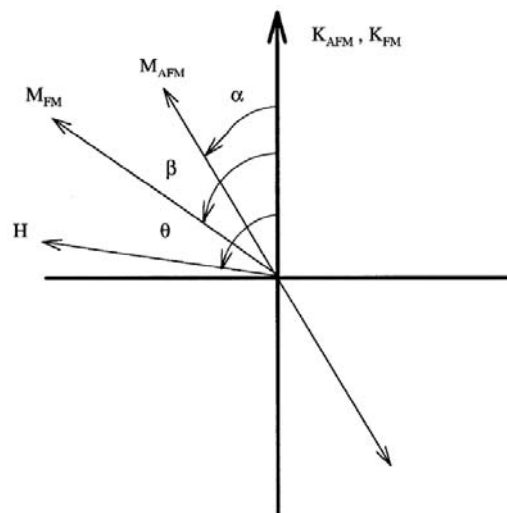


Рис. 3.1.2. Схема ориентации АФМ и ФМ магнитных моментов во внешнем магнитном поле.

В случае, учитывающем и поворот спинов в АФМ слое, поверхностная плотность энергии в соответствии с моделью Майклджона [305] (Рис.3.1.2) приобретает вид

$$W_S = -HM_{FM}t_{FM}\cos(\theta-\beta) + K_{FM}t_{FM}\sin^2(\beta) + K_{AFM}t_{AFM}\sin^2(\alpha) - J_{INT}\cos(\beta-\alpha), \quad (3.1.3)$$

где M_{FM} – намагниченность насыщения ФМ слоя, K_{FM} и K_{AFM} – энергия анизотропии ФМ и АФМ слоев, соответственно, J_{INT} – энергия обменного взаимодействия на интерфейсе, θ , β – углы между осью анизотропии ФМ слоя и направлениями приложенного поля и намагниченности, соответственно, и α – угол между магнитными моментами и осью анизотропии в АФМ слое.

В простейшем случае [236, 237, 305], пренебрегая анизотропией ФМ слоя ($K_{FM}t_{FM} \ll K_{AFM}t_{AFM}$) и полагая, что $J_{INT} < K_{AFM}t_{AFM}$, минимизация уравнения (3.1.3) дает, что поле смещения будет равно

$$H_{EX} = J_{INT}/M_{FM}t_{FM}. \quad (3.1.4)$$

С другой стороны, очевидно, что при перемагничивании бесконечного одноосного ФМ слоя, поле обменного смещения может быть определено из баланса изменения поверхностной плотности энергии во внешнем поле $2HM_{FM}t_{FM}$ и изменения энергии на интерфейсе $\Delta\sigma$ [229]

$$H_{EX} = \Delta\sigma/M_{FM}t_{FM} = J \cdot S_{FM} \cdot S_{AFM} / a^2 M_{FM}t_{FM}, \quad (3.1.5)$$

где J – обменная константа между ближайшими ФМ и АФМ атомами на интерфейсе, S_{FM} и S_{AFM} – спины этих атомов, a – параметр кубической решетки. Таким образом, можно оценить величину обменного взаимодействия на интерфейсе для простой кубической решетки $\Delta\sigma = 2J/a^2$ в идеальном случае нескомпенсированных на межфазной поверхности спинов. Так, например, для структуры NiFe/FeMn при $J \approx 5 \times 10^{-14}$ эрг [306] и $a \approx 2.5 \text{ \AA}$ значение $\Delta\sigma$ оказывается равным ~ 10 эрг/см². Однако экспериментальная величина $\Delta\sigma$, полученная из измерений поля смещения петли гистерезиса в таких структурах [244, 285, 293], оказывается на два порядка величины меньше. Кроме того, эта простая теория не объясняла уширение петли гистерезиса. Обнаруженные

несоответствия расчетных и экспериментальных значений были отчасти устранены в более поздних моделях [27, 228, 229, 307], учитывающих в процессе перемагничивания формирование частичных доменных стенок в АФМ слое вблизи интерфейса.

Маури и др. [27] предложили механизм, при котором обменная энергия на интерфейсе оказывается на два порядка ниже. В [27] предполагается, что при приложении к ФМ/АФМ структуре внешнего магнитного поля, превышающего некоторое критическое значение, с реверсированием намагниченности в ферромагнетике вблизи интерфейса формируется плоская доменная стенка. ДГ может быть либо в антиферромагнетике, либо в ферромагнетике, в зависимости от того, где это энергетически более выгодно.

Авторы рассмотрели случай, когда толщина ФМ слоя значительно меньше ширины доменной границы в нем и плоская ДГ формируется в АФМ слое около интерфейса (Рис.3.1.3). Они показали, что при перемагничивании ФМ слоя увеличение обменной энергии на интерфейсе будет равно энергии доменной стенки в АФМ слое $\Delta\sigma = 4(A_{\text{AFM}}K_{\text{AFM}})^{1/2}$, где A_{AFM} – энергия обменного взаимодействия в антиферромагнетике. Таким образом, выражение для поля смещения при сильной обменной связи между ФМ и АФМ атомами на интерфейсе приобретало вид

$$H_{\text{EX}} = 4(A_{\text{AFM}}K_{\text{AFM}})^{1/2}/M_{\text{FM}}t_{\text{FM}}, \quad (3.1.6)$$

Значение $\Delta\sigma$ в этом случае для NiFe/FeMn структуры с $A_{\text{AFM}} \approx 3 \times 10^{-7}$ эрг/см и $K_{\text{AFM}} \approx 1.3 \times 10^5$ эрг/см³ оказалось ~ 0.4 эрг/см², что было почти на два порядка ниже величины, оцененной без учета формирования ДГ в АФМ, и совпадало по порядку величины с полученными в экспериментах [244, 285, 293] значениями. Однако данная модель справедлива лишь для идеальной межфазной поверхности с

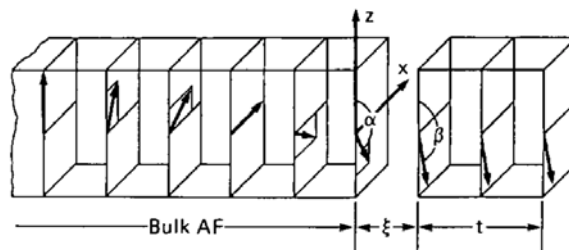


Рис. 3.1.3. Схема ориентации магнитных моментов около интерфейса тонкого ФМ и толстого АФМ слоев при перемагничивании. Ось z – ось анизотропии в АФМ. В АФМ показаны спины лишь одной подрешетки.

полностью нескомпенсированными АФМ спинами, тогда как реальные кристаллы содержат, как правило, различные структурные дефекты.

Другая модель, также позволяющая устранить расхождение расчетных и

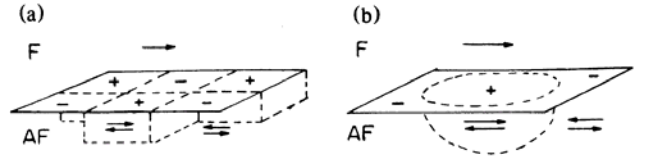


Рис. 3.1.4. Схема доменов в АФМ слое (пунктир), стабилизированных суммарным локальным обменным полем, окруженных областями с противоположной ориентацией этого поля. Приведены мелко- (a) и крупномасштабные (b) домены.

экспериментальных значений $\Delta\sigma$ и учитывающая неоднородность интерфейса, была предложена в работах Малоземова [229, 307]. Его модель «случайного поля» предполагает наличие различных ступенек и других структурных дефектов на интерфейсе, которые приводят к появлению как скомпенсированных, так и нескомпенсированных, спинов на нем и, как следствие, исходной доменной структуры (Рис.3.1.4). Таким образом, на неоднородной межфазной поверхности существуют локальные места с нескомпенсированными АФМ спинами, которые приводят к суммарной однонаправленной анизотропии ФМ слоя. Благодаря случайному распределению дефектов межфазной поверхности в атомарном масштабе локальная обменная анизотропия также будет носить случайный характер

$$\delta_1 = \pm zJ/a^2, \quad (3.1.7)$$

где z – число порядка единицы. Теория случайного поля утверждает, что на интерфейсе будет существовать ненулевая усредненная суммарная обменная энергия. Особенно в случае мелкомасштабного усреднения. Таким образом, автор показывает, что усредненная межфазная обменная энергия будет

$$\Delta\sigma = 4zJ/\pi aL, \quad (3.1.8)$$

где $L \approx \pi(A_{AFM}/K_{AFM})^{1/2}$ – характерный латеральный размер домена.

Соответственно, обменное поле смещения благодаря наличию на интерфейсе плотности энергии согласно теории случайного поля будет

$$H_E = \Delta\sigma/M_{FM}t_{FM} = 2z(A_{AFM}/K_{AFM})^{1/2}/\pi^2 M_{FM}t_{FM}. \quad (3.1.9)$$

Это выражение подобно выражению, полученному в работе Маури и др.[27] для случая сильного обменного межфазного обмена, и также, как и в

их работе, оно дает уменьшение величины H_E по сравнению с простой моделью идеальной межфазной поверхности на два порядка.

Несмотря на очевидное продвижение в понимании природы возникновения обменного смещения петель гистерезиса обменно-связанных ФМ/АФМ структур и объяснения ряда наблюдаемых эффектов, эти модели не проливают света на микромеханизм их перемагничивания. Невыясненными остаются кинетика процесса перемагничивания и причины уширения петли гистерезиса. Эти модели также не позволяют адекватно описать явления, связанные с обменным взаимодействием на интерфейсе, в поликристаллических ФМ/АФМ структурах. Тем не менее, эти модели однозначно указывают на формирование при перемагничивании в АФМ слое спиновых спиралей - обменных пружин.

В этой связи стоит так же отметить более детальные расчеты преобразования распределения спинов ФМ/АФМ структуры в рамках первой модели [308-311]. Они показали, что при перемагничивании в ФМ слое может формироваться неоднородное вдоль нормали к пленке распределение намагниченности, характеризующееся поворотом спинов в соседних атомарных плоскостях от направления оси однонаправленной анизотропии на интерфейсе к направлению приложенного поля на свободной поверхности ферромагнетика. Такое распределение намагниченности в обменно-связанной ФМ/АФМ структуре может быть реализовано при условии $K_{AFM} \gg K_{FM}$. Такие условия реализуются в другом типе гетерофазных наномангнетиков – в двухслойных структурах, состоящих из обменно связанных магнитомягкого (ММФ) и магнито жесткого (МЖФ) ферромагнетиков [25, 312-318].

Такие структуры были предложены прежде всего для создания постоянных магнитов с рекордными значениями энергетического произведения $(BH_C)_{max}$. При этом магнито жесткий ферромагнетик должен был обеспечить большую коэрцитивность H_C , тогда как магнитомягкий - большое значение магнитной индукции B в насыщении. Для этой цели были синтезированы гетерофазные ММФ/МЖФ структуры: NiFe/NiCu [312], $Fe_{65}Co_{35}/Sm_2Fe_{17}N_3$ [315, 316], α -Fe/ $Sm_2Fe_{17}N_x$ [317], α -Fe/ $Nd_2Fe_{14}B_1$ [25, 318], $Fe_3B/Nd_2Fe_{14}B_1$ [313]. В

качестве МЖФ также рассматривались редкоземельные сплавы кобальта, в частности известные высокоанизотропные составы Sm_xCo_y [25, 314]. Эксперименты, выполненные как на традиционных нанокompозитных сплавах [313, 315, 317, 318], так и на пленках [312], продемонстрировали увеличение величины энергетического произведения по сравнению с традиционными однофазными материалами. В [25, 312, 318] показано, что наблюдаемые обратимые кривые размагничивания находятся в качественном согласии с механизмом «обменных пружин» [25, 312].

Модель перемагничивания ММФ/МЖФ структур была предложена в работе [312]. В ней рассматривалось поведение магнитомягкой пленки, расположенной на магнито жесткой подложке. Предполагалось, что анизотропия МЖФ слоя бесконечно большая, а намагниченность ММФ пленки лежит в ее плоскости и изменяется лишь вдоль нормали к ней. В пренебрежении анизотропией, магнитострикцией и магнитостатическими полями в ММФ пленке свободная энергия имела вид

$$W = \int_0^d \left\{ A_{FM} \left[\frac{d\theta(z)}{dz} \right]^2 - \vec{M} \cdot \vec{H} \right\} dz, \quad (3.1.10)$$

где $\theta(z)$ – угол между вектором $\vec{M}$ и осью легкого намагничивания (x), d – толщина ММФ пленки. Решение уравнения (3.1.10) при граничных условиях закрепления спинов на интерфейсе ($\theta = 0$ при $z = 0$) и свободных на свободной поверхности ($d\theta/dz = 0$ при $z = d$) получается в виде одномерной спиновой спирали, закрученной вдоль нормали к поверхности структуры (Рис. 3.1.5). Этот результат совпадает с результатом, полученным в [25, 308], и качественно описывает обратимую кривую намагничивания.

Таким образом, в [25, 308, 312] обсуждается простейший механизм, связанный

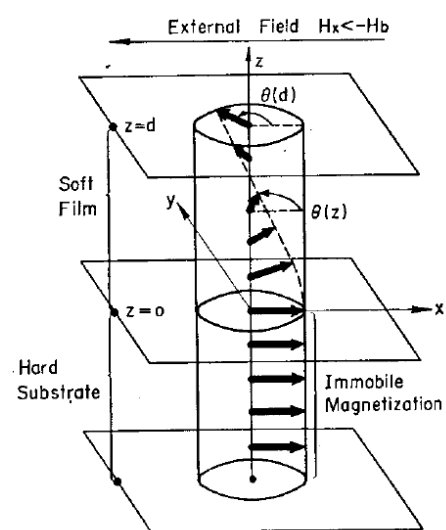


Рис.3.1.5. Конфигурация намагниченности в ММФ/МЖФ структуре [312].

с формированием во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной обменной спиновой пружины. В пружине такого типа спины в соседних атомных плоскостях магнитомягкого слоя под воздействием внешнего поля плавно разворачиваются от направления эффективного поля на поверхности к направлению поля однонаправленной анизотропии вблизи межфазной границы. Расчеты с использованием этой идеализированной модели лишь качественно объясняют некоторые из наблюдаемых особенностей перемагничивания: наличие обменного сдвига частной петли гистерезиса гетероструктуры, критические поля для начала формирования спиновой спирали, последующую обратимость начального этапа перемагничивания. Однако ряд фундаментальных особенностей их перемагничивания остаётся невыясненным.

При анализе поведения реальных слоистых нанокompозитов необходимо учитывать тот факт, что эквивалентность энергии обменной спиновой пружины относительно направления ее закручивания может приводить к зарождению в кристалле областей с разносторонним вращением спинов в различных участках плёнки. Реальный кристалл содержит магнитостатические поля, дефекты кристаллической решётки, границы блоков, зёрен, шероховатости межфазной границы. Всё это должно вызывать разориентацию направлений полей анизотропии и может стимулировать разворот спинов в противоположных направлениях. В тонкоплёночных гетерофазных магнетиках анализ таких явлений не проводился. Их исследование является необходимым шагом на пути к адекватному описанию микромеханизмов перемагничивания слоистых магнитных нанокompозитов. Другой важной особенностью является тот факт, что толщина магнитомягкого слоя в типичных ФМ/АФМ и ММФ/МЖФ структурах не превышает (и обычно существенно меньше) параметра ширины блоховской стенки $\delta \sim (A_{\text{FM}}/K_{\text{FM}})^{1/2}$. Это означает, что весь процесс его перемагничивания может происходить только за счёт зарождения и эволюции параллельной поверхности плёнки частичной доменной границы - спиновой спирали, а не её поступательного движения, как это происходит в

однофазных материалах. Более того, полное переключение намагниченности в магнитомягком слое (и во всей гетероструктуре) должно сильно зависеть от взаимодействия формирующейся обменной пружины со спиновыми подсистемами, локализованными как в основном массиве магнито жесткого слоя, так и в области межфазной границы.

б) Магнитная структура и перемагничивание магнитных сверхрешеток и спиновых вентилях.

Интерес к свойствам тонких магнитных пленок в целом и к магнитным сверхрешеткам в частности проявлялся давно [319, 320], однако, лишь успехи в синтезе нанокompозитных тонкопленочных материалов, обладающих рядом уникальных свойств, стимулировали мощный всплеск активности в различных областях физики и открыли новые направления в исследованиях поверхностного, межповерхностного и тонкопленочного магнетизма [226, 321, 322]. Выполнено большое количество работ, основанных на измерении макроскопических характеристик намагничивания таких искусственно созданных нанокompозитных магнетиков. В частности, по этим характеристикам анализировали спин-переориентационные фазовые переходы. Экспериментальные исследования, однако, еще не доведены до уровня прямого изучения в режиме реального времени кинетики их протекания, типа возникающих фаз, процессов зарождения и смещения доменных границ, а также вращения магнитных моментов в соседних слоях.

Толчком к интенсивному исследованию магнитных свойств в сверхрешетках послужило открытие эффекта гигантского магнитосопротивления в них. В работах [230, 231] на многослойных структурах Fe/Cr было впервые показано, что в сверхрешетках с изменением ориентации намагниченности в смежных ФМ слоях от антипараллельной к параллельной наблюдается значительное изменение сопротивления электрическому току. Величина эффекта определяется как $\Delta R/R = (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow})/R_{\uparrow\uparrow}$, где $R_{\uparrow\downarrow}$ и $R_{\uparrow\uparrow}$ сопротивления в антиферромагнитной и ферромагнитной конфигурациях, соответственно.

Позднее эффект ГМС наблюдался во многих других многослойных структурах (Fe/Cu, Co/Co, NiFe/Cu и др.). Физическая природа эффекта ГМС заключается в явлении спин-зависимого рассеяния электронов при условии, что длина свободного пробега электронов без изменения спинового состояния в сверхрешетке много больше толщины каждого из слоев.

С точки зрения практического использования в качестве датчиков магнитного поля и ячеек памяти в запоминающих устройствах многослойные структуры не технологичны. В связи с этим были предложены более простые слоистые структуры ФМ/немагнитный материал/ФМ/АФМ [330], так называемые «спиновые клапаны», которые в последствии широко исследовались [331] и получили распространение в производстве головок считывания для магнитных дисков компьютеров. Основная особенность таких структур заключается в том, что один ФМ слой закреплен обменным взаимодействием с АФМ подложкой, а другой свободен и может изменять в магнитном поле свою намагниченность относительно закрепленного слоя, что обуславливает эффект ГМС.

Демонстрирующие эффект ГМС наноструктурные материалы интенсивно исследуются благодаря их потенциальным применениям [226, 321, 331]. Для того чтобы полнее реализовать их потенциал и добиться более высоких значений эффекта ГМС, необходимо решить ряд фундаментальных проблем преобразования намагниченности в таких материалах. Для этого необходимо разработать и применить методы исследования процессов формирования и движения доменных стенок в режиме реального времени. Для более полного понимания влияния магнитного состояния нанокompозитных пленок на эффект ГМС особенно важна информация о распределении спинов в плоскостных магнитных доменах в этих пленках [332]. Также еще не выяснено и нуждается в изучении влияние дефектов кристаллической решетки и неоднородностей образца на динамические свойства ДГ, что обуславливает скачки Баргаузена и, соответственно, $1/f$ шум в структурах с ГМС, на необходимость уменьшения которого указывалось в [333].

Характер распределения спинов в АФМ обменно-связанных сверхрешетках и спиновых вентилях может быть нарушен неоднородностями толщины немагнитных прослоек, дефектами кристаллической структуры и процессом перемагничивания. В результате может формироваться частная доменная структура с необычными стенками. Некоторые примеры обсуждались в [334]. Если ДГ зародились лишь в одном или в нескольких немногих слоях, их движение сопровождается изменениями величины энергии обменного взаимодействия между слоями в области «псевдо-доменных границ» (параллельных интерфейсу). Изменения самих «псевдо-доменных границ» также приводит к изменениям в сопротивлении за счет ГМС эффекта.

Для практических применений, таких как магнитная память с произвольной выборкой и магнитные считывающие головки, очень важна термостабильность структурных, магнитных, и магнитотранспортных свойств многослойных систем с эффектом гигантского магнитосопротивления.

Все это придает особое значение необходимости развивать неразрушающие методы характеристики микроструктуры сверхрешеток и исследованиям в режиме реального времени процессов перемагничивания. В настоящее время имеются несколько методов, которые были использованы для изучения магнитной доменной структуры слоистых магнитных материалов. Это керровская микроскопия [335], сканирующая электронная микроскопия с анализом поляризации электронов (SEMPA) [336, 337], магнитная силовая микроскопия [338] и ряд других. Каждый из этих методов имеет свои преимущества и недостатки. Для наблюдения доменной структуры в режиме реального времени может быть применен модифицированный метод магнитооптической индикаторной пленки (МОИП), применяемый для регистрации магнитного потока сверхпроводников [339]. Этот метод может быть приложен непосредственно к только что полученному материалу, используя простую аппаратуру, и обеспечить быстрое прямое наблюдение доменной структуры и ее динамики при изменении магнитного поля или температуры.

Выводы. Постановка задачи.

С момента открытия эффекта обменного смещения в нанокompозитных частицах ФМ/АФМ и последующего синтеза большого спектра гетерофазных тонкопленочных магнетиков, обладающих уникальными магнитными и транспортными свойствами, изучению влияния их магнитной и кристаллической структуры, состава, условий выращивания на процессы перемангничивания этих наноструктур уделялось много внимания. Теоретический анализ распределения намагниченности до и после намагничивания тонкопленочных гетероструктур показывает, что результат в значительной степени зависит от анизотропии в слоях, атомарной структуры и характера обменного межслоевого взаимодействия спинов на интерфейсе. Однако широко обсуждаемые простейшие механизмы, связанные с формированием во внешнем магнитном поле одномерного распределения спинов, лишь качественно объясняют некоторые из наблюдаемых особенностей перемангничивания таких гетероструктур. А ряд важных предсказаний таких моделей противоречит экспериментальным данным. Совершенно неизученными в экспериментальном плане остаются элементарные акты перемангничивания таких слоистых нанокompозитов. Не изучено влияние на процессы формирования доменной структуры в таких материалах внешних возбуждений и внутренних факторов, таких как дефекты кристаллической решетки в слоях и на межфазной поверхности, стехиометрии слоев и типа обменной связи между ними, магнитостатических полей. Поэтому была поставлена задача разработки метода регистрации доменной структуры и ее преобразования в режиме реального времени в слоистых наномангнетиках и прямого экспериментального изучения элементарных актов перемангничивания обменно-связанных гетероструктур и слоистых наномангнетиков — сверхрешеток и спиновых вентилях, исследования влияния межслоевого обменного взаимодействия на основное состояние таких гетерофазных магнетиков и на микромеханизмы формирования и эволюции доменной структуры, ответственные за ряд необычных явлений.

§ 3.2 Методические вопросы исследования тонких нанокompозитных гетерофазных магнитных пленок.

Для детального экспериментального изучения распределения намагниченности и элементарных актов перемангничивания магнитных тонкопленочных нанокompозитных образцов, выращенных на непрозрачных подложках, был применен метод магнитооптической индикаторной пленки. Этот метод впервые использовался для визуализации магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках [339] и был развит в рамках данной работы для прямого экспериментального изучения гетерофазных магнитных пленок. Разработанная на его основе магнитооптическая установка включала в себя отражательный поляризационный микроскоп Полам-312, магнитную систему и CCD-камеру (Рис.3.2.1). Образец помещался в электромагнитную систему, состоящую из двух соленоидов с сердечниками и создающую плоскостное магнитное поле H , меняющееся как по величине ($H = 0 \div \pm 8,7$ кЭ), так и по направлению ($\varphi = 0^\circ \div 360^\circ$). Визуализация магнитных полей рассеяния образца осуществлялась с помощью магнитооптической индикаторной пленки, помещенной непосредственно на поверхность образца. Линейно-поляризованный свет падал перпендикулярно поверхности индикатора, проходил сквозь него и отражаясь от алюминиевого зеркала, нанесенного на нижнюю поверхность индикатора, попадал либо на окуляры микроскопа для визуального наблюдения магнитооптического (МО) портрета образца, либо на CCD-камеру для его регистрации и дальнейшей компьютерной обработки.

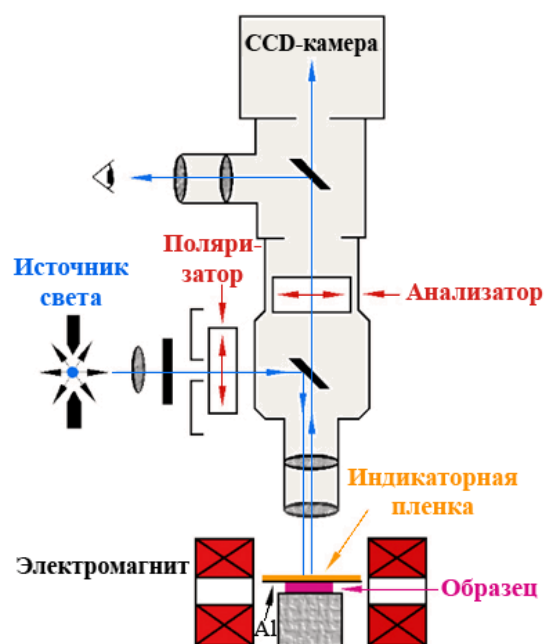


Рис.3.2.1 Магнитооптическая установка для визуализации магнитных полей рассеяния тонкопленочных образцов.

Используемые в эксперименте индикаторы представляли собой висмут-содержащие эпитаксиальные пленки иттриево-железистого граната $(\text{YBiGd})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ толщиной $1 \div 5 \text{ мкм}$, выращенные на подложках из гадолиний-галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ($0,3 \div 0,5 \text{ мм}$) [340]. На индикаторную пленку структуры были последовательно напылены алюминиевое зеркало толщиной $0,2 \div 0,5 \text{ мкм}$ и пленка SiO_2 ($0,2 \div 0,5 \text{ мкм}$) для его предохранения от механических повреждений (Рис.3.2.2). На другую поверхность структуры было нанесено тонкое ($\sim 0,1 \text{ мкм}$) антиотражающее покрытие SiO_2 , позволяющее увеличить чувствительность индикатора на 20%-30%.

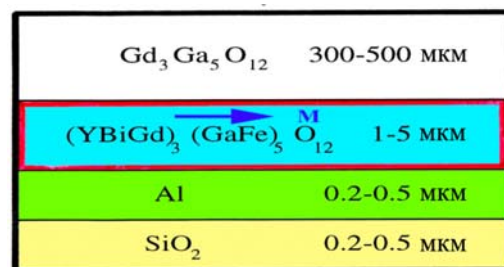


Рис.3.2.2 Структура магнитооптической индикаторной пленки.

В отсутствие внешних полей магнитный момент индикатора был ориентирован в плоскости пленки (Рис.3.2.3). Под действием нормальной компоненты $H_{\perp}$ локальных полей рассеяния образца намагниченность гранатовой пленки отклонялась из плоскости, обуславливая, благодаря большой величине эффекта Фарадея в этой пленке, соответствующее вращение плоскости поляризации света, проходящего сквозь нее. Линейно-поляризованный свет падал перпендикулярно на индикатор и отражался от его зеркальной, прилегающей к образцу, поверхности.

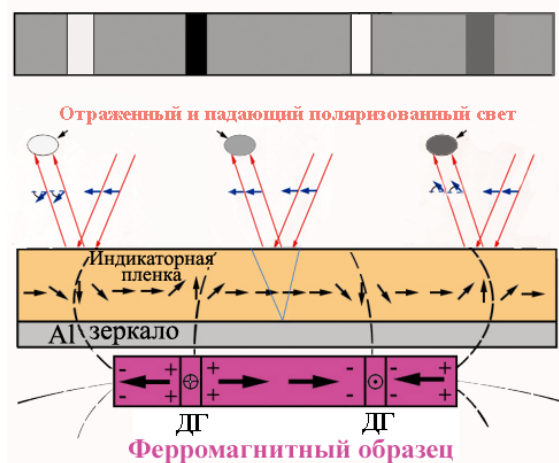


Рис.3.2.3 Схема эксперимента, иллюстрирующая принцип метода и МО контраст, обусловленный полями рассеяния.

При слегка раскращенных николях, в зависимости от величины и знака $H_{\perp}$, на магнитооптическом изображении образца на однородном сером фоне формировались локальные темные и (или) светлые участки с соответствующими вариациями интенсивности. Таким образом, оказалось возможным оценить характеристики полей рассеяния от магнитных зарядов

образца, формирующихся на его краях, доменных границах (ДГ) и других магнитных дефектах.

В случаях слабого МО сигнала детали доменной структуры были изучены с использованием компьютерной обработки изображений. При этом использовалось вычитание из текущего МО портрета фонового изображения, которое было результатом усреднения двух изображений, полученных после предварительного насыщения образца большими магнитными полями противоположных полярностей. При этом одни и те же области МО портрета образца были светлыми в одном из изображений и темными – в другом. Усреднение этих изображений приводило к компенсации магнитной составляющей в результирующем изображении, но не влияло на паразитный контраст от немагнитных дефектов в нем. Эта процедура уменьшала или полностью убирала паразитный контраст от немагнитных дефектов и существенно поднимала чувствительность метода.

Для анализа намагниченности в плоскости некоторых образцов с помощью тонкого абразивного ($\sim 0,1 \text{ мкм}$) шлифования создавалось сквозное круглое отверстие диаметром от 100 мкм до 300 мкм (Рис.3.2.4). При однородном распределении намагниченности в

образце ее направление определялось по ориентации оси симметрии (показана компасной стрелкой) МО портрета, формируемого компонентами $H_{\perp}$ поля рассеяния на краю круглого отверстия. Количественной характеристикой

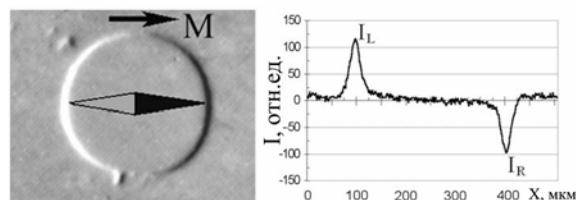


Рис.3.2.4 МО портрет намагниченности вблизи края отверстия и профиль интенсивности магнитооптического сигнала.

намагниченности служила величина интенсивности МО сигнала. Ее отклонения от среднего уровня (серый фон) на левом и правом краях отверстия определяются выражениями $I_L = I_0[\sin^2(\beta + \psi) - \sin^2\beta]$ и $I_R = I_0[\sin^2\beta - \sin^2(\beta - \psi)]$, соответственно, где I_0 – интенсивность падающего линейно-поляризованного света и ψ – угол фарадеевского вращения. Для малых ψ усредненная интенсивность $I_A = (I_L + I_R)/2 \sim \psi \sim H_{\perp} \sim M$ Таким образом, усредненная по

толщине тонкопленочных образцов намагниченность $\mathbf{M}$ характеризуется величиной I_A и углом α отклонения $\mathbf{M}$ от легкой оси намагничивания. Анализ изменений этих значений при перемагничивании позволяет определить изменения распределения спинов в магнитных слоях.

В области больших внешних полей H ($H > 1000 \text{ Э}$) прямое наблюдение магнитной структуры в значительной степени оказывается затрудненным. Сильное плоскостное поле поворачивает индуцированные полем $H_{\perp}$ магнитные моменты индикатора назад в плоскость, уменьшая реальное значение интенсивности МО сигнала. В этом случае, для восстановления полезного МО сигнала, аппаратное его уменьшение компенсировалось умножением измеряемого сигнала на коэффициент $K^H = I_L^0 / I_L^H$, где I_L^0 и I_L^H – пики интенсивностей, измеренных в полях равных нулю и текущему значению H , соответственно. При этом зависимость $K^H(H)$, измерялась в каждом конкретном эксперименте отдельно в области полей, где образец был в насыщении и величина M , а значит и индуцированное ею поле $H_{\perp}$, гарантированно не зависели от приложенного поля. Следовательно, изменения интенсивности полученного МО сигнала зависели не от образца, а исключительно от величины приложенного поля. Такие калибровочные эксперименты показали, что $K^H = 1$ при $H = 0$ и всегда увеличивается линейно с ростом поля H . В случаях, когда требовалось измерить необратимые процессы преобразования магнитной структуры в условиях действия очень сильных магнитных полей, магнитооптический портрет остаточной намагниченности фиксировался после выключения предварительно приложенного поля требуемой величины.

§3.3 Прямое экспериментальное изучение процессов перемагничивания в эпитаксиальных обменно-связанных пленках ФМ/АФМ.

В данном параграфе представлены результаты экспериментального изучения элементарных актов перемагничивания в обменно-связанных двухслойных нанокompозитных пленках в зависимости от их реальной и дефектной

структуры. Приведен анализ влияния доменных границ на поле смещения и коэрцитивность в них.

а) Преобразование доменной структуры и гистерезисные свойства гетерофазных эпитаксиальных пленок пермаллоя с [100] и [110] однонаправленной анизотропией.

Эпитаксиальные гетерофазные NiO(500 Å)/NiFe(100 Å) (Образцы А, Б и В) и гомофазные (без буферного слоя NiO) пленки NiFe(500 Å) (Образцы Г) были выращены в одинаковых условиях в ростовой установке с ионно-лучевым распылением как на монокристалле MgO(001), так и на поликристаллической подложке Si [341]. В процессе нанесения ФМ пленок, в них постоянными магнитами, которые создавали в плоскости подложки однородное поле 300Э, индуцировались одноосная анизотропия в NiFe и однонаправленная анизотропии в NiO/NiFe.

Распределение намагниченности и процессы перемагничивания были исследованы в двухслойных пленках, в которых индуцированное поле смещения было ориентировано либо вдоль направления $\langle 110 \rangle$ в подложке (Образец А), либо вдоль $\langle 100 \rangle$ (Образец Б), а также в структурах с инверсным порядком нанесения ФМ и АФМ слоев (образец В).

Предварительно, до нанесения тонких пленок, при скрайбировании подложки на более мелкие части в нее были введены дислокации, которые располагались, в основном, около краев полученных образцов. Таким образом, оказалось возможным наблюдение участков одних и тех же образцов с дислокациями и без них. Плоскости скольжения винтовых дислокаций наблюдались на поверхности всех образцов благодаря ступенькам, параллельным направлениям $\langle 100 \rangle$. Плоскости скольжения $\{110\}$ краевых дислокаций выявлялись в проходящем поляризованном свете с помощью эффекта двупреломления на локализованных вблизи дислокаций внутренних напряжениях. Для изучения процесса перемагничивания в образцах использовался метод МОИП. Макроскопические петли гистерезиса

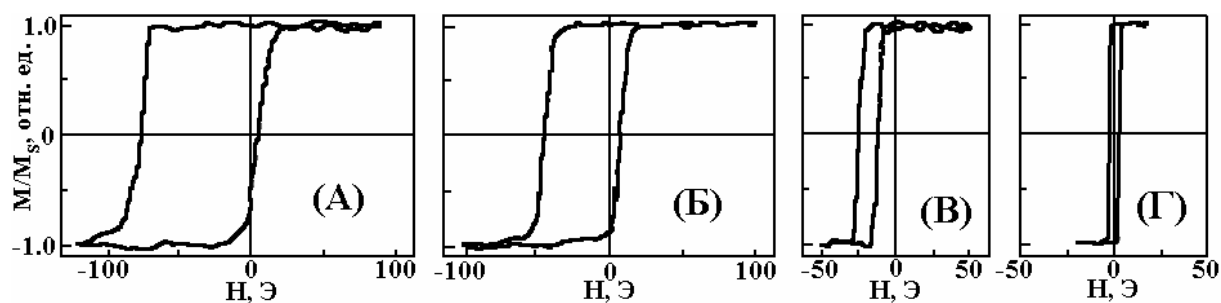


Рис.3.3.1 Петли гистерезиса эпитаксиальных структур пермаллоя.

двухслойных структур и пленок NiFe были измерены вибромагнитометром. Все измерения выполнялись при комнатной температуре.

На Рис. 3.3.1 приведены петли гистерезиса для всех четырех типов образцов. Видно, что петли двухслойных структур ФМ/АФМ смещены вдоль оси H , и их ширина значительно превышает ширину петли пермаллоя, выращенного непосредственно на подложке MgO. Кроме того, важно отметить тот факт, что значения как полей обменного смещения H_{EX} , так и коэрцитивных полей H_C , сильно зависят от ориентации H_{EX} относительно кристаллографических осей подложки и от порядка нанесения ФМ и АФМ слоев в процессе их выращивания.

Как можно видеть из данных по перемагничиванию спиновых вентилях (§5.2), составным элементом которых является обменно-смещенная ФМ/АФМ структура, наиболее вероятно, что процесс перемагничивания ФМ пленки в такой двухслойной структуре может происходить за счет неоднородного вращения спинов и (или) зарождения доменов и движения их доменных границ.

Петля гистерезиса и МО изображения доменной структуры, наблюдаемые в процессе перемагничивания двухслойной структуры (А) NiO/NiFe, выращенной на MgO(001) подложке, показаны на Рис. 3.3.2. Магнитное поле было приложено вдоль или против направления [110], совпадающего с направлением магнитного поля, приложенного при нанесении двухслойной структуры. Буквы на петле гистерезиса относятся к соответствующим состояниям образца на МО портретах. Петля гистерезиса сдвинута вдоль оси поля ($H_{EX} = 35Э$) и существенно уширена ($H_C = 40Э$). На МО микрофотографиях показано, что двухслойная структура перемагничивается за

счет зарождения и последующего роста доменов с новой ориентацией намагниченности. При этом, при ориентации магнитного поля вдоль оси однонаправленной анизотропии зарождение доменов происходит в одних местах кристалла (на рисунке в центральных областях поля зрения) вблизи некоторых дефектов [Рис.3.3.2(б)], тогда, как в поле, ориентированном в противоположном направлении, зарождение доменов происходит в других местах около других центров [Рис.3.3.2 (е)]. Прежние центры не играют никакой роли в зарождении и, более того, процесс

перемагничивания из основного состояния заканчивается вблизи этих центров [Рис.3.3.2 (з)]. Таким образом, в данном эксперименте было обнаружено новое явление асимметрии активности центров зарождения доменов при перемагничивании образца из основного состояния и обратно в основное.

Аналогичным образом процесс перемагничивания происходил и во внутренней области образца Б. На Рис.3.3.3 показана доменная структура образца в указанных точках петли гистерезиса при перемагничивании образца вдоль или против направления [010], совпадающего с направлением магнитного поля,

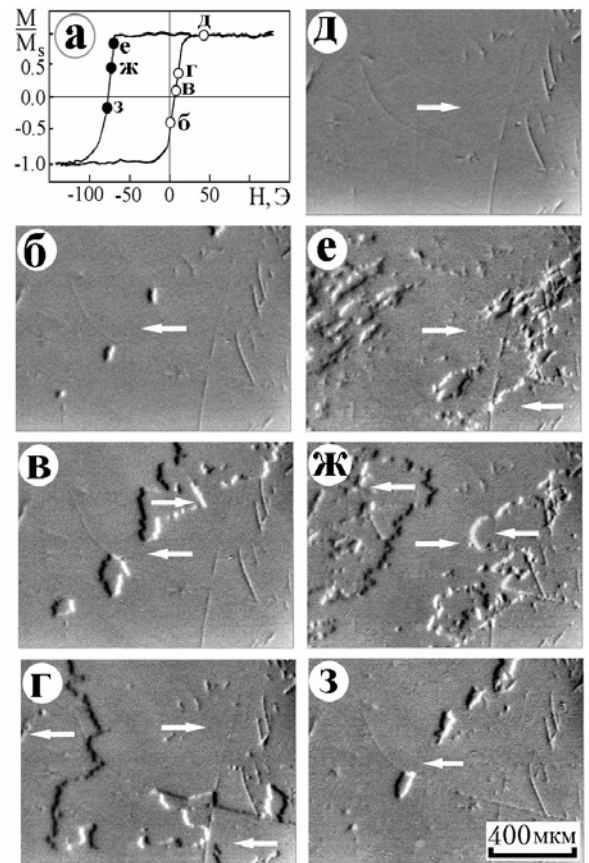


Рис.3.3.2 Петля гистерезиса и МО изображения доменной структуры, наблюдаемые в процессе перемагничивания двухслойной структуры А.

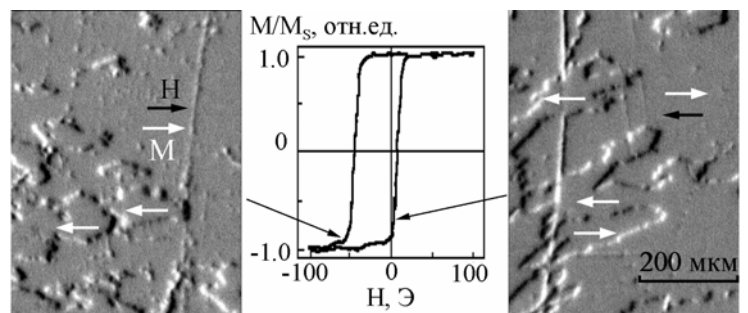


Рис.3.3.3 МО изображения доменной структуры образца Б в указанных точках петли гистерезиса при его перемагничивании.

приложенного в процессе роста двухслойной структуры. Новые домены формировались при меньших значениях внешних магнитных полей на случайно распределенных несовершенствах кристаллической структуры, а процесс пере-магничивания из основного состояния и обратно был также ассиметричным.

Однако наиболее ярко асимметрия центров зарождения проявилась при перемагничивании одного из образцов Б вблизи его края. Набор МО изображений на Рис.3.3.4 демонстрирует его особенности. Видно, что вдоль определенных кристаллографических направлений подложки в процессе перемагничивания двухслойных структур в основное состояние [Рис.3.3.4(а)-(в)] действуют определенные центры зарождения доменов. Когда внешнее магнитное

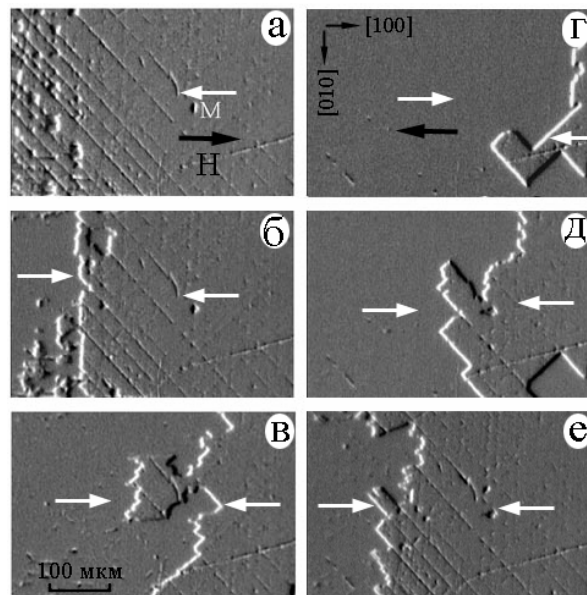


Рис.3.3.4 МО изображения доменной структуры, наблюдаемые вблизи края образца Б при его перемагничивании. (а) $H = 3.5 \text{ Э}$, (б) 10 Э , (в) 18 Э , (г) -47 Э , (д) -50 Э , (е) -53 Э .

поле было приложено против обменного поля, доменные стенки в этих центрах не появлялись, но формировались на других дефектах. Однако в последнем случае наблюдалось закрепление доменных стенок на первоначальных полосовых дефектах [Рис.3.3.4 (г)-(е)].

Перемагничивание области образца Б непосредственно у края показало, что его край играет определяющую роль при приложении поля против однонаправленной анизотропии. Петля гистерезиса структуры NiO/NiFe, измеренная вдоль направления $[010]$, которое совпадает с направлением магнитного поля, приложенного в течение роста двухслойной структуры, показана на Рис.3.3.5(а). Видно, что она имеет обменное смещение ($H_{\text{EX}} = \sim 20 \text{ Э}$) и коэрцитивную силу ($H_{\text{C}} \approx 26 \text{ Э}$). МО изображения на рисунках Рис.3.3.5(б)-(з) демонстрируют поведение доменов в процессе

перемагничивания образца. Буквами обозначены точки на петле гистерезиса [Рис.3.3.5(а)], соответствующие моментам перемагничивания, изображенным на МО микрофотографиях теми же буквами. Необходимо отметить три основных особенности процесса перемагничивания такой обменно-смещенной двухслойной структуры. (1) Перемагничивание происходит в результате зарождения и последующего роста доменов, имеющих новую ориентацию намагненности. Зародыши доменов с обратной намагненностью формируются в магнитном поле, близком к величине коэрцитивного поля [Рис.3.3.5(б)], и

замегают весь образец в пределах небольшого интервала полей, обуславливая почти прямоугольную форму петли гистерезиса. Это означает, что перемагничивание лимитировано, главным образом, процессами зарождения. (2) Наблюдается асимметрия в активности центров зарождения доменов. Когда магнитное поле ориентировано против направления однонаправленной анизотропии, зарождение доменов происходит на краях пленки (или различных магнитных неоднородностях) [Рис.3.3.5(б)]. Напротив, когда поле ориентировано вдоль этого направления, зарождение доменов происходит в одних и тех же областях, располагающихся вдоль определенных кристаллографических направлений [Рис.3.3.5(е)]. (3) Эти специфические области кристалла влияют не только на зарождение доменов, но также препятствуют движению доменных стенок. В результате доменные стенки типа

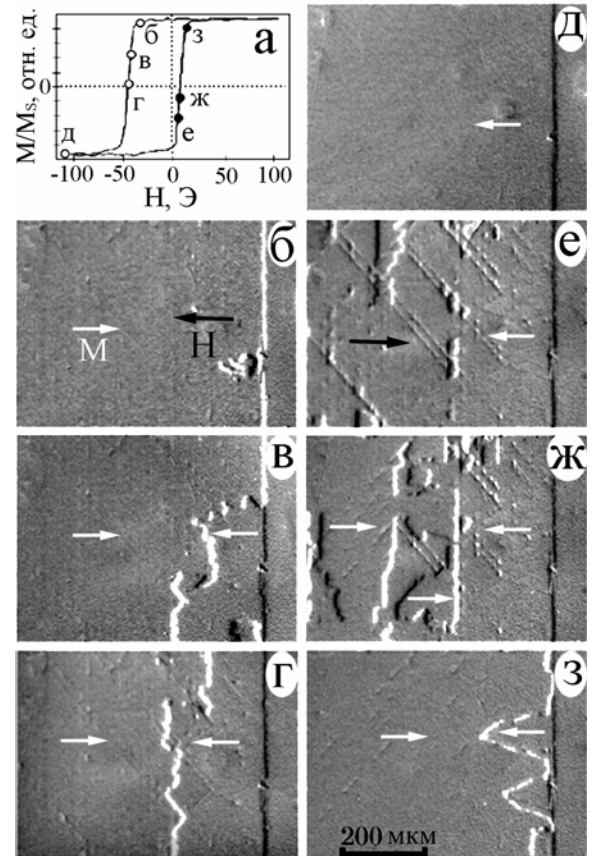


Рис.3.3.5 Петля гистерезиса и МО изображения доменной структуры, наблюдаемые при перемагничивании двухслойной структуры Б вблизи ее края.

head-to-head состоят из участков, параллельных этим выделенным направлениям в кристалле.

На Рис.3.3.6 показаны петля гистерезиса и МО изображения, полученные при перемагничивании вдоль направления, перпендикулярного к оси однонаправленной анизотропии этой двухслойной структуры. В этом случае процесс перемагничивания существенно отличался от

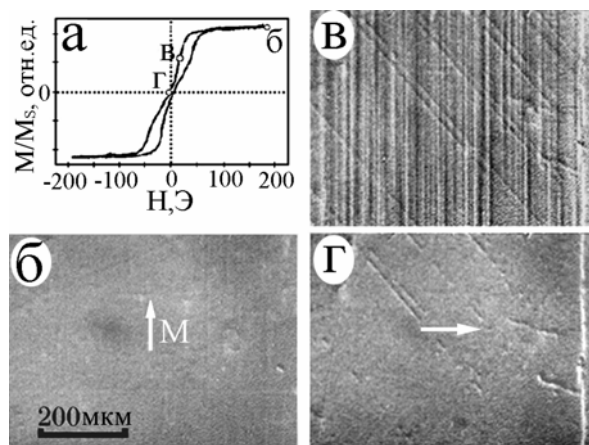


Рис.3.3.6 МО изображения доменной структуры, наблюдаемые вблизи края образца Б при его перемагничивании полем, перпендикулярным к оси однонаправленной анизотропии.

предыдущего. Кривая намагничивания вдоль трудной оси была почти линейна и насыщалась вблизи значения поля $2H_{EX}$. Петля гистерезиса была не смещена и имела значение коэрцитивного поля близкое к нулю, а перемагничивание происходило некогерентным вращением $\mathbf{M}$ в ФМ слое ФМ/АФМ структуры. На рисунке 3.3.6(б) показано МО изображение двухслойной структуры в насыщенном состоянии. Видно, что в этом случае вертикальная компонента магнитостатического поля на краю образца (который параллелен правой стороне микрофотографии) отсутствует. Когда магнитное поле уменьшалось, появлялись неоднородности МО изображения [Рис.3.3.6(в)], которые соответствовали той же полосовой структуре, что проявлялась и в случае поля, параллельного оси однонаправленной анизотропии (Рис.3.3.5). Поскольку направления векторов $\mathbf{M}$ на Рис.3.3.6(в) не параллельны оси однонаправленной анизотропии, то очевидно, что эффективные значения магнитной анизотропии вблизи данных плоскостей кристалла и между ними различны. Однако в нулевом приложенном поле намагниченность образца становится почти однородной и ориентируется вдоль оси однонаправленной анизотропии. Эта ориентация выявляется по присутствию вдоль правой стороны микрофотографии на Рис.3.3.6(г) вертикальной белой полосы от наведенных на краю пленки полей рассеяния.

Качественно схожими оказались процессы перемагничивания и в образцах типа А, в которых ось однонаправленной анизотропии была наведена вдоль одного из направлений $\langle 110 \rangle$. Однако были обнаружены и существенные отличия. МО

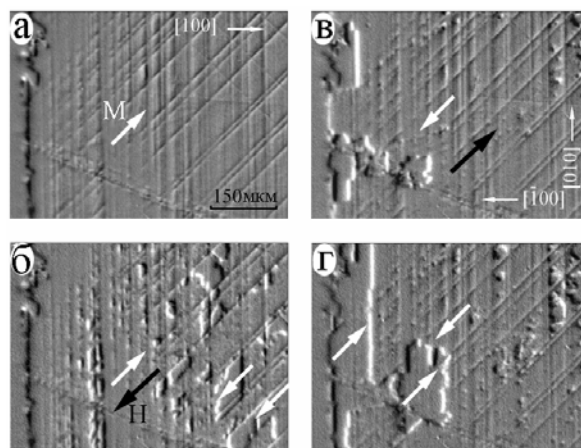


Рис.3.3.7 МО изображения доменной структуры, наблюдаемые вблизи края образца А при его перемагничивании вдоль оси анизотропии. (а) $H = 0$ Э, (б) $+16$ Э, (в) -62 Э, (г) -64 Э.

изображения, показанные на Рис.3.3.7, иллюстрируют поведение доменной структуры в таком образце в процессе его перемагничивания вдоль оси однонаправленной анизотропии. Образец был сначала намагничен до насыщения полем $H = -300$ Э, ориентированным против направления однонаправленной анизотропии. При насыщении образца его изображение было однородным (не показано) и только магнитные поля рассеяния выявлялись в виде черной полосы на краю образца. После уменьшения приложенного поля, в областях, вытянутых вдоль некоторых кристаллографических направлений, начинал возникать МО контраст, обусловленный некогерентным вращением намагниченности, что привело к неоднородному распределению намагниченности в образце в нулевом поле [Рис.3.3.7(а)]. При увеличении приложенного поля в обратном направлении большое количество зародышей доменов возникало вблизи этих неоднородностей и их пересечений [Рис.3.3.7(б)]. Эти новые домены расширялись до момента их слияния в макродомены и затем совсем исчезали, а в образце формировалось новое неоднородное распределение намагниченности, подобное тому, которое показано на [Рис.3.3.7(а)].

При перемагничивании в противоположном направлении, доменная структура изменяется аналогичным образом. Однако зарождение доменов с обратной намагниченностью происходит у края и в других локальных центрах

[Рис.3.3.7(в),(г)]. И в этом эксперименте наблюдается асимметрия центров зарождения доменов новой фазы.

Доменная структура, наблюдаемая в процессе перемагничивания вдоль оси трудного перемагничивания $[1\bar{1}0]$ этого участка двухслойной структуры показана на Рис.3.3.8. Петля гистерезиса [Рис.3.3.8(а)] имеет симметричную форму и демонстрирует очень незначительную коэрцитивность. В этом случае перемагничивание происходит, прежде всего, некогерентным вращением векторов намагничивания. Однако вблизи все тех же специфических направлений происходило зарождение необычных доменов. На рисунках 3.3.7(в), (г) продемонстрировано как вытянутые домены возникают вдоль этих направлений.

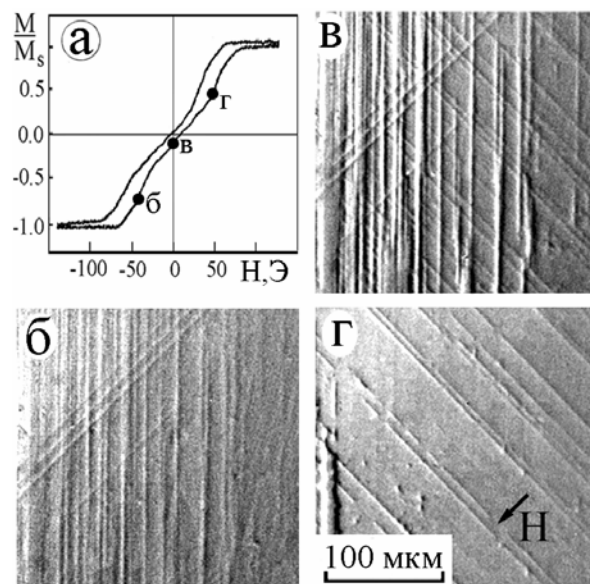


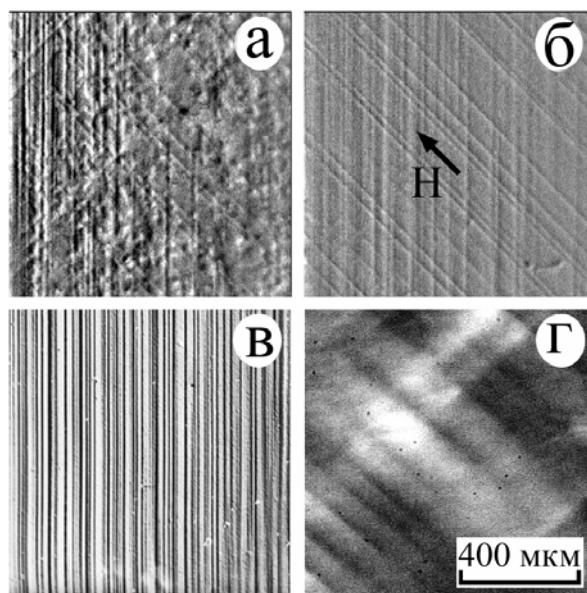
Рис.3.3.8 МО изображения доменной структуры, наблюдаемые вблизи края образца А при его перемагничивании полем, перпендикулярным к оси однонаправленной анизотропии.

б) Влияние дислокаций на распределение намагниченности и процессы перемагничивания в обменно-смещенных эпитаксиальных двухслойных структурах.

В данной части параграфа приведены экспериментальные данные, показывающие, как дефекты кристаллической решетки, и в частности дислокации, влияют на процессы перемагничивания в тонких обменно-связанных двухслойных структурах NiO/NiFe. Как хорошо известно, дефекты кристаллической решетки оказывают существенное влияние на свойства кристаллов вообще [342, 343] и на их магнитные свойства [342, 344], в частности. В приведенных в предыдущем разделе результатах важная роль дефектов, как центров зарождения и пиннинга доменов, очевидна.

Для сравнения на монокристаллических $\text{MgO}(001)$ и поликристаллических Si подложках [341] были выращены также и гомогенные пленки NiFe ($500\text{\AA}$) без буферного АФМ слоя NiO . Так же, как и в обменно-смещенных пленках NiO/NiFe , одноосная анизотропии в пленках NiFe была в процессе их нанесения наведена постоянным однородным магнитным полем $H = 300\text{Э}$, приложенным в плоскости подложки. Для выявления влияния дислокаций на распределение намагниченности и процессы перемангничивания в эпитаксиальных гетерофазных структурах были исследованы пленки, в которых поле смещения было ориентировано как вдоль $\langle 110 \rangle$, так и вдоль $\langle 100 \rangle$ направлений в образце (образцы А и Б). Краевые и винтовые дислокации были введены в MgO подложку в процессе ее раскалывания на более мелкие части перед нанесением двухслойной структуры NiO/NiFe и выявлялись с помощью метода фотоупругости [345, 346] и оптической микроскопии, соответственно.

На Рис.3.3.9(а), (б) представлены МОИП микрофотографии доменной структуры в деформированной области образца А при его перемангничивании в основное состояние вдоль оси однонаправленной анизотропии. На Рис.3.3.9(в) представлены ступеньки на поверхности образца, образованные плоскостями скольжения винтовых дислокаций и выявленные в отраженном свете, а на Рис.3.3.9(г) – поле напряжений, обусловленное плоскостями скольжения краевых дислокаций и выявленные в проходящем свете с помощью метода двупреломления.



Чтобы выявить влияние дислокаций на доменную структуру и процессы ее преобразования, было проведено

Рис.3.3.9 МО портреты доменной структуры при (а) $H = 24\text{Э}$, (б) 28Э ; (в) – изображение поверхности; (г) – поле внутренних микронапряжений в деформированной области образца А.

детальное изучение перемагничивания образца как в его основное состояние (Рис.3.3.10), так и из основного состояния (Рис.3.3.11) вдоль оси однонаправленной анизотропии. Приведенные МОИП изображения соответствуют внешним полям в различных фазах петли гистерезиса.

На Рис.3.3.10 представлен процесс перемагничивания из насыщенного против однонаправленной анизотропии $[\bar{1}\bar{1}0]$ состояния в основное состояние $[110]$ участка образца с низкой плотностью дефектов. В первоначальный момент образец был намагничен до насыщения полем -240Э . При этом на изображении можно было наблюдать сильный МО контраст, обусловленный полями рассеяния на краях образца, и, практически, отсутствие какого-либо контраста внутри образца (поле зрения на рисунках 3.3.10 и 3.3.11). При уменьшении внешнего поля бело-черный (если смотреть слева направо) контраст вдоль выделенных

направлений начинал усиливаться [Рис.3.3.10(а)]. Эти полосы совпадали с системой краевых дислокационных плоскостей скольжения, ориентированных вдоль оси однонаправленной анизотропии, и имели различную величину контраста. Более четкие полосы отвечали плоскостям скольжения с большей величиной деформации образца вблизи них. При дальнейшем уменьшении поля до нуля, изменении его полярности и увеличении до значений, при которых начинался процесс перемагничивания образца в основное состояние, наблюдалось зарождение доменов новой фазы [Рис.3.3.10(б)]. При этом, как

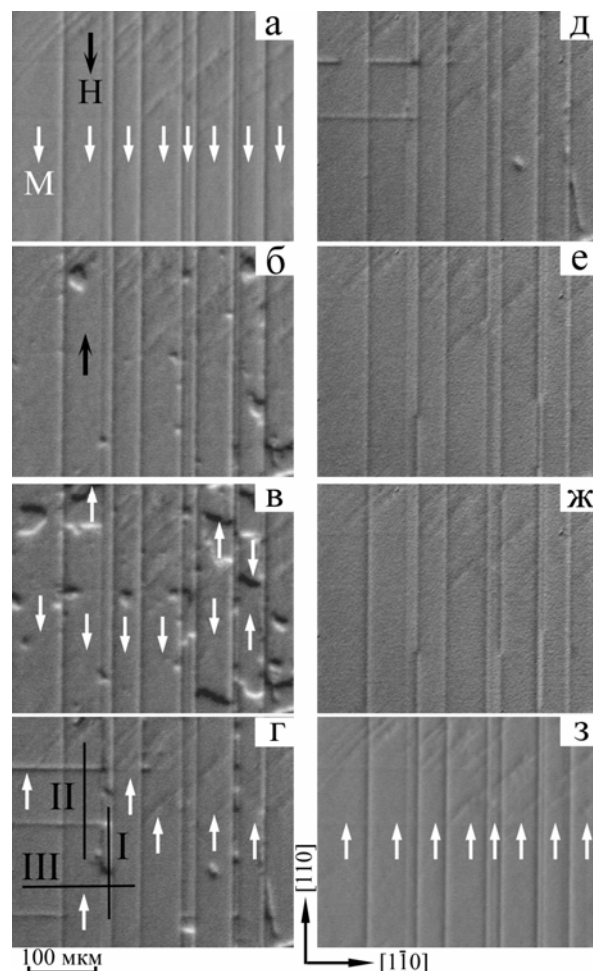


Рис.3.3.10 МО изображения образца А при его перемагничивании в основное состояние. (а)-(з) $H = -30, +14, +15, +18, +24, +30, +60, +70\text{Э}$, соответственно.

правило, зародыши возникали вблизи бело-черных полос, и увеличивались с увеличением поля [Рис.3.3.10(в)]. Причем важно отметить, что новые доменные границы распространялись только в однородных областях между полосами бело-черного контраста, не пересекая их. При распространении эти границы могли тормозиться на параллельной системе дефектов, которая была перпендикулярна к изначально наблюдаемой системе полос, образуя при этом новые, более контрастные бело-черные полосы [Рис.3.3.10(г)]. Эти полосы совпадали с системой краевых дислокационных плоскостей скольжения, ориентированных перпендикулярно к оси однонаправленной анизотропии. Их особенностью являлось постепенное, отдельными сегментами, исчезновение при дальнейшем увеличении внешнего поля [рисунки 3.3.10 (д), (е)]. Этот факт свидетельствует о том, что на данной системе дислокационных плоскостей скольжения формируются либо полосовые микродомены с прежней ориентацией поля, либо 360-градусные стенки Нееля. С увеличением поля на них возникают локальные неустойчивые состояния намагниченности, которые и приводят к быстрому перемагничиванию части этих полос.

Совсем другая ситуация складывается с микродоменами, локализованными на дислокационных плоскостях скольжения, ориентированных вдоль однонаправленной анизотропии. Бело-черный контраст на них слабее и сохраняется в течение всего процесса перемагничивания образца в основное состояние. На этой последней стадии перемагничивания был обнаружен не предсказывавшийся ранее эффект влияния дислокаций на распределение намагниченности двухслойной структуры вблизи ее насыщения. Оказалось [Рис.3.3.10(е)], что в этом случае вблизи плоскостей скольжения $(1\bar{1}0)$ краевых дислокаций существуют специфические квази-одномерные домены. Дальнейшее перемагничивание образца полем $\sim 60\text{Э}$ сопровождалось зарождением в этих специфических доменах субдоменов, разделенных «блоховскими линиями», и движением этих «линий» вдоль полос скольжения. Это хорошо видно на второй и пятой линиях слева на Рис.3.3.10 (е), (ж). При этом происходит изменение их контраста с бело-черного на черно-белый,

указывая на изменение направления намагниченности в этих доменах. Полная инверсия контраста происходит в полях порядка 70Э [Рис.3.3.10(з)]. Важно отметить, что и в основном состоянии не происходит исчезновения микродоменов вдоль этих плоскостей, в отличие от случая перпендикулярных к ним плоскостей. При дальнейшем увеличении поля в них лишь происходит постепенное ослабление МО контраста, обусловленного квази-однородным вращением $\mathbf{M}$. Эти дислокационные микродомены оставались видимыми вплоть до самых высоких полей, достигаемых в данном эксперименте.

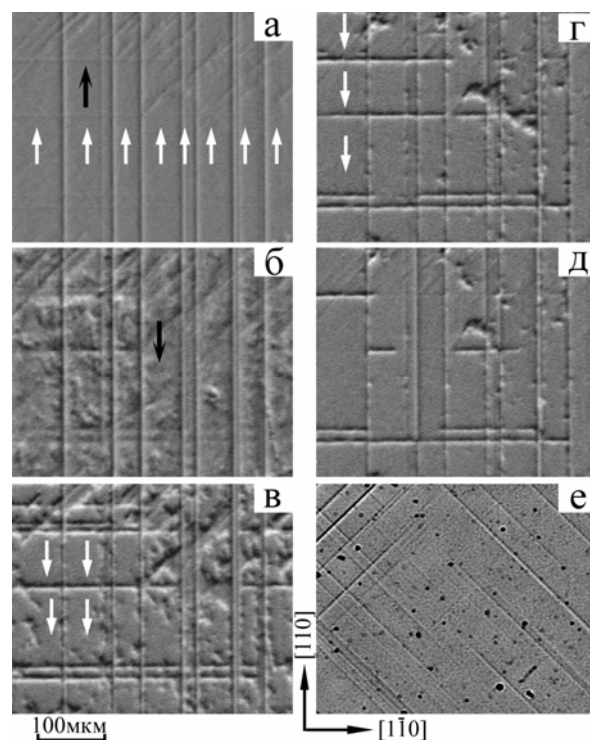


Рис.3.3.11 МО изображения образца А при его перемагничивании из основного состояния. (а) $H = -30\text{Э}$, (б) -62Э , (в) -67Э , (г) -73Э , (д) -74Э . (е) - изображение поверхности образца в том же самом месте в отраженном свете.

При приложении к образцу обратного поля перемагничивание участков, локализованных вдоль краевых дислокационных плоскостей скольжения, происходило аналогично описанному выше, тогда как процесс перемагничивания в однородных (недеформированных) областях кристалла между дислокационными плоскостями скольжения проходил по совершенно иному сценарию (Рис.3.3.11). При уменьшении поля (от $+240\text{Э}$) на МО изображении вновь проявлялись контрастные, но уже черно-белые (слева направо), полосы [Рис.3.3.11(а)]. Дальнейшее увеличение поля против однонаправленной анизотропии вызывало неоднородное вращение $\mathbf{M}$ с последующим формированием множества микродоменов в недеформированных областях кристалла [Рис.3.3.11(б)], которые, разрастаясь и аннигилируя, перемагничивали основную часть кристалла. При этом на перпендикулярных дислокационных плоскостях скольжения формировались

полосовые микродомены [Рис.3.3.11(в)], которые, как и в предыдущем случае, исчезали путем посегментного перемагничивания [Рисунки 3.3.11(г), (д)], тогда как микродомены, параллельные $[110]$, лишь испытывали переключение полярности примерно при тех же абсолютных значениях полей, что и при перемагничивании в противоположном направлении. Это можно было наблюдать, например, по изменению контраста на второй, четвертой и пятой слева четких линиях на рисунках 3.3.11(в),(г). Рис.3.3.11(е) демонстрирует выявленные в отраженном свете ступеньки от пересечения плоскостей скольжения винтовых дислокаций с поверхностью образца в том же самом месте. Видно, что эти ступеньки практически не влияют в данном эксперименте на перемагничивание ФМ/АФМ двухслойной структуры, хотя они могут создавать фрустрации намагниченности в NiFe на ступеньках интерфейса NiO/NiFe и служить центрами зарождения доменов и пиннинга для доменных границ, что наблюдается при большой их плотности (Рис.3.3.7), тогда как краевые дислокации играют роль центров зарождения доменов. Фактически, краевые дислокации не формируют ступенек на интерфейсе, их влияние возникает только из-за внутренних полей напряжений вокруг них. Эти напряжения воздействуют лишь на ориентацию спинов в антиферромагнетике, поскольку магнитострикция пермаллоя чрезвычайно мала, что было проверено при изготовлении гомофазных пленок пермаллоя в тех же условиях.

Таким образом, из приведенных результатов следует, что процесс преобразования системы спинов, локализованных на дислокационных плоскостях скольжения, ориентированных вдоль направления однонаправленной анизотропии, существенно отличается от процесса преобразования системы спинов как в недеформированных областях, так и в деформированных, локализованных на плоскостях скольжения, перпендикулярных оси однонаправленной анизотропии. В доменах, параллельных этой оси, смещения локальной петли гистерезиса, практически, не было. Они являлись непреодолимым препятствием для ДГ в недеформированных областях между ними.

На Рис.3.3.12 представлены результаты фотометрирования интенсивностей МО сигналов, полученных вдоль линий, проходящих через «черную» и «белую» доменные границы (I) и через перпендикулярный (II) и параллельный (III) полосовые микродомены [Рис.3.3.10(г)]. Из приведенных на рисунке графиков видно, что уровни темного и белого в

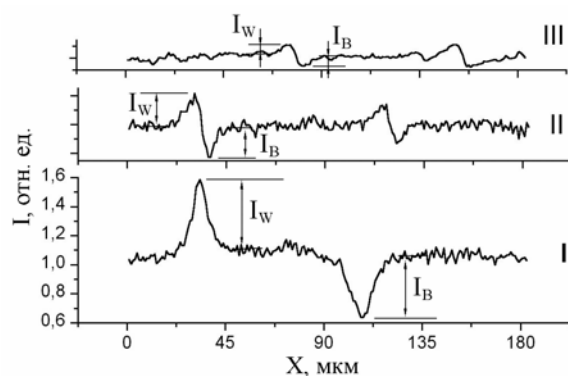


Рис.3.3.12 Профили интенсивностей черной и белой доменных стенок (I) и одномерных доменов, перпендикулярных (II) и параллельных (III) к оси однонаправленной анизотропии.

МО сигнале практически равны. Из соотношения амплитуд пиков, принимая во внимание тот факт, что M в доменах лежит в плоскости двухслойной пленки, и с учетом того, что средняя интенсивность $I_A = (I_W + I_B)/2 \sim \psi \sim H_{\perp} \sim M$, можно оценить угол α между M в $[110]$ полосовых микродоменах и M в недеформированной области. Он составил от 30 до 45 градусов.

Дислокации играют не менее важную роль и при перемагничивании двухслойных структур NiO/NiFe с $[100]$ -осью однонаправленной анизотропии. В них также обнаружено сильное влияние дислокаций на вращение спинов и зарождение доменов. На рисунке 3.3.13(а) приведен пример доменной структуры, наблюдаемой в процессе перемагничивания образца Б вдоль направления, обозначенного стрелкой. На этой микрофотографии конфигурация доменов связана со структурой дефектов на поверхности [выявлена в отраженном свете и представлена на Рис.3.3.13(б)] и внутри слоев образца [выявлена в проходящем поляризованном свете и

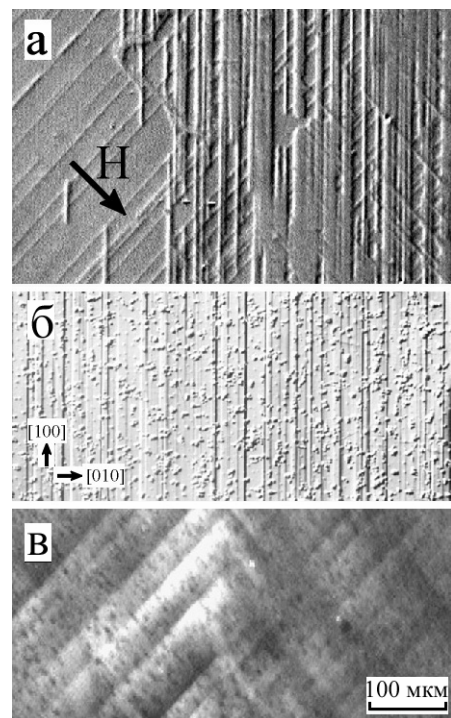


Рис.3.3.13 (а) — МО портрет доменной структуры при наложении поля $H = 6Э$, (б) — поверхность и (в) — поле микронапряжений в образце Б.

представлена на Рис.3.3.13(в)]. Как видно из Рис.3.3.13(б), ступеньки на поверхности NiFe параллельны направлениям $\langle 100 \rangle$, вдоль которых ориентированы плоскости скольжения винтовых дислокаций. На Рис.3.3.13(в) представлен портрет двупреломления микронапряжений, вызванных краевыми дислокациями, которые располагаются вдоль (110) и $(\bar{1}\bar{1}0)$ плоскостей скольжения. Ступеньки от винтовых дислокаций, показанные на Рис.3.3.13(б), указывают на то, что эти дислокации так же, как и в предыдущем случае, в процессе их эпитаксиального роста распространялись из MgO подложки в NiO и NiFe пленки.

На Рис.3.3.14 приведены МО изображения участка, содержащего $[110]$ плоскости скольжения краевых дислокаций, при его перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии. В отличие от предыдущего случая, образец после его приготовления оказался намагничен однородно, т.е. без видимых вариаций МО сигнала вдоль дислокационных плоскостей скольжения. В результате

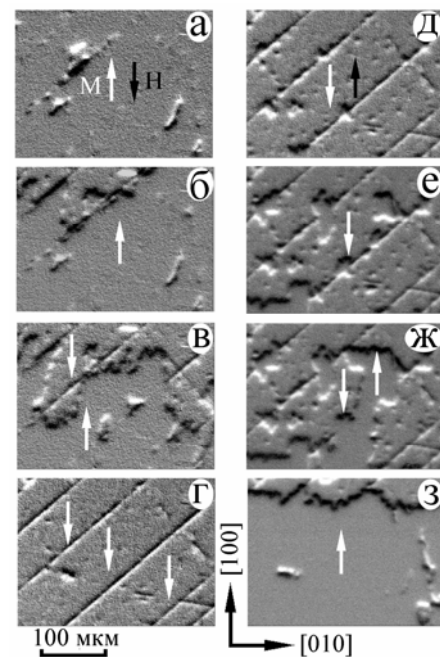


Рис.3.3.14 МО изображения образца Б при его перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии. (а)-(з) $H = -56, -57, -59, -270, +2, +5, +6, +11\text{Э}$, соответственно.

приложения поля против однонаправленной анизотропии в образце зарождались и расширялись домены с обратной намагниченностью [Рис.3.3.14(а)-(в)]. Однако как оказалось, при такой ориентации поля образец не может быть полностью намагничен доступными в эксперименте полями. В процессе движения доменных границ в образце в заметаемых границами областях появлялись черно-белые линии вдоль содержащихся в образце плоскостей скольжения [Рис.3.3.14(в)], которые и сохранялись вплоть до самых высоких отрицательных полей [Рис.3.3.14(г)].

При перемагничивании же в основное состояние новые домены возникали преимущественно около этих оставшихся дислокационных полосовых доменов

[Рис.3.3.14(д)]. Видно, что при увеличении положительного поля именно эти домены разрастаясь [Рис.3.3.14(е),(ж)], перемагничивают образец в состояние без видимого МО контраста вдоль обнаруженных линий [Рис.3.3.14(з)].

Эффект формирования доменов вдоль данных плоскостей в предварительно намагниченном до насыщения образце был обнаружен при дальнейшем увеличении скошенного поля того же знака. На Рис.3.3.15 приведен пример появления полосовых доменов в скошенном поле. В поле,

значительно превышающем поле полного перемагничивания в основное состояние, но отклоненного от оси однонаправленной анизотропии на незначительный угол (здесь на 45° по часовой стрелке), начинали появляться полосовые домены [Рис.3.3.15(а)-(в)], которые затем сохранялись вплоть до самых больших полей, достижимых в эксперименте [Рис.3.3.15(в)]. Стоит отметить, что чем меньше угол, тем более высокие поля требовались для перемагничивания этих полосовых областей ФМ пленки образца. Уменьшение поля приводило к частичному погасанию МО сигнала в линиях [Рис.3.3.15(г)] и дальнейшему посегментному погасанию при инвертировании поля и увеличении его уже в отрицательной области [Рис.3.3.15(г)-(е)].

В случае отклонения поля в обратную сторону данная система плоскостей не проявлялась. Однако возникала другая, ортогональная к ней система полос. На рисунке 3.3.16(а), (б) показано возникновение полосового домена вдоль $[1\bar{1}0]$ плоскости скольжения при отклонении поля на 45° против часовой стрелки.

Другой возможный вариант объяснения исчезновения МО контраста при перемагничивании образца Б в основное состояние – это ориентация М в дислокационных доменах в том же направлении, что и в недеформированных

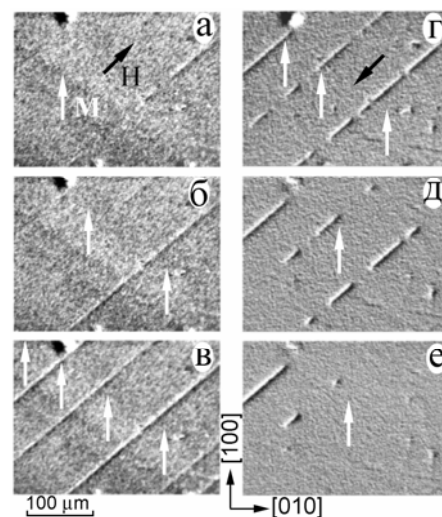


Рис.3.3.15 МО изображения образца Б при его перемагничивании под углом $+45^\circ$ к оси однонаправленной анизотропии. (а) $H = +88$ Э, (б) $+96$ Э, (в) $+110$ Э, (г) -3 Э, (д) $+8$ Э, (е) -16 Э.

областях. Однако в этом случае эффект переключения намагниченности в экспериментах со скошенным полем [рисунки 3.3.15 и 3.3.16(а), (б)] должен отсутствовать. Сделанный вывод доказывается также экспериментом, приведенным на Рис.3.3.16(в),(г). На Рис.3.3.16(в) показана структура полосовых доменов, созданная в скошенном поле аналогично тому, как это описано в эксперименте на Рис.3.3.15. После

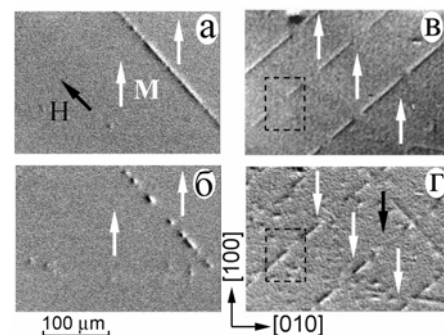


Рис.3.3.16 МО изображения образца Б при его перемагничивании под углом -45° (а), (б) и 0° (в), (г) к оси однонаправленной анизотропии. (а) $H = +110\text{Э}$, (б) $+0\text{Э}$, (в) -0Э , (г) -70Э

уменьшения поля до нуля катушки, создающие магнитное поле, были сориентированы так, чтобы теперь поле было направлено против однонаправленной анизотропии. Затем поле было увеличено до величины достаточной для перемагничивания недеформированных областей, но недостаточной для перемагничивания дислокационных доменов. На Рис.3.3.16(г) реализовано такое состояние образца. Из сравнения МО контраста на полосовых доменах видно, что с инверсией поля в основных доменах произошла инверсия МО изображений и на полосовых доменах. Там где контраст был, он исчез, а где его не было, он появился. Это хорошо видно на выделенной пунктиром одной и той же области образца. Причем появившийся МО контраст в том месте, где его не было на Рис.3.3.16(в), имеет знак противоположный тому, который имелся в областях с исчезнувшим контрастом. Несложный анализ позволяет заключить, что вдоль дислокационных плоскостей скольжения сформировалась 180-градусная субдоменная структура, в которой намагниченность сориентирована вдоль направления $[010]$ кристаллической решетки.

Таким образом, из экспериментов по перемагничиванию $[100]$ двухслойных обменно-связанных ФМ/АФМ структур следует, что вблизи плоскостей скольжения краевых дислокаций магнитные моменты направлены под углом 90° к $\mathbf{M}$ в недеформированных областях. На Рис.3.3.17 (а) приведена

схематическая иллюстрация распределения намагниченности в области кристалла с краевыми дислокациями, МО портрет которой изображен на Рис.3.3.17(б). Такой вывод о распределении $\mathbf{M}$ следует из факта исчезновения МО контраста на плоскостях скольжения в основном состоянии. Его отсутствие обусловлено отсутствием магнитных зарядов на границе между дислокационным и бездислокационным доменами.

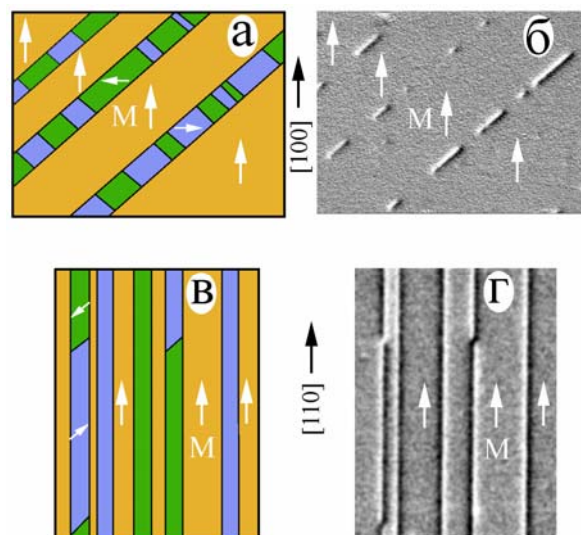


Рис.3.3.17 Схематические (а), (в) и МО (б), (г) изображения распределения намагниченности в дислокационных участках образцов Б (а), (б) и А (в), (г).

Обязательным условием реализации такого состояния является равенство тангенциальных компонент намагниченности на доменных границах, параллельных наблюдаемым плоскостям скольжения. Поскольку эти плоскости составляют угол в 45° с осью однонаправленной анизотропии, то и ось легкого намагничивания в дислокационных доменах также должна составлять угол в 45° с этой плоскостью. Таким образом, единственным вариантом ее ориентации для удовлетворения условия исчезновения или появления МО контраста от дислокационных доменов в основном состоянии является вариант ориентации вдоль направлений $[010]$ или $[0\bar{1}0]$, соответственно.

Поскольку намагниченность в доменах, локализованных на дислокационных плоскостях скольжения, перпендикулярна оси однонаправленной анизотропии, то перемагничивание этих доменов полем, направленным вдоль этой оси, может происходить лишь за счет вращения $\mathbf{M}$. Тогда как в скошенном поле появляется его компонента, параллельная $\mathbf{M}$ в этих доменах, что и приводит к зарождению в них микродоменов новой фазы и их расширению.

Если учесть, что в образцах А с $[110]$ осью однонаправленной анизотропии тоже формируются субдомены 180° -градусного соседства, то распределение намагниченности в деформированной области может быть представлено так,

как это показано на рисунке 3.3.17(в), (г). Здесь на Рис.3.3.17(в) приведена схематическая иллюстрация распределения намагниченности в области кристалла с краевыми дислокациями, МО портрет которой изображен на Рис.3.3.17(г). При этом, поскольку, как это было показано в экспериментах по перемагничиванию этих образцов (Рис.3.3.9 - 3.3.12), ось легкого намагничивания лежит под углом ($30^\circ \div 45^\circ$) к **М** в бездислокационных областях, то логично заключить, что и в этом случае намагниченность в субдоменах ориентирована вдоль направлений $[010]$ или $[0\bar{1}0]$. Таким образом, **М** в доменах, локализованных на дислокационных плоскостях скольжения, всегда имеет компоненту вдоль $[110]$. Благодаря этому происходит зарождение субдоменов в полосовых доменах и их перемагничивание в поле, направленном вдоль оси однонаправленной анизотропии.

Важно отметить, что доменная структура пермаллоевой пленки, выращенной без антиферромагнитного NiO слоя непосредственно на MgO подложке, имеющей подобную дислокационную структуру, ведет себя по-другому. В этой пленке нет какого-либо смещения петли гистерезиса, и его коэрцитивная сила очень мала ($H_C = 2$ Э) [Рис.3.3.1 (образец Г)]. А дислокационная структура в ней не оказывает существенного влияния на поведение доменных стенок.

На (Рис.3.3.18) представлены МО изображения доменной структуры, полученные при полном цикле перемагничивания вдоль легкой $[110]$ оси слоя NiFe, выращенного на MgO(001) без буферного антиферромагнитного слоя NiO. Дислокационная структура этого образца была подобна той, что показана на Рис.3.3.9. Как видно, нет сколь-нибудь сильного влияния дислокаций на доменную структуру слоя NiFe. Это является следствием почти нулевой магнитострикции в пермаллоевом слое. Домены зарождаются, как правило, на краях ФМ пленки при обоих направлениях приложения поля благодаря существующим на них полям рассеяния. Перемагничивание происходит за счет роста доменов через весь образец. Хотя эти результаты были получены для

образца NiFe с толщиной $500\text{\AA}$, такое же поведение типично и для подобных пленок NiFe с другими толщинами [347].

Сравнение поведения доменной структуры в несмещенной ферромагнитной пленке (Рис.3.3.18) с поведением в обменно-смещенной пленке (рисунки 3.3.8 - 3.3.11) позволило

заключить, что дислокации в двухслойной структуре NiFe/NiO влияют прежде всего на конфигурации спинов в антиферромагнитном слое. В свою очередь структура этого антиферромагнитного слоя за счет обменной связи на интерфейсе влияет и на поведение спинов в ферромагнитном слое. В подтверждение этого на Рис.3.3.19 представлены типичные доменные структуры (а) для поликристаллической двухслойной структуры NiFe/NiO и (б) для поликристаллической гомофазной пленки NiFe, выращенных на поликристаллической кремниевой подложке. Магнитное поле было приложено вдоль оси однонаправленной анизотропии и оси легкого намагничивания, соответственно. Подобно результатам, приведенным для монокристаллов, несовершенства структуры в NiO кардинально воздействуют на доменную структуру двухслойной пленки. В результате в этой пленке выявляется сложная мелкомасштабная доменная структура [Рис.3.3.19(а)]. Напротив, в поликристаллической пленке NiFe, выращенной на Si без буферного слоя NiO, доменная структура проще и перемагничивание происходит за счет движения на значительные расстояния почти прямолинейных доменных стенок с перетяжками [Рис.3.3.19(б)].

Очевидно, что роль обменного взаимодействия на интерфейсе является

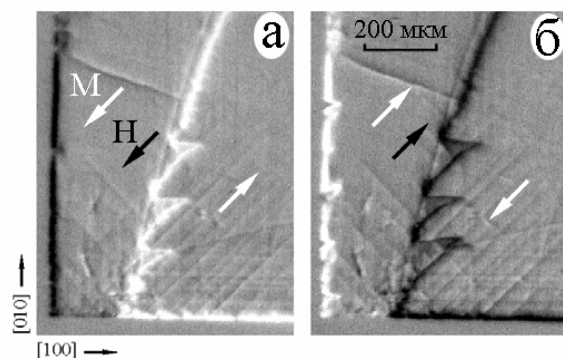


Рис.3.3.18 МО изображения образца Γ при его перемагничивании вдоль оси легкого намагничивания $[110]$. (а) $H = +1.8$ Т, (б) -1.8 Т.

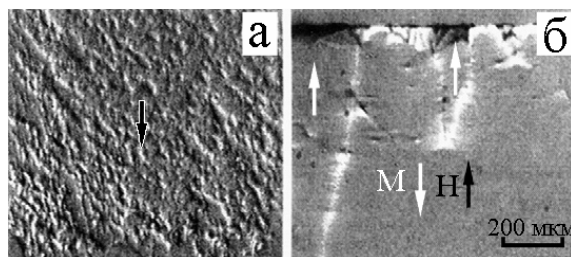


Рис.3.3.19 МО изображения доменной структуры при перемагничивании поликристаллических пленок (а) Si/NiO/NiFe и (б) Si/NiFe.

определяющей при формировании системы АФМ/ФМ спинов вообще и в деформированных областях в частности, что и обуславливает коренным образом отличающееся поведение намагниченности в ФМ слое вдоль $\langle 110 \rangle$ плоскостей скольжения. При этом деформации в ферромагнитном слое пермаллоя не должны приводить к столь заметным эффектам, а переориентация ФМ спинов, лежащих вдоль плоскостей скольжения $\langle 110 \rangle$, обусловлена формированием нового спинового состояния вдоль этих плоскостей в антиферромагнетике.

Последнее утверждение находится в согласии с данными теоретического рассмотрения распределения спинов в антиферромагнетике, содержащем краевые дислокации. В [348] показано возникновение вблизи ядра дислокации суммарного магнитного момента, ориентированного вдоль определенного кристаллографического направления, что при выстраивании ряда краевых дислокаций вдоль плоскостей скольжения в антиферромагнетике может привести к образованию тонкой ФМ прослойки вблизи этих плоскостей. Очевидно, что при охлаждении ниже температуры Нееля ФМ/АФМ обменно-связанной двухслойной структуры, содержащей краевые дислокации, ориентация возникшего магнитного момента этой прослойки не изменится вне зависимости от наведенной внешним полем однонаправленной анизотропии. Таким образом, благодаря обменному взаимодействию на интерфейсе в ФМ слое будут формироваться домены лишь в этом, обусловленном дислокациями, направлении, что и подтверждают приведенные в этом разделе данные экспериментов.

в) Перемагничивание гетерофазных эпитаксиальных структур с обратным порядком нанесения ферромагнитной и антиферромагнитной пленок.

Ранее было показано, что существует зависимость макроскопических характеристик обменно-связанных FM/AFM структур от последовательности выращивания ФМ и AFM слоев [349]. В данной части параграфа приведены

результаты экспериментального МО изучения структуры $\text{NiO}(500\text{\AA})/\text{NiFe}(100\text{\AA})/\text{MgO}$ (образец В), полученной в тех же условиях, что и образец Б, но с инверсной последовательностью нанесения ФМ и АФМ слоев.

МО изображения доменной структуры, наблюдаемые в процессе перемагничивания двухслойной структуры, выращенной на $\text{MgO}(001)$ подложке, показаны на Рис.3.3.20. Магнитное поле было ориентировано вдоль или против направления $[110]$ подложки, совпадающего с направлением магнитного поля, приложенного в процессе роста двухслойной структуры. Буквы на петле гистерезиса (приведена на вставке) относятся к соответствующим состояниям образца на МО портретах. Петля гистерезиса сдвинута вдоль оси поля ($H_{\text{EX}} = 17\text{Э}$) и существенно уширена ($H_{\text{C}} = 20\text{Э}$) в сравнении с петлей гомофазной пленки NiFe (Рис.3.3.1, образец Г) и заужена в сравнении с петлей такой же гетерофазной пленки (Рис.3.3.1, образец Б), но с иным порядком выращивания ФМ и АФМ слоев.

Как и во всех предыдущих случаях в этом случае домены также зарождаются на краю образца [Рис.3.3.20(а), (б)], когда магнитное поле направлено против однонаправленной анизотропии. Когда же ориентация магнитного поля совпадает с направлением однонаправленной анизотропии, процесс перемагничивания начинается в других местах внутри двухслойной структуры и заканчивается, когда доменные стенки доходят до края

пленки [Рис.3.3.20(в), (г)]. Из сравнения данного эксперимента с экспериментом по перемагничиванию образца Б с прямым нанесением ФМ и АФМ слоев очевидно, что существуют различия между перемагничиванием

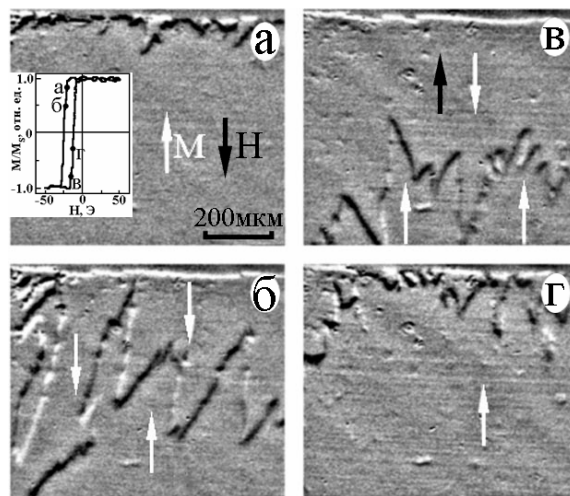


Рис.3.3.20 МО изображения образца В при его перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии. Буквы соответствуют тем же буквам на петле гистерезиса, представленной на вставке.

этих двухслойных структур. В образце В с инверсным порядком не наблюдается влияния дислокаций на зарождение и движение доменных стенок.

Таким образом, асимметрия активности центров зарождения доменов в процессе перемангничивания обменно-связанных двухслойных структур является их неотъемлемым свойством. Эта асимметрия не зависит от последовательности выращивания слоев или их кристаллической структуры. Такое поведение может быть понято в терминах локальной вариации анизотропии в AFM слое. Различие в коэрцитивной силе и поведении доменов в двухслойных структурах с прямым и обратным порядком магнитных слоев обусловлено различиями в структуре дефектов, которые формируются в пленках при их изготовлении. Дефектность структуры зависит от последовательности нанесения слоев, так как различные межфазные поверхности (NiO/MgO, NiO/NiFe, NiFe/MgO) будут обладать различными напряжениями несоответствия на интерфейсе. Доменные стенки в тонком ФМ слое связаны со всеми магнитными неоднородностями в прилегающих к интерфейсу атомарных слоях более толстой AFM пленки. Поэтому дефектная структура в антиферромагнетике является основным фактором, определяющим коэрцитивную силу такой обменно-связанной двухслойной структуры. Рентгено-дифракционные измерения [341] показали, что в двухслойной структуре с обратным порядком слоев антиферромагнитная пленка NiO является поликристаллической, и дислокации из подложки MgO в нее не «прорастают». Тогда как наблюдение доменов вдоль плоскостей скольжения в двухслойных структурах с ФМ слоем, нанесенным на AFM слой, указывает на то, что дислокации распространяются в двухслойную структуру из подложки, и что пленки росли на подложке эпитаксиально, повторяя ее дефектную структуру.

Как в одном, так и в другом случае изменения эффективной анизотропии антиферромагнетика, обусловленные различными типами дефектов и напряжениями несоответствия в нем, определяют изменения в потенциальной энергии на поверхности раздела при движении доменной стенки. В теории для

обычных объемных ферромагнетиков коэрцитивная сила возрастает с увеличением потенциальной энергии на барьерах, обусловленных дефектами кристаллической решетки [1, 342]. В обменно-связанных же двухслойных структурах ФМ/АФМ также должна наблюдаться подобная корреляция. Однако более важную роль в уширении петли гистерезиса должны играть обменные взаимодействия ФМ и АФМ спинов на интерфейсе.

Таким образом, результаты этих наблюдений наглядно демонстрируют, что дефекты кристаллической решетки в двухслойной структуре NiFe/NiO, и прежде всего дислокации в монокристаллических и зернистая структура в поликристаллических пленках, оказывают решающее влияние на статическую и динамическую конфигурацию спинов, прежде всего в АФМ слое, которая, в свою очередь, за счет обменной связи с ФМ спинами на интерфейсе обуславливает процессы перемагничивания ФМ слоя.

2) Описание асимметрии перемагничивания эпитаксиальных гетерофазных обменно-связанных ФМ/АФМ структур с доменными границами.

Для описания обменного смещения и увеличенной коэрцитивности в эпитаксиальных обменно-связанных ФМ/АФМ структурах рассмотрена модель, являющаяся обобщением модели, данной в статье [27]. Визуализация доменной структуры и прямое экспериментальное изучение процесса ее преобразования во внешних магнитных полях показали, что перемагничивание пленки вдоль оси однонаправленной анизотропии происходит за счет зарождения новых доменов и движения доменных стенок. Поэтому в данной модели необходимо учитывать преобразования системы спинов вдоль межфазной поверхности АФМ/ФМ. Эти преобразования включены в уравнение (3.3.1) (описывающее плотность энергии двухслойной структуры, усредненной по ее толщине), которое является просто расширением уравнения (3.3.1) в статье [27]:

$$\begin{aligned}
\sigma = & A_F d \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 + K_F d \sin^2 \phi - H_x M_S d \cos \phi \\
& - H_x^m(x) M_S d \cos \phi + A_A \Delta_A \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 + K_A \Delta_A \sin^2 \psi \\
& + \sqrt{A_A K_A} (1 - \cos \psi) - J \cos(\phi - \psi),
\end{aligned} \tag{3.3.1}$$

где A_F , K_F , A_A и K_A – константы обмена и анизотропии ФМ и АФМ слоев, соответственно, d – толщина ферромагнетика, величина $\Delta_A = \sqrt{A_A/K_A}$ параметр толщины доменной стенки в АФМ слое, H_x – внешнее магнитное поле, J – обменная константа на АФМ/ФМ межфазной поверхности, и $H_x^m(x) = -2 M_S d \cos[\phi(0)]/x$ – магнитостатическое поле на ФМ краю. Углы ϕ и ψ определяют, соответственно, направления векторов намагниченности ФМ слоя и спинов АФМ слоя по отношению к *оси* X (определенной, как перпендикуляр к краю двухслойной структуры).

Если около интерфейса величина $J/2\sqrt{A_A K_A} \gg 1$, то можно предположить, что ϕ и ψ изменяются когерентно. Коэрцитивность может быть определена из критерия стабильности для неоднородных мод перемангничивания около края пленки, как это, например, сделано для гомогенной пленки в [350].

Для идеальной кристаллической двухслойной структуры АФМ/ФМ получится

$$\begin{aligned}
H_C^- = & -\frac{2K_F}{M_S} - \frac{2K_A}{M_S} \frac{2\Delta_A}{d} + \frac{M_S^3 d^3}{8(A_F d + A_A \Delta_A)} \\
= & -\frac{2K_F}{M_S} - \frac{\sigma_A}{M_S d} + \frac{M_S^3 d^3}{8(A_F d + A_A \Delta_A)},
\end{aligned} \tag{3.3.2}$$

$$H_C^+ = +\frac{2K_F}{M_S} - \frac{M_S^3 d^3}{8(A_F d + A_A \Delta_A)}, \tag{3.3.3}$$

где H_C^+ и H_C^- – коэрцитивность при магнитных полях, ориентированных параллельно и антипараллельно оси однонаправленной анизотропии, соответственно, и $\sigma_A = 4\sqrt{A_A K_A}$. Из этого следует, что поле обменной анизотропии и коэрцитивность двухслойной структуры будут иметь вид

$$H_{EX} = \frac{H_C^+ + H_C^-}{2} = -\frac{2K_A}{M_S} \frac{\Delta_A}{d} = -\frac{\sigma_A}{2M_S d} \tag{3.3.4}$$

$$H_C = \frac{H_C^+ - H_C^-}{2} = \frac{2K_F}{M_S} + \frac{2K_A}{M_S} \frac{\Delta_A}{d} - \frac{M_S^3 d^3}{8(A_F d + A_A \Delta_A)}. \quad (3.3.5)$$

Таким образом, обменное смещение петли гистерезиса H_E , данное уравнением (3.3.4), имеет тот же вид, что и полученный в статье [27]. Кроме того, согласно предложенной модели, увеличенная коэрцитивность H_C проявляется как фундаментальное свойство ФМ/АФМ структуры, связанное с изменениями состояния спинов вдоль межфазной поверхности. Основным достоинством такой модели процесса перемагничивания двухслойной структуры является то, что удалось разложить двухмерное распределение АФМ спинов на два одномерных распределения: на параллельное и перпендикулярное интерфейсу. Различие между коэрцитивностями при перемагничивании двухслойной структуры в противоположных направлениях [как следует из выражений (3.3.2) и (3.3.3)] происходит благодаря тому, что в одном случае необходимо преодолеть энергию распределения спина в антиферромагнетике как вдоль, так и поперек интерфейса. Тогда как в другом случае, когда приложено поле противоположной полярности, нет никакой необходимости затрачивать энергию на перераспределение спинов вдоль перпендикулярного к ФМ/АФМ интерфейсу направления. Более того, энергия, запасенная в плоской АФМ доменной стенке, компенсирует затраты энергии на зарождение неоднородного распределения спинов вдоль интерфейса при перемагничивании в основное состояние. Поэтому пропорциональный σ_A член исчезает из выражения для H_C^+ , как это можно видеть из сравнения выражений (3.3.2) и (3.3.3). В обоих случаях предполагается, что процесс зарождения на краю образца происходит благодаря магнитостатическим полям.

Ясно, что наблюдаемую асимметрию активности центров зарождения доменов нельзя объяснить вышеупомянутой моделью. Чтобы понять эту асимметрию, необходимо принять во внимание локальные изменения анизотропии в антиферромагнитной пленке. Наиболее вероятная физическая природа этих изменений – дефекты кристаллической решетки. Благодаря низкой магнитострикции слоя пермаллоя изменениями анизотропии из-за

напряжений вокруг кристаллических дефектов (подобных дислокациям) в ферромагнетике можно пренебречь. Однако разброс значений анизотропии в антиферромагнетике также не играет никакой роли в случае отсутствия в нем плоской параллельной поверхности раздела фаз доменной стенки, подобной стенке Маури и др. [27]. Но такой разброс играет важную роль, когда есть стенка, состоящая из закрученных спинов в NiO. Энергия, связанная с закручиванием спинов имеет порядок $(A_A K_A)^{1/2}$. Поэтому спины в местах с более высоким значением K_A имеют тенденцию раскручиваться в более низком магнитном поле, подобно раскручиванию закрученной пружины, когда приложенный крутящий момент ослабевает. Такое облегченное вращение спинов в антиферромагнетике приводит затем к более легкому локальному перемагничиванию ферромагнетика. Подобная асимметрия в зарождении доменов наблюдалась ранее и в системе Co/CoO [260]. Таким образом, предложенная модель может объяснить также и эти наблюдения, подтверждая, что это явление может быть общим для всех двухслойных структур АФМ/ФМ.

Заключение

Экспериментально с использованием МОИП изучены элементарные акты перемагничивания в обменно-связанных двухслойных нанокompозитных пленках NiFe/NiO с однонаправленной анизотропией, наведенной вдоль [100] или [110] кристаллографического направления. Установлено, что в обоих типах пленок с однонаправленной анизотропией перемагничивание из основного состояния происходит за счет формирования доменных стенок в местах с сильными магнитостатическими полями или с уменьшенным значением кристаллографической анизотропии AFM пленки, обусловленными несовершенствами ее кристаллической решетки. Когда же внешнее магнитное поле совпадает с направлением обменного смещения, области двухслойной структуры с увеличенным значением анизотропии в AFM слое играют роль мест зарождения ФМ доменов. Таким образом, обнаружено непредсказывавшееся ранее явление асимметрии центров зарождения доменов

в обменно-связанных структурах ФМ/АФМ с однонаправленной анизотропией при их перемагничивании из основного состояния и обратно.

Установлено, что распределение намагниченности в ФМ слое при перемагничивании в значительной степени обусловлено неоднородным распределением анизотропии в АФМ слое. Показано, что существенную роль при этом играют дислокации именно в антиферромагнитном слое. Процесс перемагничивания осуществляется за счет сложной доменной структуры, возникающей вследствие сильного влияния краевых и винтовых дислокаций как на вращение спинов, так и на зарождение и рост доменов. Необходимо подчеркнуть, что тогда как винтовые дислокации наводят неоднородные внутренние напряжения и дополнительно создают ступеньки на интерфейсе NiFe/NiO (которые могут приводить к фрустрации векторов намагниченности на нем), краевые дислокации наводят только неоднородные внутренние напряжения. Это различие позволяет заключить, что неоднородное распределение магнитной анизотропии, наведенное *магнитоупругим* взаимодействием, играет важную роль в перемагничивании двухслойной структуры. При этом установлено, что эта наведенная анизотропия направлена вдоль осей $\langle 110 \rangle$ и не зависит от ориентации осей однонаправленной анизотропии в двухслойных структурах NiFe/NiO, что ведет к различному характеру взаимодействия спинов вблизи плоскостей скольжения краевых дислокаций со спинами в недеформированных областях структур, обменно-смещенных вдоль $[110]$ и $[100]$.

Асимметрия процесса перемагничивания обнаружена также и в обменно-связанных структурах NiFe/NiO с обратным порядком нанесения ФМ и АФМ слоев. Показано, что в этом случае дислокации не влияют на характер процесса перемагничивания, который обусловлен дефектами поликристаллической структуры NiO, формирующейся при такой последовательности осаждения пленок.

Проведенные эксперименты показывают, что поле обменного смещения и увеличенную коэрцитивную силу в двухслойной структуре ФМ/АФМ можно

объяснить, принимая во внимание зарождение доменов в слое АФМ со стенками, имеющими участки как параллельные, так и перпендикулярные интерфейсу ФМ/АФМ. Предложено непротиворечивое описание таких гистерезисных свойств этих структур, как поле смещения и коэрцитивность, с учетом неоднородности в распределении АФМ спинов как поперек, так и вдоль интерфейса.

§3.4 Факторы, влияющие на формирование и преобразование доменной структуры в ФМ/АФМ пленках.

В данном параграфе экспериментально изучены элементарные акты перемагничивания в тонких ферромагнитных пленках (NiFe, CoFe, Co, FeMnC) обменно-связанных с антиферромагнитными слоями (FeMn, IrMn) в зависимости от параметров и структуры как ФМ и АФМ пленок, так и свойств системы спинов непосредственно на интерфейсе.

а) Формирование и преобразование доменной структуры в гетерофазных обменно-связанных пленках с клиновидным ферромагнитным слоем.

В данном разделе представлены результаты экспериментального изучения особенностей процессов перемагничивания в двухслойных структурах с клиновидным ферромагнитным слоем пермаллоя и антиферромагнитным слоем FeMn постоянной толщины. Структуры «Ni₈₁Fe₁₉(клин)/Fe₅₀Mn₅₀/Cu» были нанесены на подложки кремния магнетронным распылением. Подслой Cu использовался для обеспечения роста АФМ слоя FeMn(111) с ОЦК структурой. Слои FeMn(300Å) и Cu(300Å) были однородными, слой Ni₈₁Fe₁₉ был клиновидным с изменяющейся на расстоянии 5 см толщиной от 40Å до 300Å. Ширина образца была порядка 2 см. Обменная анизотропия в структурах была наведена перпендикулярно или параллельно направлению клина. Для этого при осаждении ФМ слоя в плоскости образца перпендикулярно или параллельно направлению клина было приложено магнитное поле ~200Э. Затем образец был

нагрет до температуры, превышающей температуру Нееля T_N для FeMn ($\sim 440^\circ\text{K}$), и затем охлажден до комнатной температуры в присутствии магнитного поля 10кЭ , приложенного также в плоскости перпендикулярно или параллельно направлению клина, что обеспечивало обменную однонаправленную анизотропию поперек или вдоль клина, соответственно.

Образцы были затем разделены на две равные половины вдоль направления клина, одна из которых использовалась для магнитооптических измерений с использованием эффекта Керра со сканированием лазерного луча вдоль клина [351], а вторая – для измерения макроскопических петель гистерезиса с помощью вибромагнитометра и визуализации процесса перемагничивания с помощью метода МОИП. При этом измерения вибромагнитометром были выполнены на маленьких образцах, нарезанных поперек клина. В процессе всех измерений внешнее магнитное поле было приложено вдоль того же направления, что и постоянное поле, инициировавшее в ФМ слое однонаправленную обменную анизотропию при охлаждении образца.

На Рис.3.4.1 приведены петли гистерезиса, измеренные с помощью вибромагнитометра в образцах с перпендикулярной и параллельной клину однонаправленной анизотропией. В каждой геометрии петли сдвигаются влево и уширяются с уменьшением толщины t_{py} пермаллоя, указывая на то, что обменное поле H_{EX} и коэрцитивность H_C увеличиваются с уменьшением t_{py} . Кроме того, с уменьшением t_{py} петля становится все более наклонной и может характеризоваться величиной ΔH . В этом интервале поля происходит переключение намагниченности между $+\mathbf{M}$ и $-\mathbf{M}$. Измерения параметров петель гистерезиса для обоих типов образцов при одних и тех же толщинах пермаллоя показали, что значения H_{EX} в них близки, тогда как значения H_C в образцах с

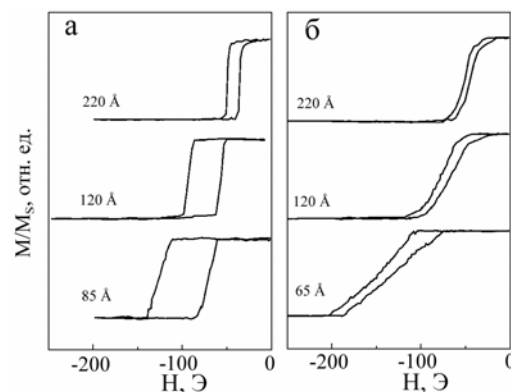


Рис.3.4.1 Петли гистерезиса структуры NiFe(клин)/FeMn с однонаправленной анизотропией, ориентированной перпендикулярно (а) и параллельно (б) клину.

параллельной ориентацией анизотропии меньше, а значения ΔH намного больше, чем соответствующие значения в образцах с перпендикулярной ориентацией. Стоит также отметить, что прямая и обратная ветви петли гистерезиса для образцов с более тонкими слоями t_{py} не являются симметричными. Асимметрия менее заметна в перпендикулярной геометрии и более очевидна в параллельной.

Ранее в [351] было показано, что петли гистерезиса, измеренные с помощью Керр-микроскопии, дают те же самые значения H_{EX} и H_C , что и измерения, выполненные в тех же самых условиях с помощью вибромагнитометра. Этот факт указывает на макроскопическую структуру домена в изучаемой обменно-связанной двухслойной структуре. На Рис.3.4.2 представлены измеренные значения H_{EX} и H_C , полученные с помощью Керр-микроскопии (черные кружки) и вибромагнитометрии (полые кружки). Соответствующие значения, измеренные в образцах с перпендикулярной геометрией, показаны крестиками. Ясно, что значения H_{EX} при том же самом значении толщины t_{py} являются по существу одинаковыми в обеих конфигурациях, тогда как H_C всегда больше в перпендикулярной геометрии. Зависимости значений H_{EX} и H_C от отношения $1/t_{py}$ в обеих конфигурациях показаны на вставке Рис.3.4.2. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что зависимости $H_{EX}(1/t_{py})$ в обеих конфигурациях имеют одинаковый наклон, тогда как зависимости $H_C(1/t_{py})$ имеют различные наклоны в этих двух конфигурациях.

Состояния с $+M$ и $-M$ — это два однодоменных состояния с намагниченностью, ориентированной вдоль направлений $+H$ и $-H$ при насыщении, соответственно. В обменно-связанной двухслойной структуре с однородным ФМ слоем в процессе переключения от $+M$ к $-M$, весь ФМ слой

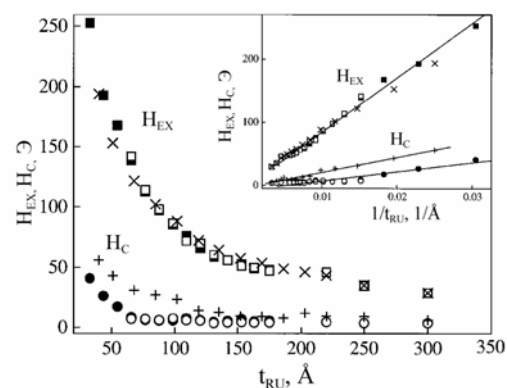


Рис.3.4.2 Зависимости полей смещения и коэрцитивного от толщины слоя пермаллоя. На вставке представлены зависимости H_{EX} и H_C от обратной толщины ФМ слоя.

разбивается на много доменов со сложным их распределением, как это было показано в §3.3 и, в частности, в работе [352]. В настоящей двумерной системе с клиновидным пермаллоем, в которой как раз и реализуется обратная от t_{py} зависимость обменного взаимодействия, переключение из состояния с $+M$ в состояние с $-M$ должно бы происходить лишь за счет одной ДГ, разделяющей эти два домена с $+M$ и $-M$.

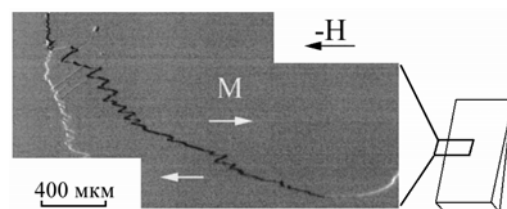


Рис.3.4.3 МО изображение 180°-ой ДГ, разделяющей два макродомена в образце с осью однонаправленной анизотропии, ориентированной перпендикулярно к клину. Справа схематично показано место измерения на образце.

В перпендикулярной геометрии непосредственная визуализация доменной структуры с помощью МОИП показала, что переходной областью, разделяющей два макроскопических домена, является 180-градусная стенка (Рис.3.4.3). Различные магнитостатические заряды на рисунке отображаются светлым и темным цветом, обозначая границу между доменами и указывая на направления намагниченности в этих доменах. Черно-белый контраст в левой части на Рис.3.4.3 отображает поля рассеяния от левого края образца, как это схематически показано справа.

В образце, где наведенная обменная анизотропия параллельна направлению клина, также наблюдаются два макроскопических домена. Однако переходная область между ними не является 180-градусной ДГ. Это – промежуточная область в виде достаточно широкой полосы, содержащей большое количество микродоменов. Визуализированный с помощью МОИП процесс перемагничивания образца с параллельной геометрией показан на Рис.3.4.4, который отображает МО портрет средней части толстого конца клина, как это схематически показано в верхней части рисунка. Первоначально, образец намагничивался в положительном поле (показано на схеме слева) до состояния с единственным доменом [Рис.3.4.4(а)]. При уменьшении поля до -44Э домены с обратной намагниченностью начинали зарождаться вдоль края на толстом конце образца [Рис.3.4.4(б)]. Исходный домен в этой части образца начинал разбиваться на много мелких доменов полосового типа, которые были

вытянуты поперек клина. В поле порядка -56Э [Рис.3.4.4(в)], намагниченность на толстом конце клина фактически переключилась, на что указывает изменение контраста от светлого к темному на краю образца. Однако все еще оставалось большое количество полосовых микродоменов внутри основных доменов. Эта полоса микродоменов постепенно перемещалась вдоль направления клина (показано на схеме в центре) при увеличении отрицательного поля. При большом отрицательном поле (-66Э), полоса микродоменов перемещалась к тонкому концу [Рис.3.4.4(г)]. Наконец, в достаточно большом отрицательном поле слой пермаллоя оказывался полностью намагниченным в обратном направлении (показано на схеме справа).

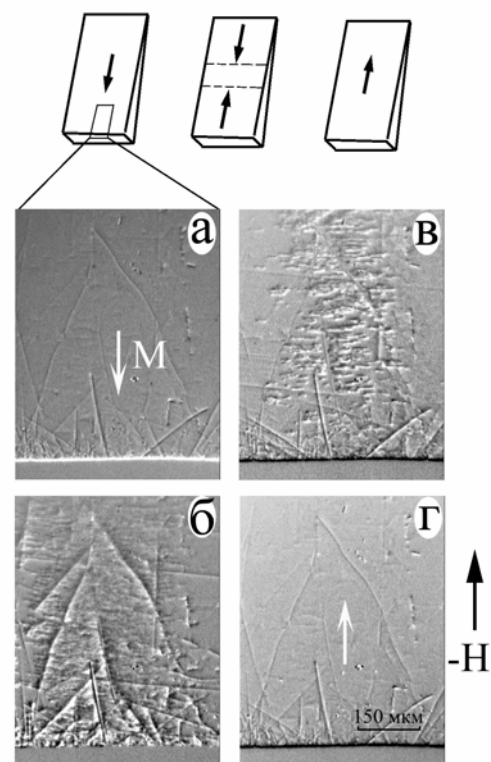


Рис.3.4.4 МО изображения процесса перемагничивания образца с параллельной к клину осью однонаправленной анизотропии. Сверху схематично показано место измерения на образце и различные стадии его перемагничивания.

Особенности доменных структур также проявляются в форме петель гистерезиса. В перпендикулярной геометрии 180-градусные стенки быстро проходят через образец в процессе перемагничивания. Соответственно, в петле гистерезиса величина поля переключения ΔH между $+M$ и $-M$ представляет собой приращение поля, необходимое для продвижения стенки через весь образец. Как было показано в [351], величина ΔH зависит как от толщины слоя Ру, так и от размера образца. В образце с параллельной геометрией обменное взаимодействие также влияет на характеристики переключения. В этом случае разделяющая домены полоса намного шире (сотни микрон), чем 180-градусная доменная стенка в случае перпендикулярной геометрии, ее перемещение, фактически, лимитируется более энергозатратным механизмом зарождения новых микродоменов, и потому переключение из одного

однодоменного состояния в другое происходит в существенно более широком диапазоне поля.

Возможны две причины различия в наблюдаемых процессах перемангничивания. Прежде всего, это может произойти из-за разницы в распределении магнитостатических полей. В случае перпендикулярной геометрии магнитостатические поля обусловлены магнитными полюсами, локализованными на краях вдоль левой и правой сторон клина (как это показано на Рис.3.4.3). Тогда как в случае параллельной геометрии эти поля определяются магнитными зарядами, локализованными на краях тонкого и толстого торцов клина (как это показано на Рис.3.4.4), а так же на ступеньках вдоль всей поверхности клина. Во-вторых, возможно изменение механизма проникновения обменной пружины в АФМ слой в процессе перемангничивания ФМ слоя за счет спин-ориентационного фазового преобразования посредством спин-флоп или спин-флип процесса [27, 229, 353, 354]. Каждый из этих механизмов мог быть ответственен за наблюдаемые характеристики перемангничивания.

Благодаря простой доменной структуре с одной единственной 180-градусной ДГ наибольший интерес для выяснения механизма перемангничивания в обменно-смещенных двухслойных структурах ФМ/АФМ представляет клиновидная конфигурация образца с осью однонаправленной анизотропии, ориентированной перпендикулярно клину. Более детально механизм перемангничивания такого клиновидного образца был изучен на $\text{Py}(110\text{\AA} \div 180\text{\AA})/\text{FeMn}(300\text{\AA})/\text{Cu}(300\text{\AA})/\text{Si}$ структуре с размерами 15 мм x 6 мм. Направление клина ориентировано вдоль длинной стороны. Однонаправленная анизотропия наведена, как и в предыдущем случае, при охлаждении ниже температуры Нееля в присутствии внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости образца перпендикулярно направлению клина. Как магнитометрические измерения, так и визуализация распределения намагниченности с помощью метода МОИП были выполнены в магнитном поле H также ориентированном перпендикулярно клину.

Петля гистерезиса всего образца, измеренная при комнатной температуре вибромагнитометром, показана на Рис.3.4.5(а). На Рис.3.4.5(б) схематично показаны наблюдаемые с использованием МОИП доменные структуры в соответствующих точках петли гистерезиса, указанных на Рис.3.4.5(а). МО изображения, соответствующие различным этапам перемагничивания при измерении петли гистерезиса приведены на рисунках Рис.3.4.6 - 3.4.8. В данном эксперименте этапы зарождения доменов и движения ДГ для ветвей петли гистерезиса с уменьшающимся и с увеличивающимся полем можно разделить.

При уменьшении поля (стадии I-V на Рис.3.4.5), перемагничивание из полностью намагниченного состояния (стадия I) происходит сначала в двух областях, на углах толстого торца клиновидного ферромагнетика (стадия II), благодаря существующим на них магнитостатическим полям рассеяния, как это происходит в обычном ферромагнетике. На Рис.3.4.6

показано перемагничивание в нижнем правом углу толстого торца клина. Поля рассеяния от магнитных зарядов как на краях, так и на неоднородных распределениях намагниченности внутри образца выявляются, как темные и светлые области на сером фоне, отображая домены и ориентацию намагниченности в них. Образец в эксперименте, представленном на Рис.3.4.6, был первоначально полностью намагничен в положительном поле 140Э, направленном вправо (стадия I). Как показано на Рис.3.4.6(а), после уменьшения поля до -55Э появляются небольшие домены с противоположной намагниченностью, тогда как остальная обширная часть образца все еще остается намагниченной вправо. При дальнейшем уменьшении внешнего поля

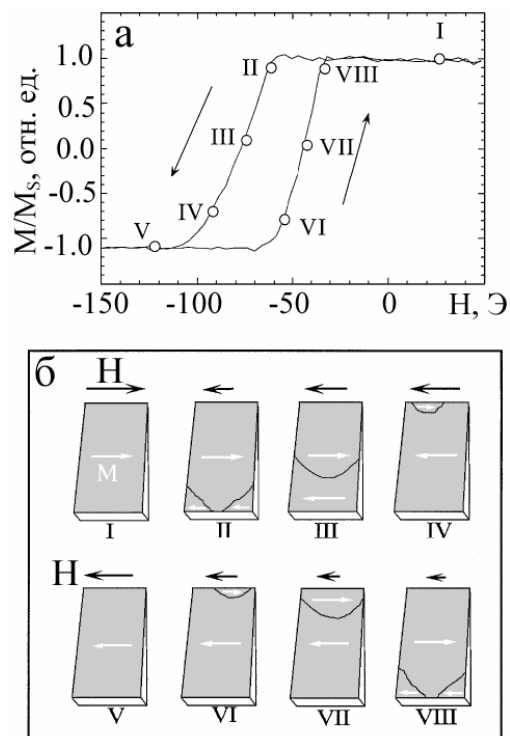


Рис.3.4.5. Петля гистерезиса (а) и схема (б) доменной структуры клиновидного образца в различных стадиях (I – VIII) процесса перемагничивания.

домены с обратной намагниченностью расширяются и, сливаясь, полностью занимают все пространство около толстого края клина [Рис.3.4.6(б), (в)].

Аналогично представленной на Рис.3.4.6(а)-(в) эволюции домена около нижнего правого угла, происходит зарождение и расширение домена и около нижнего левого угла толстого торца клина.

Таким образом, два угловых домена на толстом торце расширяются одновременно (стадия II). Их дальнейший рост с увеличением отрицательного магнитного

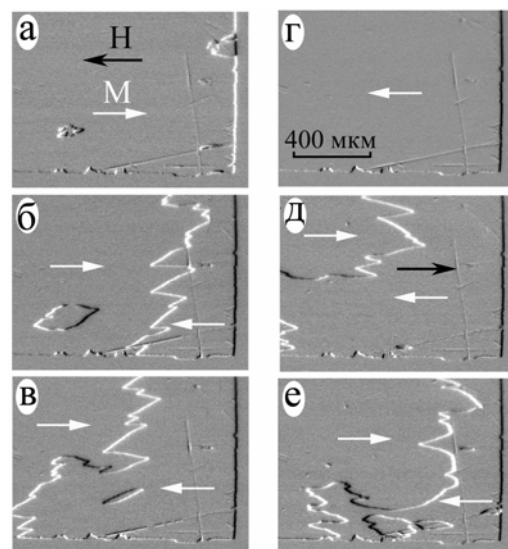


Рис.3.4.6 МО изображения доменной структуры в углу толстого торца клина в различных точках петли гистерезиса, соответствующих стадиям II (а)-(в) и VIII (г)-(е) на рисунке 3.4.5.

поля ведет к объединению этих двух доменов (стадия III). На этой стадии ФМ клин состоит только из двух макроскопических доменов с противоположной намагниченностью, разделенных единственной 180° -ой стенкой (Рис.3.4.3). Получившаяся в результате стадий I-III единственная ДГ имеет форму дуги, с концами, обращенными к тонкому торцу клина.

Дугообразная ДГ смещается к тонкому торцу клина при дальнейшем увеличении значения поля. В конце процесса перемагничивания лишь один домен выходит из образца в средней части тонкого торца клина (стадия IV). Это хорошо видно при наблюдении центральной области тонкого торца ферромагнетика, как это проиллюстрировано на Рис.3.4.7(а)-(в), где только один домен остается у края и исчезает в результате движения ДГ.

Из макроскопических измерений процесс перемагничивания на стадиях II-V кажется тем же, что и на стадиях V-VIII при увеличении поля в интервале, соответствующем обратной ветви петли гистерезиса. Однако при более детальном рассмотрении процессы перемагничивания на этих двух ветвях петли гистерезиса из-за необычных особенностей зарождения доменов и асимметрии в движении ДГ различаются. Перемагничивание из насыщаемого

состояния начинается, когда вектор магнитного момента ориентирован влево [Рис.3.4.7(в), стадия V на Рис.3.4.5]. При уменьшении величины отрицательного поля до -66Э зарождение нового домена происходит в средней части тонкого торца [Рис.3.4.7(г)], но не в том месте, в котором домен исчез при увеличении этого поля на нисходящей ветви петли гистерезиса [Рис.3.4.7(б)]. При дальнейшем уменьшении поля новые домены с обратной намагниченностью, ориентированной вправо, расширяются преимущественно вдоль края на тонком торце клина и в итоге формируют один новый непрерывный домен. В то же время ДГ перемещалась к толстому торцу клина [рисунки 3.4.7(д) и 3.4.7(е), стадия VI на Рис.3.4.5]. Как форма домена, так и динамика ДГ отличались от формы домена и динамики ДГ, наблюдаемых в процессе перемагничивания в интервале полей на нисходящей ветви петли. На стадиях II-V ДГ имела зигзагообразную форму и была более подвижной. На стадиях V-VIII форма ДГ была более округлой, указывая на иное распределение локальных магнитных зарядов.

При дальнейшем уменьшении величины поля ДГ, которая также имела форму дуги, двигалась к толстому торцу клина. При этом лидировала центральная часть ДГ (стадия VII). После того, как она достигала края на толстом торце клина, убывающий домен распадался на два угловых домена, как это показано на рисунках 3.4.6(г)-(е) (стадия VIII). В конечном счете, домены на этих углах клина исчезали, и образец возвращался к исходному намагниченному основному состоянию, соответствующему стадии I.

На стадиях III и VII [Рис. 3.4.5(б)] доменные границы имели форму дуги. При этом их центральная часть была перпендикулярна направлению клина, а

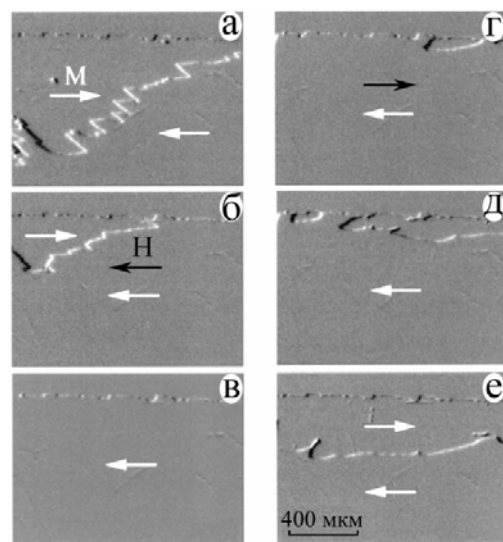


Рис.3.4.7 МО изображения доменной структуры в центре тонкого торца клина в различных точках петли гистерезиса, соответствующих стадиям IV (а)-(в) и VI (г)-(е) на рисунке 3.4.5.

наибольшее искривление наблюдалось вблизи обоих концов каждой ДГ. Это проиллюстрировано на Рис. 3.4.8. Показано, что движущаяся доменная стенка изогнута около краев образца. Сравнение изображений доменной структуры в одной и той же области клина при увеличении [рисунки 3.4.8(а) - 3.4.8(в)] и уменьшении напряженности поля [рисунки 3.4.8(г) - 3.4.8(е)] указывает на явную асимметрию взаимодействия ДГ с дефектом при ее прохождении через него в ту или иную сторону. При уменьшении поля ДГ

стопорится прямолинейным дефектом кристалла, тогда как при увеличении поля этот дефект совершенно не влияет на движение ДГ. Наиболее важным наблюдением, полученным с помощью МО изображений, является ярко выраженная асимметрия в зарождении ДГ, в ее движении и взаимодействии с дефектами кристаллической решетки. Это обнаруживалось во всех областях образца. Асимметрия в поведении ДГ является неотъемлемым свойством обменно-связанных двухслойных ФМ/АФМ структур. Как в случае отдельного ФМ слоя, так и в случае отдельного АФМ слоя, подобная асимметрия не наблюдается. Асимметрия, наблюдаемая в двухслойных структурах, однозначно указывает на формирование специфической стенки в АФМ слое, которая была также предсказана недавними микромагнитными моделями.

В первой модели обменного взаимодействия двухслойных структур ФМ/АФМ допускалось, что АФМ слой имеет статическую структуру спинов с нескомпенсированными спинами на межфазной поверхности [236, 237], т.е. при переключении обменно-смещенного ФМ слоя, структура спинов АФМ слоя остается неизменной. Такие модели со статической структурой спина АФМ не могут объяснить асимметрию в движении ДГ. Центры пиннинга для

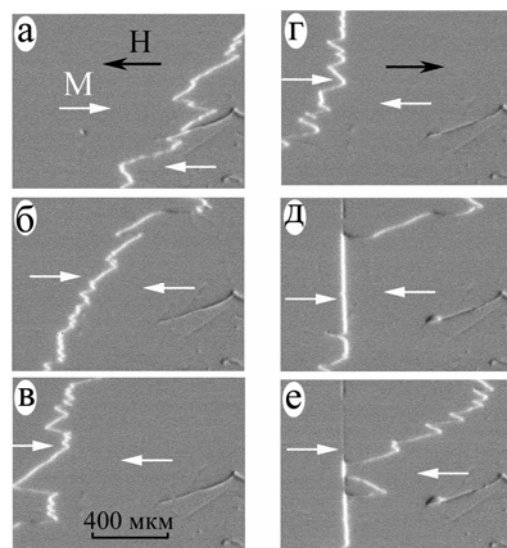


Рис.3.4.8. МО изображения доменной стенки, движущейся в противоположных направлениях на стадиях III(а) – (в) и VII (г) – (е) петли гистерезиса, приведенной на рисунке 3.4.5.

движения ДГ были бы теми же самыми как при перемагничивании из основного состояния, так и при обратном перемагничивании, по аналогии с тем, как это происходит в обычной ФМ пленке. Наблюдаемая асимметрия несовместима с моделями, имеющими статическую структуру АФМ спинов.

Множество последующих моделей обменного взаимодействия на интерфейсе ФМ-АФМ предполагают существование ДГ в АФМ слое [27, 229, 353, 355]. Согласно этим моделям при изменении направления намагниченности на противоположное под действием внешнего магнитного поля АФМ спины на интерфейсе будут вращаться синхронно с ФМ спинами, формируя антиферромагнитную спиновую спираль непосредственно около интерфейса, подобно спиновой спирали в ДГ в объемном ферромагнетике [2] или в магнитах с обменной пружиной [25, 356]. Поскольку прямое наблюдение такой специфической обменной пружины в АФМ слое было невозможно, то выявленная здесь асимметрия поведения ДГ в ФМ слое дает убедительное, хотя и косвенное, свидетельство формирования предсказанного закручивания спинов в процессе перемагничивания такой обменно-связанной двухслойной пленки. Однако даже недавние модели [27, 353, 354] не принимали во внимание неоднородность процессов перемагничивания ФМ слоя. Полученные в эксперименте результаты указывают на формирование нового типа доменной стенки – гибридной состоящей из ФМ и АФМ участков стенки.

При перемагничивании в процессе зарождения и движения гибридной ДГ происходит закручивание и раскручивание спинов как в АФМ, так и в ФМ слое. При увеличении поля в области нисходящей ветви петли гистерезиса зарождение ДГ начинается в местах с толстым ФМ слоем (Рис.3.4.6), где обменное поле H_{EX} минимально. В этом случае магнитостатическое поле усиливает действие внешнего поля на ФМ спины и, таким образом, на формирование ферромагнитной части гибридной ДГ. В более высоких магнитных полях, обменная пружина преодолевает участки закрепления в ФМ спинов и благодаря обменному взаимодействию ФМ и АФМ спинов на

интерфейсе проникает в АФМ слой. Поэтому формирование ДГ в ФМ начинается в местах, где поле H_{EX} минимально (толстый торец клина) и размагничивающее поле H_{MS} максимально (два угла на толстом торце).

При уменьшении поля в области восходящей ветви петли гистерезиса процесс перемагничивания начинается в тонкой области образца, где H_{EX} максимально. Раскручивание обменной спиновой пружины инициируется в первую очередь там, где величина обменного поля на интерфейсе больше. Так как ее раскручивание начинается в местах с наибольшей энергией обменной анизотропии в АФМ слое, то нет необходимости в зарождении новых ДГ как в АФМ, так и в ФМ слое. В процессе уменьшения внешнего поля, когда его действие на ФМ спины ослабевает, антиферромагнитная часть гибридной стенки проникает в ФМ слой и вызывает зарождение новых доменов с первоначальной намагниченностью. Дальнейшее раскручивание обменной пружины с уменьшением поля приводит к смещению гибридной ФМ/АФМ доменной границы к толстому торцу клина. Магнитостатическое поле при обратном перемагничивании действует против раскручивания обменной пружины. Поэтому, формирование ДГ в ФМ начинается в местах, где поле H_{EX} максимально (тонкий торец клина) и размагничивающее поле H_{MS} минимально (центр тонкого торца).

Наблюдаемая асимметрия движения ДГ, показанная на Рис.3.4.6, является еще одним проявлением существования антиферромагнитных ДГ, которые чувствительны к локальным изменениям анизотропии, вызванным кристаллическими дефектами в АФМ слое, как это было показано в предыдущем параграфе. Если дефект уменьшает (увеличивает) локальную кристаллическую анизотропию, энергия, связанная с закрученными спинами уменьшается (увеличивается). Таким образом, в процессе раскручивания АФМ спины, а, следовательно, и ФМ спины, будут вращаться с меньшей (большей) степенью вероятности, приводя к заторможенному (беспрепятственному) движению ДГ.

б) Доменная структура и процессы перемангничивания в обменно-связанных гетерофазных структурах со стационарными АФМ доменными границами.

Обменное взаимодействие между смежными слоями ферромагнетика и антиферромагнетика приводит к петлям гистерезиса, которые могут быть смещены как в отрицательном [236, 357-359], так и в положительном направлении вдоль координатной оси поля. Для некоторых слоистых образцов ФМ/АФМ [360, 361] измеренные петли гистерезиса состояли из двух частей, которые были смещены в противоположные стороны. В работе, в которой такие петли были впервые обнаружены [360], необычное поведение образца NiFe/FeMn было инициировано в результате специальной процедуры, заключающейся в его размагничивании переменным полем убывающей амплитуды при температуре ниже точки Кюри для NiFe, но выше температуры блокирования T_B для FeMn, и последующем охлаждении до комнатной температуры. Происхождение этих петель и механизмы перемангничивания в таких материалах оставались недостаточно понятыми. Предполагается, что важную роль в распределении намагниченности и процессах перемангничивания ФМ слоя в обменно-связанных гетерофазных ФМ/АФМ структурах играют также магнитные дефекты в АФМ слое, не связанные с дефектами кристаллической решетки. Для выяснения характера распределения M и преобразования доменной структуры при перемангничивании таких материалов с двояко смещенной петлей был применен метод МОИП.

В эксперименте была использована двухслойная структура ФМ/АФМ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(160\text{\AA})/\text{FeMn}(300\text{\AA})$, выращенная на буферном слое $\text{Cu}(300\text{\AA})$, нанесенном, в свою очередь, на подложку Si. Все слои являлись поликристаллическими с размером зерен в несколько сотен ангстрем. При охлаждении двухслойной структуры от 400°K до 300°K в присутствии постоянного магнитного поля в ФМ формировалась однодоменная структура, петля гистерезиса которой, измеренная вибромагнитометром при $T = 300^\circ\text{K}$,

была смещена от оси $H = 0$ так, как это показано на Рис.3.4.9(а). Однако такое наиболее часто используемое в эксперименте основное состояние двухслойной структуры ФМ/АФМ не в полной мере подходит для выяснения структуры АФМ спинов вблизи интерфейса. Более информативной является ситуация, при которой тот же образец сначала

размагничивается в переменном магнитном поле убывающей амплитуды до полного размагничивания при $T = 400^\circ\text{K}$ (выше температуры Нееля, но ниже температуры Кюри), а затем охлаждается в нулевом магнитном поле до $T = 300^\circ\text{K}$. Приготовленный таким образом образец демонстрирует раздвоенную петлю гистерезиса, полупетли которой смещены относительно оси $H = 0$ в противоположные стороны, как это показано на Рис.3.4.9(б) [360]. Такое размагничивание обменно-связанной структуры ФМ/АФМ формирует в образце полосовые области с противоположной намагниченностью, поля смещения в которых оказываются противоположного знака, как это схематично показано на вставке Рис.3.4.9(б). Это специфическое основное состояние с полосовыми ФМ областями позволило выявить особенности обменного смещения.

В данном эксперименте был выбран характерный участок на краю образца, который охватывал три ФМ области с двумя границами между ними, как это показано на Рис.3.4.10(а). Наблюдаемые области были макроскопическими, поскольку размер изображения был достаточно большим - приблизительно 1мм x 1.5мм. Каждая область включала в себя тысячи кристаллических зерен. При приложении внешнего магнитного поля вдоль оси обменной анизотропии в образце происходило преобразование доменной структуры, проиллюстрированное на Рис.3.4.10. Микрофотографии промежуточных

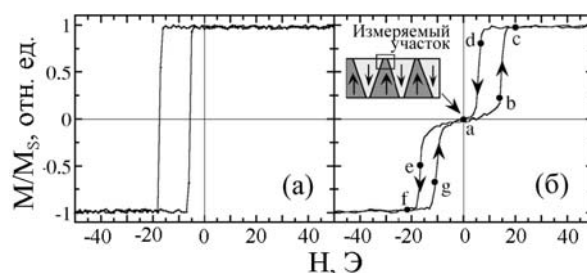


Рис.3.4.9 Петли гистерезиса образца $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(160\text{\AA})/\text{FeMn}(300\text{\AA})$, охлажденного ниже T_B – в намагниченном поле 10кЭ (а) и размагниченном (б) состояниях. Обозначенные точки на правой петле соответствуют МО изображениям, обозначенным на Рис.3.4.10 теми же буквами. На вставке схематично показан измеряемый участок образца.

состояний при эволюции доменных структур соответствовали точкам на двойной петле гистерезиса, отмеченным на Рис.3.4.9(б) в порядке $a \rightarrow б \rightarrow в \rightarrow г \rightarrow а \rightarrow д \rightarrow е \rightarrow ж \rightarrow а$.

Эволюция доменной структуры в области положительной полупетли гистерезиса начинается с размагниченного (основного) состояния, обозначенного «а» в центре рисунка Рис.3.4.10. Анализ интенсивности МО сигнала на краю образца и доменных границах показывает, что при приложении возрастающего положительного магнитного поля H процесс перемагничивания проиллюстрирован на рисунках от «а» к «в» через «б», где намагниченность центральной области изменяется из состояния "вниз" к состоянию «вверх». Это происходит за счет

формирования и расширения новых доменов (их вектора намагниченности показаны белыми стрелками). Обратное перемагничивание протекает от «в» к «а» через «г», при приложении убывающего положительного поля, при котором новые домены с намагниченностью "вниз" полностью перемагничивают центральную область. Для отрицательной полупетли изображение доменной структуры изменяется от «а» к «е» через «д». Новые домены с намагниченностью "вниз" формируются и расширяются в двух внешних областях до достижения ими насыщенного состояния «е». При перемагничивании назад от «е» к «а» через «ж» обе внешние области изменяют свою намагниченность от состояния "вниз" к состоянию «вверх».

В изолированном от антиферромагнетика ФМ слое петля гистерезиса симметричная, а форма и места зарождения новых доменов с обратным направлением намагниченности от направления перемагничивающего поля не

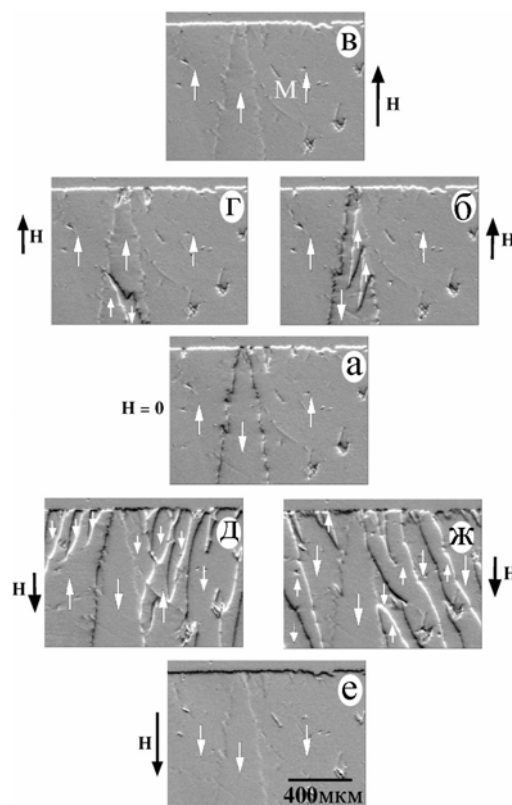


Рис.3.4.10. МО изображения доменной структуры образца в различных точках гистерезисной петли, приведенной на Рис.6.2.9(б). (а) – $H = 0$ Э, (б) 18Э, (в) 60Э, (г) 6Э, (д) -12Э, (е) - 60Э, (ж) -3.5Э.

зависят. Это происходит благодаря тому, что одинаковые доменные стенки стопорятся теми же самыми *статическими* дефектами при перемагничивании ФМ пленки в полях, отвечающих как прямой, так и обратной ветвям петли гистерезиса. В ФМ слое, обменно-связанном с АФМ слоем, доменные структуры на Рис.3.4.10(г) и Рис.3.4.10(д) [также как и на Рис.3.4.10(б) и Рис.3.4.10(ж)] совершенно различны. Изображения домена на Рис.3.4.10 также выявляют несколько новых аспектов обменного смещения. Присутствует также асимметрия зарождения доменов для прямого и обратного перемагничивания. В процессе перемагничивания только одна из двух ДГ начинает смещаться, приводя к формированию доменов новой фазы. Это ясно видно на Рис.3.4.10(б), на котором показано, что новые домены зарождаются и расширяются от правой исходной границы, тогда как из Рис.3.4.10(г) видно, что такие домены зарождаются и расширяются от левой границы. Тот же эффект для другой полупетли проиллюстрирован на Рис.3.4.10(д) и Рис.3.4.10(ж). Таким образом, существует четко выраженная асимметрия как зарождения доменов, так и распространения доменных стенок, в случаях прямого и обратного перемагничивания. Эта асимметрия, наблюдаемая в двухслойной структуре ФМ/АФМ, с достаточной определенностью показывает, что состояние АФМ спинов около интерфейса при перемагничивании не является «замороженным».

Изучение процессов перемагничивания обменно-связанных двухслойных структур ФМ/АФМ с использованием метода МОИП выявляет и другие необычные явления. Из сравнивая доменной структуры центральной области на микрофотографиях «б» и «г» рисунка 3.4.10 видно, что новые домены не ориентированы вдоль легкой оси однонаправленной анизотропии. Эти домены на Рис.3.4.10(б) отклоняются влево от нее, тогда как на Рис.3.4.10(г) - вправо. То же заключение можно сделать, сравнивая микрофотографии новых доменов на «д» и «ж» в двух внешних областях. Таким образом, это наблюдение косвенно говорит о хиральности доменных стенок и является еще одним доказательством существования обменной пружины в АФМ слое, которая

закручивается и раскручивается в процессе прямого и обратного перемагничивания.

И в изолированных, и в обменно-связанных ФМ слоях все доменные стенки смещаются внешним магнитным полем до тех пор, пока ферромагнетик не становится однодоменным. Это, в частности, видно из сравнения микрофотографий на Рис.3.4.10(а), на котором две исходные границы отделяют три ФМ области с двумя противоположными направлениями намагниченности, с микрофотографиями на Рис.3.4.10(в) и Рис.3.4.10(е), на которых образец находится в однодоменных, но с противоположными намагниченностями, состояниях. То, что образец на Рис.3.4.10(в) и Рис.3.4.10(е) находится в однодоменном состоянии, определяется по максимально белому краю на «в» и максимально черному краю на «е». Однако необходимо отметить, что даже в намагниченном до насыщения ФМ слое на «в» и «е» все же присутствует слабый, но, тем не менее, ясно различимый контраст в первоначальных местах расположения границ между противоположно намагниченными областями. Такой контраст в тех же самых местах всегда присутствует независимо от состояния доменной структуры и величины приложенного поля при его изменении в пределах приблизительно от -20Э до $+20\text{Э}$. Эти слабоконтрастные МО изображения узких участков в однородно намагниченных областях индуцируются стационарными доменными границами в АФМ слое. При приложении поля эти границы не смещаются, выявляя, таким образом, «замороженные» при понижении T ниже T_N домены в АФМ слое. Слабый контраст на таких неподвижных АФМ стенках, регистрируемый индикаторной пленкой, возникает благодаря фрустрациям ФМ спинов вблизи пересечения этих стенок с ФМ/АФМ интерфейсом. При этом ФМ слой играет роль чувствительного датчика полей рассеяния от ФМ спинов, возмущенных около АФМ границ.

Можно предположить, что данный слабый контраст может быть обусловлен некоторыми неоднородностями распределения намагниченности в ФМ слое, а не стационарной АФМ границей. Дальнейшие МО измерения были выполнены

в больших магнитных полях. Как показано на Рис.3.4.11(а), этот слабый контраст исчезает в большом поле ($\sim 90\text{Э}$), указывая на то, что все магнитные моменты в ФМ слое теперь ориентированы вдоль одного направления, включая и те из них, что составляли исходную ФМ границу. Однако в более низких магнитных полях, *тот же* слабый контраст восстанавливается в *тех же самых* местах, как можно наблюдать при $H = +42\text{Э}$ [Рис.3.4.11(б)] и отчетливо видно при $+12\text{Э}$ [Рис.3.4.11(в)]. Тот же эффект наблюдался и при приложении отрицательного магнитного поля. После того, как все ФМ моменты были ориентированы полем -90Э вдоль одного направления [Рис.3.4.11(г)], тот же контраст восстанавливался при уменьшении поля до -12Э , как это показано на Рис.3.4.11(д). Более подробно (при 4-х кратном увеличении и усиленном контрасте) МО портрет одного и

того же места границы в обоих случаях представлен на рисунках 3.4.11(в) и 3.4.11(е) справа. Их сравнение показывает, что ФМ ДГ имеет *ту же самую* структуру вне зависимости от направления намагниченности в образце. Эти результаты однозначно демонстрируют, что даже в случае, когда большое поле (например, $+90\text{Э}$) полностью намагничивает ФМ слой (включая и узкие области, прилегающие непосредственно к АФМ границам), это поле никак не влияет на основную структуру ДГ в антиферромагнетике. Когда же внешнее поле уменьшалось до значений в пределах диапазона от -20Э до $+20\text{Э}$, слабый контраст восстанавливался и сохранялся в ФМ слое, как это показано на Рис.3.4.10. Этот слабый контраст, таким образом, соответствует

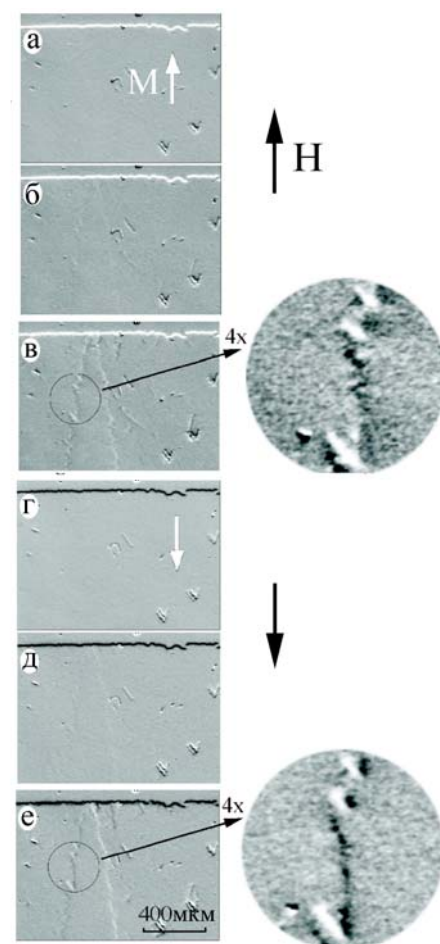


Рис.3.4.11. МО изображения доменной структуры образца в том же месте, что и на Рис.6.2.10. (а) – $H = 90\text{Э}$, (б) 42Э , (в) 12Э , (г) -90Э , (д) -42Э , (е) – 12Э . На вставках показана увеличенная в 4 раза детальная структура неподвижных ДГ.

расположенной в прилегающем АФМ слое доменной стенке, которую наблюдать непосредственно иным способом пока не представляется возможным.

В тонких изолированных поликристаллических АФМ пленках размеры кристаллических зерен обычно определяют размеры АФМ доменов, в каждом из которых ось анизотропии имеет свою ориентацию. Однако в двухслойных ФМ/АФМ структурах направление оси анизотропии в антиферромагнетике наводится обменным взаимодействием с ферромагнитными спинами при охлаждении этих структур. Таким образом, главным выводом проделанных экспериментов является то, что АФМ домены имеют *тот же самый* размер, что и ФМ домены. В двухслойной структуре ФМ/АФМ, при

использовании обычной процедуры ее охлаждения в постоянном магнитном поле [например, Рис.3.4.9(а)], в антиферромагнитном слое формируется только один единственный домен на весь образец, естественными границами которого являются края образца. Стоит отметить, что при этом размеры ФМ доменов и, следовательно, АФМ доменов составляют несколько миллиметров в длину и доли миллиметров в ширину. Эти размеры превышают на три порядка размеры кристаллических зерен в ФМ и АФМ слоях. Поэтому наблюдаемая в эксперименте доменная структура и ее преобразование при перемагничивании не связаны непосредственно с размерами зерен в слоях.

Микроскопическая модель, описывающая экспериментальные результаты, схематично проиллюстрирована на Рис.3.4.12. В основном состоянии, показанном на Рис.3.4.12(а), есть полосовые домены, разделенные доменными

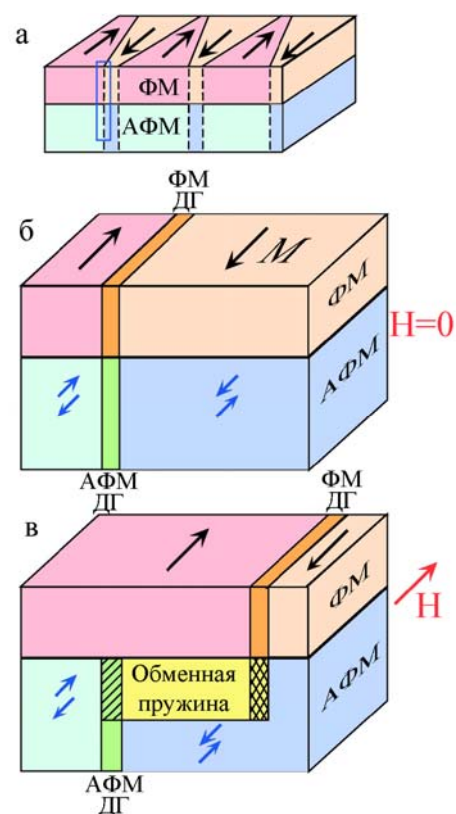


Рис.3.4.12. (а) – Схема доменной структуры двухслойной пленки в основном состоянии; (б) – выделенная в (а) гибридная ДГ, состоящую из ФМ и АФМ участков; (в) – обменная пружина, сформированная при перемагничивании ФМ слоя.

стенками. Каждая такая ДГ представляет собой состоящую из ФМ и АФМ участков *гибридную* доменную границу, которая схематично изображена специфической линией на Рис.3.4.12(б). На этом рисунке более подробно показана часть образца, выделенная на Рис.3.4.12(а). Внешнее магнитное поле оказывает давление лишь на ФМ часть стенки. Когда ФМ участок ДГ смещается, в АФМ слое около интерфейса формируется параллельная этому интерфейсу обменная пружина, как это представлено на Рис.3.4.12(в). Эта пружина проникает в АФМ слой на глубину δ порядка $(A_A/K_A)^{1/2}$, где A_A и K_A - обменная константа и константа анизотропии АФМ слоя, соответственно. Величина δ для FeMn оценивается в нескольких десятках нанометров [27, 228]. Смещение ФМ участка стенки вызывает также смещение подвижной части АФМ специфической линии (заштрихованная область) вблизи межфазной области образца, в то время как неподвижная часть этой специфической линии (затененная область) остается в АФМ слое на прежнем месте. Обменная пружина заключается между этими двумя специфическими участками, один из которых связан сдвигающейся ФМ стенкой, а второй с неподвижной АФМ стенкой. Мобильный специфический участок (заштрихованная область), представляющий собой пересечение ФМ стенки, обменной пружины и невозмущенной структуры АФМ спинов, и играет ключевую роль в процессах перемагничивания двухслойной структуры.

Хорошо известно, что доменные границы в изолированных ФМ пленках легко перемещаются. Тогда как в обменно-связанных двухслойных ФМ/АФМ структурахдвигающаяся ФМ стенка увлекает с собой подвижный специфический участок, который преобразует исходное распределение спинов АФМ слоя в обменную пружину. Такое взаимодействие спинов ФМ стенки с АФМ спинами тормозит ее движение в процессе закручивания спиновой обменной пружины. Этот процесс продолжается, пока слой ФМ не намагнитится до насыщения, фиксируя при этом обменную пружину в АФМ слое. При уменьшении внешнего поля его давление на ФМ спины ослабевает, и при достижении этим полем некоторой критической величины энергии,

запасенной в обменной пружине, становится достаточно для ее раскручивания. Этот процесс начинается в областях, где анизотропия и обменная энергия самые высокие. Именно в этих местах неоднородная ФМ/АФМ обменная пружина начинает раскручиваться, увлекая и ФМ спины, обменно-связанные с АФМ спинами, что в итоге приводит к зарождению и росту доменов новой фазы в ФМ слое, которые, расширяясь с увеличением величины поля, перемагничивают образец в основное состояние. Необходимо отметить, что раскручивание обменной пружины происходит в областях, где анизотропия и обменная энергия самые большие, тогда как, напротив, зарождение обменной пружины происходит в местах, где эти величины самые малые. Таким образом, раскручивание обменной пружины не является процессом, обратным ее закручиванию, и, как следствие, эти два процесса начинаются в различных местах, что и наблюдается в эксперименте. Это является основной причиной асимметричного перемагничивания и асимметричного роста доменов в обменно-связанных системах.

Несколько отличная доменная структура была получена в двухслойной гетерофазной пленке $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{FeMn}$ с толщиной ФМ слоя $245\text{\AA}$. Чтобы сформировать стационарные доменные стенки в АФМ слое, образец был размагничен в убывающем переменном поле, ориентированном вдоль направления трудного намагничивания $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ слоя при $T = 450^\circ\text{K}$, незначительно превышающей T_B . В результате суммарная намагниченность становилась практически нулевой как вдоль легкой, так и вдоль трудной оси. Затем образец был охлажден до 300°K в нулевом поле. Петля гистерезиса в поле, параллельном легкой оси ФМ слоя ($\Theta = 0^\circ$) при 300°K показана на Рис.3.4.13(а). Были измерены две компоненты $\mathbf{M}$: M_x – компонента намагниченности, параллельная $\mathbf{H}$, и M_y – компонента перпендикулярная к $\mathbf{H}$. При размагничивании ферромагнетика в переменном поле перед охлаждением его однородное состояние разбивалось на множество доменов, из которых приблизительно одна половина имела одно направление $\mathbf{M}$, а вторая – другое. Поскольку однонаправленная обменная анизотропия определяется

намагниченностью в ФМ слое, а не внешним полем, то в антиферромагнетике также формировалось при охлаждении в нулевом поле многодоменное состояние, копирующие распределение ФМ доменов. Поэтому, в образце наблюдались две полупетли M_x на Рис.3.4.13(а). Одна из них смещалась влево от $H = 0$, другая – вправо. При этом важно отметить, что полупетля с положительным смещением является наклонной, тогда как петля с отрицательным смещением – почти прямоугольная. Поскольку форма отрицательной полупетли M_x прямоугольная, а M_y обращается почти в ноль при переключении M_x , то можно заключить, что в ФМ доменах, петля которых смещена в сторону отрицательных полей, легкая ось ориентирована вдоль направления поля ($\Theta = 0^\circ$). Другие ФМ домены, петля которых смещена в сторону положительных полей, имеет легкую ось, отличную от направления поля, так как петля M_x является наклонной, а M_y достигает приблизительно одной третьей от намагниченности насыщения. Чтобы определять направление легкой намагничивания ФМ доменов, представленных наклонной петлей, были измерены петли гистерезиса при различных направлениях магнитного поля. Оказалось, что форма полупетель взаимно заменяется при повороте поля на 40° по часовой стрелке [Рис.3.4.13(б)], т.е. ось однонаправленной анизотропии в доменах с первоначально наклонной петлей лежит под углом $\Theta = 40^\circ$ к оси однонаправленной анизотропии в смежных доменах. Неколлинеарность осей однонаправленной анизотропии различных ФМ доменов является результатом размагничивания переменным полем, ориентированным вдоль трудной оси. Так как наведенная одноосная анизотропия в ФМ довольно слаба, то переменное магнитное поле в процессе

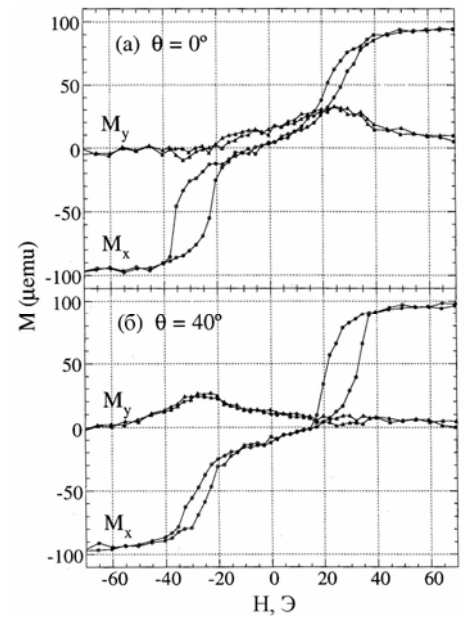


Рис.3.4.13. Петли гистерезиса образца NiFe/FeMn. Магнитное поле ориентировано: (а) – параллельно наведенной оси легкого намагничивания NiFe, (б) – под углом 40° к этой оси.

размагничивания может изменить легкое направление части ФМ доменов, задавая этим доменам отклонение легкой оси от первоначального легкого направления на некоторый угол (в данном случае на 40°).

На Рис.3.4.14 представлена МО визуализация процесса перемагничивания двухслойной структуры при приложении магнитных полей с $\Theta = 0^\circ$, то есть, когда $\mathbf{H}$ параллельна исходной оси легкого намагничивания. Восемь МО микрофотографий получены в восьми точках петли гистерезиса, помеченных от «а» до «з» в верхней части Рис.3.4.13. В точке «а» ($H = 170\text{Э}$) $\mathbf{M}$ в намагниченном до насыщения ФМ слое направлена вниз, как указывает соответствующая стрелка на Рис. 3.4.14(а). Однако не очень отчетливо, но все еще остаются видимыми несколько линий, ориентированных приблизительно под углом 40° к $\mathbf{H}$. На Рис.3.4.14(б) ($H = 60\text{Э}$) видно, что еще до первой стадии переключения намагниченности (правая полупетля) эти нечеткие линии [Рис.3.4.14(а)] становятся более контрастными, хотя ФМ слой все еще остается в однодоменном состоянии. Они не смещаются в процессе всего цикла перемагничивания от $H = 170\text{Э}$ «а» до $H = -120\text{Э}$ «з» и обратно и обусловлены границами между различными ФМ областями. Все процессы перемагничивания происходят в пределах $\pm 40\text{Э}$. Наблюдаемые при этом неподвижные линии на МО портрете образца обусловлены доменными стенками в АФМ слое, обменно-связанными непосредственно с границами между ФМ областями. Эти АФМ стенки наведены многодоменной структурой ферромагнетика при охлаждении образца в нулевом поле. Внешнее магнитное поле перемагничивает ФМ слой, но не может

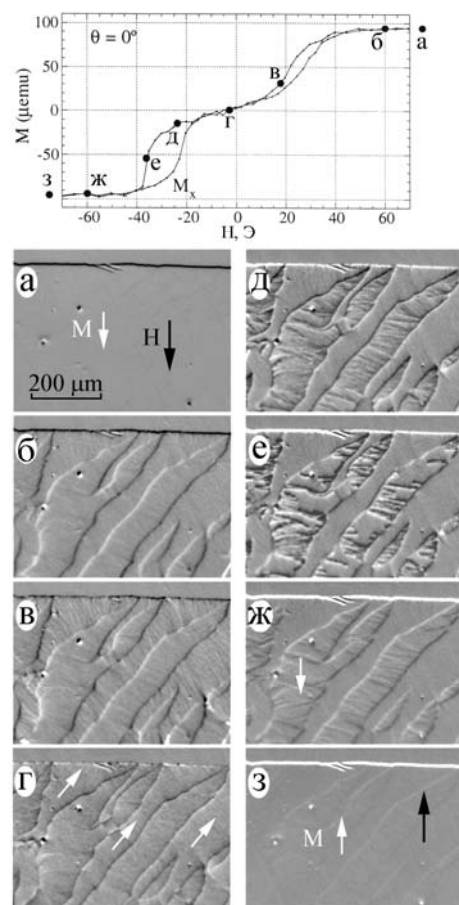


Рис.3.4.14. МО изображения доменной структуры образца в различных точках петли гистерезиса, приведенной на Рис.3.4.13(а). (а) – $H = 170\text{Э}$, (б) 60Э , (в) 18Э , (г) -3Э , (д) -24Э , (е) -36Э , (ж) -60Э , (з) -120Э .

изменить АФМ доменную структуру. Поскольку метод МОИП визуализирует только ФМ домены, то эффект визуализации АФМ доменов в процессе перемагничивания может быть реализован лишь через их влияние на ФМ спины. В АФМ доменной стенке спины меняют плавно свое направление от одной АФМ домена к другому. Это изменение направления АФМ спинов в стенке приводит к фрустрации ФМ спинов вблизи интерфейса даже в случае однодоменного состояния ФМ слоя. При этом такие фрустрации, как и в предыдущем эксперименте, проявляются как контрастные линии в МО портретах образца, и повторяют расположение исходных ФМ доменных стенок. Именно по этой причине эти линии видны в однодоменном ферромагнетике на рисунках 3.4.14(а), 3.4.14(б), 3.4.14(ж), 3.4.14(з).

На рисунках 3.4.14(а)-(г) показано, что при уменьшении поля до нуля перемагничивается только часть ФМ областей. Это определяется из анализа МО контраста участков верхнего края образца, соответствующих именно этим доменам. Видно, что они изменяют свой цвет с черного на белый. Направление намагниченности в этих ФМ областях было определено из измерений петель гистерезиса при разных направлениях внешнего магнитного поля. Оптимальная петля гистерезиса, соответствующая перемагничиванию этих областей вдоль оси легкого намагничивания, показана на Рис.3.4.13(б). Таким образом, МО измерения показывают, что наклонная полупетля, смещенная в сторону положительных полей [Рис.3.4.13(а)], соответствует именно этим ФМ областям, в то время как более прямоугольная полупетля соответствует другим смежным ФМ доменам. В процессе перемагничивания первых областей никакого очевидного формирования новых доменов и движения доменных стенок не наблюдается, как это можно видеть на рисунках 3.4.14(а) - 3.4.14(г). Поэтому можно заключить, что перемагничивание этих областей осуществляется в основном за счет вращения их магнитных моментов, а не процессов формирования и расширения доменов новой фазы, как в случае перемагничивания ФМ образцов вдоль легкого направления. Такой процесс перемагничивания наблюдался в других, смежных ФМ областях [рисунки

3.4.14(д) и 3.4.14(е)]. Отчетливо видно, что при изменении поля от точки «д» до точки «з» на петле гистерезиса в этих ФМ областях происходит зарождение доменов и смещение их доменных границ. Очевидно, что различия в механизмах перемагничивания двух ФМ областей обусловлены неколлинеарной ориентацией их магнитных моментов. Таким образом, очевидно, что в областях, в которых H параллельно оси однонаправленной анизотропии, перемагничивание происходит за счет процессов формирования и расширения доменов, тогда как в областях, в которых H направлено под углом к этой оси, перемагничивание осуществляется, в основном, за счет вращения намагниченности в них. Как показали МО измерения, изменение направления приложенного поля на угол 40° против часовой стрелки приводило к смене характера перемагничивания смежных ФМ областей. Т.е. те области, которые до того перемагничивались зарождением и движением доменных границ, теперь перемагничивались вращением намагниченности, тогда как соседние с ними области, наоборот, стали переключаться за счет процесса образования и расширения доменов новой фазы. Приведенные на Рис.3.4.14(г) МО изображения границ между ФМ областями фактически представляют собой гибридные доменные стенки, состоящие из ФМ и АФМ участков. На Рис.3.4.14(г) показано основное состояние обменно-смещенного ФМ слоя. При приложении магнитного поля в ФМ образце могут зарождаться доменные стенки, которые, перемещаясь, могут перемагничивать его в новое насыщенное состояние. Но даже при намагничивании образца до состояния насыщения в местах расположения исходных гибридных доменных стенок наблюдался специфический магнитооптический контраст в виде малозаметных линий на рисунках 3.4.14(а) и 3.4.14(з) и отчетливых на рисунках 3.4.14(б) и Рис.3.4.14(ж). Хотя на всех этих четырех рисунках ФМ слой пребывал в однодоменном состоянии. Эффект подавления МО контраста в более высоких полях обусловлен тем, что внешнее магнитное поле отчасти подавляет фрустрации спинов в ФМ части гибридных доменных границ, уменьшая этот контраст.

Таким образом, в процессе охлаждения нанокompозитной гетерофазной обменно-связанной пленки, в которой доменная структура в ферромагнетике создавалась при размагничивании, основное состояние формировалось с ферромагнитными областями с равным числом спинов, ориентированных в противоположных направлениях, что приводило к равному числу обменно-смещенных спинов в сторону положительных и отрицательных полей и практически симметричной петле гистерезиса. Однако наблюдались и подобные несимметричные петли гистерезиса [361]. Они были измерены в ФМ/АФМ обменно-смещенных двухслойных структурах $\text{Fe}_{76}\text{Mn}_6\text{C}_{18}/\text{FeMn}$ после их осаждения в присутствии небольшого магнитного поля $H = \sim 40\text{Э}$. В этом случае считалось, что число спинов N_+ , соответствующих положительной части петли гистерезиса, не равно числу спинов, соответствующих отрицательной части N_- , и отношение N_+/N_- изменяется с изменением величины поля, приложенного при изготовлении образца. Поскольку петли гистерезиса, измеренные в размагниченных двухслойных структурах FeMn/NiFe и $\text{Fe}_{76}\text{Mn}_6\text{C}_{18}/\text{FeMn}$, оказались подобными, то было предпринято магнитооптическое изучение динамического преобразования последней из них. В частности представляли интерес визуализация доменной структуры и выяснение распространения обнаруженных в прежней обменно-связанной системе закономерностей перемангничивания также и на новую двухслойную структуру, и, следовательно, являются ли они общими для всех таких систем.

Образцы $\text{Fe}_{76}\text{Mn}_6\text{C}_{18}(150\text{\AA})/\text{FeMn}(100\text{\AA})$ были приготовлены магнетронным распылением на $\text{Si}(100)$ подложке с буферным слоем меди толщиной $300\text{\AA}$. При этом, как описано в [361], было приложено небольшое постоянное магнитное поле. Также непосредственно на $\text{Fe}_{76}\text{Mn}_6\text{C}_{18}$ был нанесен защитный слой Cu толщиной $60\text{\AA}$. Данные рентгеновской дифракции показали сильную (111) текстуру и полное совпадение FeMn и FeMnC пиков, свидетельствуя, таким образом, о том, что оба слоя имеют одинаковую кристаллическую структуру и близкие постоянные решетки, и поэтому являются эпитаксиальными. ФМР и данные магнитометрии показали, что поле,

приложенное при приготовлении образца, наводило в них однонаправленную анизотропию.

Наблюдения доменной структуры были выполнены с использованием метода МОИП в двух аналогичных образцах. Они показали, что образцы были разделены на

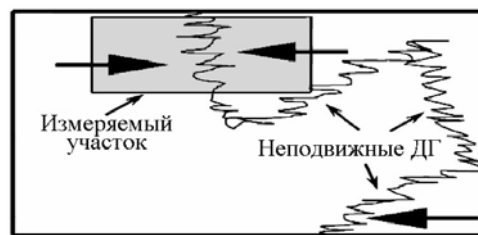


Рис.3.4.15. Схема доменной структуры образца $Fe_{76}Mn_6C_{18}/FeMn$. Выделенный участок показывает место регистрации МО изображений, приведенных на рисунках 3.4.16 и 3.4.17.

два больших домена, разделенных 180° -ми стенками, как схематично показано на Рис.3.4.15 для одного из образцов. Вектора $\mathbf{M}$ в этих доменах были ориентированы вдоль направления приложения поля при изготовлении образцов. Полученные МО портреты были подобны портретам, что наблюдались в образцах $FeNi/FeMn$, размагниченных в переменном поле. При приложении магнитного поля вдоль направления, немного отклоненного от оси легкого намагничивания [$\sim 12^\circ$ против часовой стрелки], и превышающего критическую величину $H_{cr} \approx -26Э$, новые домены с обратной намагниченностью зарождались около края образца [Рис.3.4.16(б)]. С увеличением поля доменные границы вновь возникших 180° -х доменов

перемещались по направлению к исходным стационарным ДГ, намагничивая в итоге ФМ слой до насыщения, как это показано на Рис.3.4.16(в). Обращает на себя внимание тот факт, что даже в насыщенном состоянии ФМ слоя в МО изображении в месте расположения стенок первоначальных доменов, наблюдаемых на Рис.3.4.16(а), все еще присутствует МО контраст, который, однако, был несколько слабее по сравнению с тем же контрастом в размагниченном образце $FeNi/FeMn$. Тем не менее, его наличие в данном образце так же говорит о существовании неподвижной

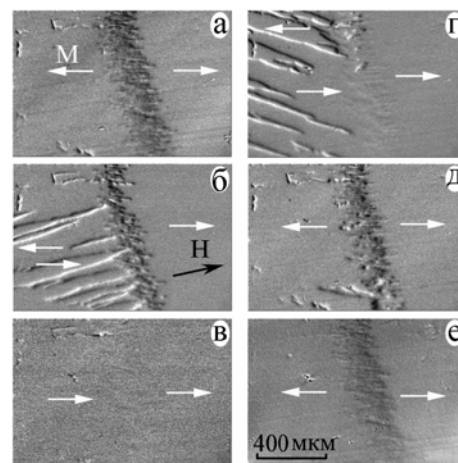


Рис.3.4.16. МО изображения доменной структуры образца $Fe_{76}Mn_6C_{18}/FeMn$ при его перемагничивании под углом 12° против часовой стрелки к оси наведенной анизотропии. (а) – $H = +0Э$, (б) $-28Э$, (в) $-33Э$, (г) $-13Э$, (д) $-11Э$, (е) $-0Э$.

границы в антиферромагнетике. Очевидно, что эта особенность присуща всем системам с обменно-смещенными расщепленными петлями гистерезиса. При уменьшении поля опять происходит зарождение доменов с обратной намагниченностью около края образца, но только в той его области, которая была полностью предварительно перемагничена приложенным полем [Рис.3.4.16(г), (д)], как и в эксперименте с размагниченной двухслойной структурой FeNi/FeMn. Важно отметить также, что при дальнейшем уменьшении поля эффективный угол роста доменов теперь изменился и составляет $\sim 12^\circ$ против часовой стрелки [Рис.3.4.16(г)]. При $H = 0$ конфигурация доменов возвращалась к их первоначальному состоянию [Рис.3.4.16(е)].

Как показано на Рис.3.4.17, преобразование доменной структуры в поле, приложенном в обратном направлении, подобно тому, что показано на Рис.3.4.17, включая зарождение доменных стенок и их движение, но только на противоположной стороне образца. При этом домены также ориентировались в направлении приложенного поля [Рис.3.4.17(б)], а в местах расположения первоначальных стенок оставался МО контраст, даже в случае, когда ФМ слой намагничивался до насыщения [Рис.3.4.17(в)]. При уменьшении поля домены с обратной намагниченностью теперь ориентировались под углом $\sim 12^\circ$ по часовой стрелке [Рис.3.4.17(д)] и конфигурация доменов возвращалась к первоначальной после снятия поля [рисунки 3.4.16(е) и 3.4.17(а)]. В отличие от перемагничивания образца в первом случае, в этом поле движение ФМ стенок начинается за счет их отщепления от первоначальных стенок и движения к правому краю образца, приводя к насыщению ФМ слоя прежде, чем новые домены зародятся и

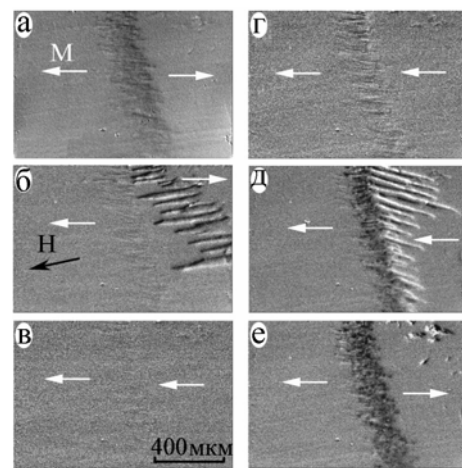


Рис.3.4.17. МО изображения доменной структуры образца $\text{Fe}_{76}\text{Mn}_6\text{C}_{18}/\text{FeMn}$ при его перемагничивании под углом 12° против часовой стрелки к оси наведенной анизотропии против направления приложенного при охлаждении поля. (а) — $H = -0\text{Э}$, (б) $+24\text{Э}$, (в) $+27\text{Э}$, (г) $+18\text{Э}$, (д) $+14\text{Э}$, (е) $+12\text{Э}$.

расширятся на краю [Рис.3.4.17(б)]. Во-вторых, после уменьшения приложенного поля, зарождение новых доменов с обратной намагниченностью происходит снова в том месте образца, где располагалась исходная доменная стенка [Рис.3.4.17(д)], то есть, в участках ферромагнитной пленки, непосредственно примыкающим к стенкам доменов в антиферромагнетике. И в этом случае зарождение ФМ стенок в месте расположения исходных ДГ доказывает существование гибридных АФМ доменных стенок в обменно-связанных двухслойных структурах.

Поскольку двухслойные структуры $\text{Fe}_{76}\text{Mn}_6\text{C}_{18}/\text{FeMn}$ обладают такими же петлями гистерезиса и поведением доменов, как и размагниченные при высокой температуре двухслойные структуры FeNi/FeMn , можно заключить, что данные образцы должны обладать таким же типом гибридных стенок, состоящих из ФМ и АФМ участков. В этом случае, в процессе осаждения ферромагнетика $\text{Fe}_{76}\text{Mn}_6\text{C}_{18}$ в присутствии небольшого поля образец был нагрет до температуры, превышающей блокирующую температуру антиферромагнетика FeMn , с тем, чтобы после его охлаждения до комнатной температуры доменная структура, созданная в ФМ слое, инициировала формирование такой же доменной структуры и в АФМ слое. При нанесении ФМ слоя в присутствии небольшого поля его магнитные моменты выстраиваются параллельно или антипараллельно направлению этого поля. В этом случае реализуется многодоменное состояние с самой низкой магнитостатической энергией. С увеличением поля большее число спинов выстроилось бы вдоль поля, приводя к разбалансу величин суммарной намагниченности в смежных доменах и к перераспределению площадей в двух частях петли гистерезиса [361]. В полях $H > 4Э$ ФМ слой намагничивается до насыщения и 180° -е доменные стенки отсутствуют. В этом случае реализуется петля гистерезиса, смещенная лишь в одну сторону.

в) Влияние отжига на процессы преобразования доменной структуры в гетерофазных обменно-связанных пленках с различным ферромагнитным слоем.

При анализе поведения реальных двухслойных структур необходимо принимать во внимание зависимость полей смещения и коэрцитивности от скомпенсированных и нескомпенсированных AFM спинов около интерфейса. Полное переключение намагниченности в ферромагнитном слое должно в значительной степени зависеть от взаимодействия между формирующимися обменными пружинами и системами спинов, локализованными как внутри слоев, так и на интерфейсе. Детали эффекта обменного смещения и увеличенной анизотропии должны существенно зависеть от толщины и структуры слоев. Структурно-чувствительные эксперименты в совокупности с наблюдением распределения намагниченности и доменной структуры могут обеспечить более глубокое понимание явлений обменного смещения и увеличения коэрцитивности [362-364]. Ранее было показано [288, 365-367], что в результате процедуры отжига по обе стороны от интерфейса могут развиваться как кристаллографические, так и магнитные релаксации и реконструкции. Однако роль интерфейса остается при этом до конца непонятой. Чтобы прояснить эту роль и определить условия и механизмы формирования возможных способов переключения, связанных либо с формированием доменных стенок, либо с неоднородным вращением намагниченности, были выполнены детальные исследования эволюции суммарного магнитного момента в структуре, состоящей из обменно-связанных антиферромагнитного и ферромагнитного слоев в зависимости от толщины ФМ слоя и температуры отжига.

Доменные структуры наблюдались при комнатной температуре с использованием МОИП как в неотожженных, так и в отожженных обменно-связанных двухслойных структурах «ферромагнетик/антиферромагнетик». Образцы состояли из эпитаксиальной антиферромагнитной пленки

$\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(100\text{\AA})$, осажденной магнетронным распылением на одну из ферромагнитных пленок $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ или $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}$. ФМ пленки также осаждались магнетронным распылением на окисленные на воздухе подложки $\text{Si}(100)$, на которых предварительно было нанесено буферное покрытие $\text{Ta}(50\text{\AA})$. Толщины t_{FM} пленок NiFe и CoFe составляли $100\text{\AA}$. Все структуры были покрыты защитным слоем $\text{Ta}(50\text{\AA})$. Однонаправленная анизотропия в ФМ/АФМ структурах была наведена в процессе осаждения ФМ слоев однородным постоянным полем $\sim 300\text{Э}$, приложенным в плоскости подложки. Значения характерных полей и МО портреты при перемагничивании были получены при комнатной температуре (T_{RT}) после каждой следующей температуры отжига (T_{ANN}). Таким образом, пленки отжигались в нулевом поле в условиях вакуума в несколько последовательных этапов. В течение каждого этапа образец выдерживался в течение 30 минут при данной T_{ANN} и затем охлаждался до T_{RT} для проведения измерений. Максимальная величина T_{ANN} была 400°C .

Для анализа микроструктуры двухслойных структур использовалась рентгеновская спектроскопия. Все магнитометрические и МОИП измерения были выполнены в магнитном поле H , ориентированном вдоль оси однонаправленной анизотропии, которая совпадала с направлением магнитного поля, приложенного в процессе осаждения двухслойной структуры.

На Рис. 3.4.18 показаны кривые M - H для двухслойных структур NiFe/IrMn и CoFe/IrMn до отжига и после него при $T_{\text{ANN}} = 200^\circ\text{C}$, 300°C и 400°C .

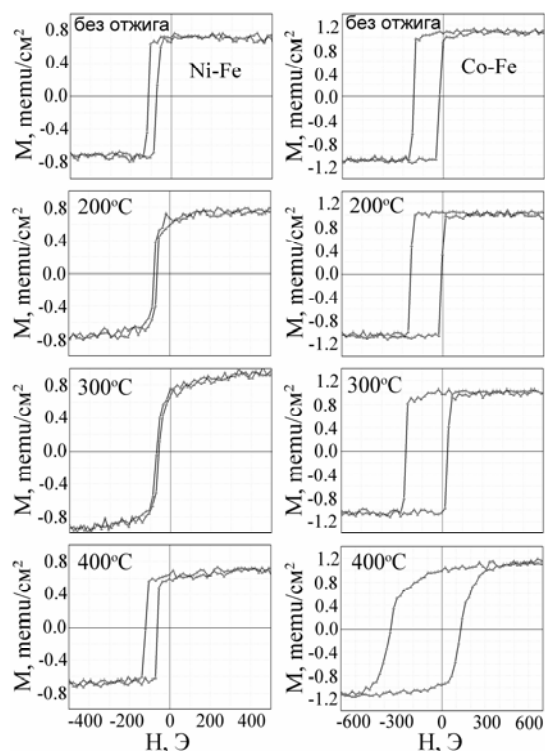


Рис.3.4.18. Петли гистерезиса образцов NiFe/IrMn и CoFe/IrMn до и после отжига.

Магнитный момент M приведен на единицу поверхности ($\text{мему}/\text{см}^2$). Из графиков видно, что оба образца демонстрируют обменное смещение как в неотожженном, так и в отожженном состоянии. Из петель гистерезиса неотожженных образцов следует, что обменное смещение $H_{\text{EX}} = 82\text{Э}$ и 93Э и коэрцитивная сила $H_C = 68\text{Э}$ и 24Э для двухслойных структур с CoFe/IrMn и NiFe/IrMn , соответственно. Видно, что увеличение температуры отжига ведет к изменениям гистерезисных свойств двухслойных структур.

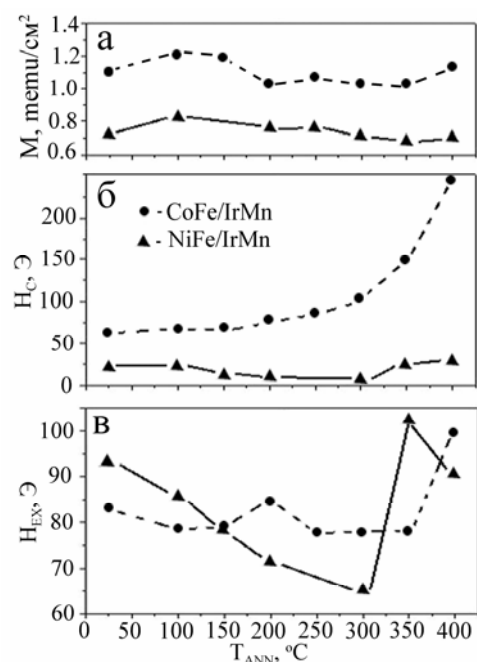


Рис.3.4.19. Намагниченность (а), коэрцитивность (б) и поле обменного смещения (в) образцов NiFe/IrMn и CoFe/IrMn в зависимости от температуры отжига.

На рисунке 3.4.19 показаны изменения величин намагниченности, обменного смещения и коэрцитивности для обоих типов пленок IrMn/NiFe и IrMn/CoFe при изменении T_{ANN} . Отчетливо видно, что значения M в обоих случаях изменяются незначительно ($\sim \pm 10\%$ и $\sim \pm 8\%$ для NiFe/IrMn и CoFe/IrMn структур, соответственно). Однако зависимости $H_C(T_{\text{ANN}})$, и $H_{\text{EX}}(T_{\text{ANN}})$ для этих двухслойных структур существенно различаются. Исходная коэрцитивность образца NiFe/IrMn вначале монотонно уменьшается до 7Э при отжиге до $T_{\text{ANN}} = 300^\circ\text{C}$, а затем быстро увеличивается и после отжига при 400°C превышает первоначальное значение, достигая 28Э , тогда как поле H_C образца CoFe/IrMn изменяется монотонно. Оно медленно увеличивается от 68Э при комнатной температуре до 102Э при $T_{\text{ANN}} = 300^\circ\text{C}$ и значительно быстрее изменяется при больших значениях T_{ANN} , достигая 245Э после отжига при 400°C .

В данном эксперименте обменное смещение двухслойной структуры $\text{NiFe}/\text{Ir-Mn}$ ведет себя так же, как и в [365]. Видно, что H_E уменьшается от начального значения до 65Э при температуре отжига 300°C , а затем увеличивается до 103Э после отжига при 350°C и, наконец, снова становится

меньше (91Э) после отжига при 400°C. По другому ведет себя зависимость обменного поля смещения двухслойной структуры CoFe/Ir-Mn от T_{ANN} . Его значение H_E увеличилось лишь на ~20% после отжига при $T_{ANN} = 400^\circ\text{C}$.

Поскольку значения M фактически не зависят от температуры отжига (рисунки 3.4.18 и 3.4.19), то это значит, что во время отжига нет существенного перемещения атомов из АФМ слоя в ФМ слой, однако, неясно, как повлиял отжиг на процесс перемагничивания этих двухслойных структур.

На МО изображениях на Рис.3.4.20 показано изменение доменной структуры образцов CoFe/IrMn и NiFe/IrMn в процессе перемагничивания до и после отжига (при температурах 300°C и 400°C). Эти образцы были предварительно намагничены до насыщения в плоскостном магнитном поле 400Э вдоль оси однонаправленной анизотропии. В верхних рядах МО изображений на Рис.3.4.20 продемонстрированы основные состояния обоих образцов. В нижних рядах показаны состояния образцов после их перемагничивания против оси однонаправленной анизотропии. В средних рядах показаны магнитные структуры образцов в процессе их перемагничивания из основного состояния.

Легко видеть (левая колонка на Рис.3.4.20), что перемагничивание обоих образцов в неотожженном состоянии происходит через зарождение доменов и движение их доменных границ. Стоит отметить, что процесс перемагничивания на нисходящей и восходящей ветвях петли гистерезиса асимметричен. Зарождение новых доменов происходит в различных местах образца с обоими типами ФМ слоев.

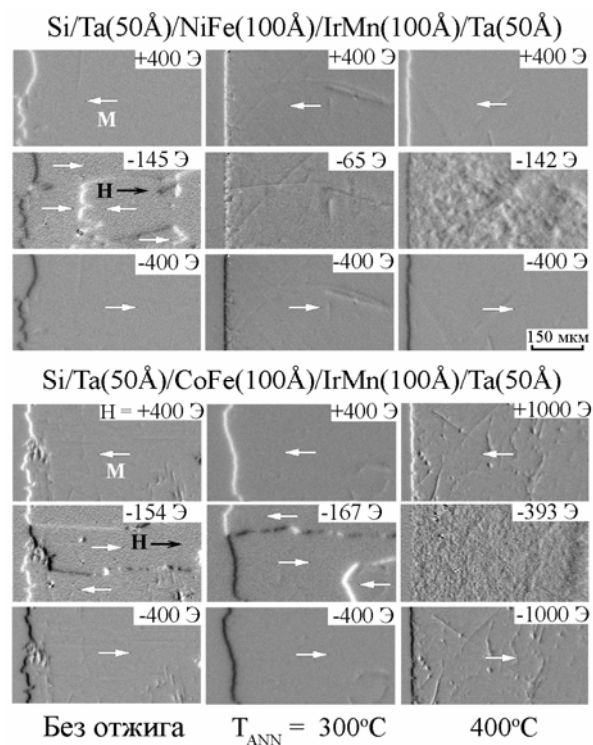


Рис.3.4.20 МО изображения доменной структуры образцов NiFe/IrMn и CoFe/IrMn при их перемагничивании из основного состояния до и после отжига.

В средней колонке на Рис.3.4.20 показано перемагничивание образцов после отжига при температуре 300°C. Видно существенное различие процессов перемагничивания двух образцов. В этом случае перемагничивание структуры с CoFe слоем происходит за счет зарождения доменов с обратной намагниченностью и движения их границ так же, как и в случае неотожженного образца, тогда как в структуре с NiFe слоем при перемагничивании домены после отжига не обнаруживались, а наблюдалось неоднородное вращение намагниченности.

Чтобы выявить изменения в результате отжига кристаллической структуры образцов и корреляцию этих изменений с изменениями гистерезисных характеристик и процессов перемагничивания был сделан анализ микроструктур обеих двухслойных структур с помощью высокоугловой рентгеновской дифракции. На Рис.3.4.21 показаны дифракционные спектры как NiFe/IrMn [Рис.3.4.21(а)], так и CoFe/IrMn [Рис.3.4.21(б)] двухслойных пленок. Полученные для АФМ и пленок ФМ сильные дифракционные пики вблизи 41.4° и 43.3°, соответственно, демонстрируют высокую степень ориентации Ir₂₀Mn₈₀(111), Co₈₀Fe₂₀(111) и Ni₈₀Fe₂₀(111).

Интенсивности пиков IrMn(111), CoFe(111) и NiFe(111), нормированные на их соответствующие интенсивности при комнатной температуре, в зависимости от температуры отжига приведены на рисунках 3.4.21(в) и 3.4.21(г). Как для АФМ, так и для ФМ слоев изучаемых двухслойных структур существует максимум интенсивности (111)-пиков после отжига при T_{ANN}=300°C. Однако ясно видно, что процедура отжига влияет на эти два различных типа образцов по-разному. В образце NiFe/IrMn кристаллическая

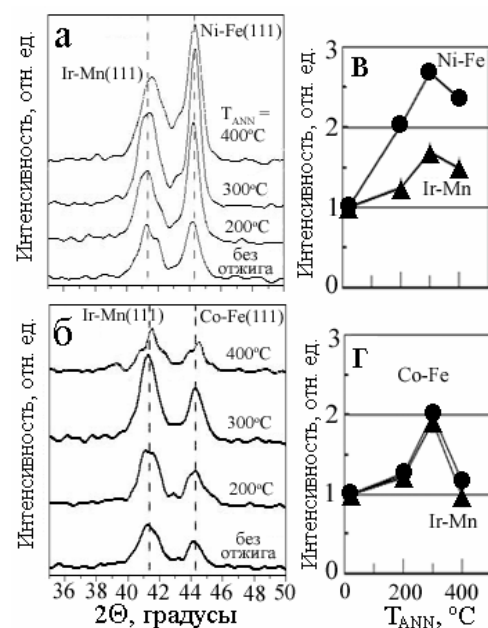


Рис.3.4.21. Спектры рентгеновской дифракции образцов NiFe/IrMn (а) и CoFe/IrMn (б) и интенсивности пиков NiFe (111) и IrMn (111) (в) CoFe (111) и IrMn (111) (г) до и после отжига. Интенсивности нормированы на значение пиков при комнатной температуре.

структура пленки NiFe изменяется при отжиге более существенно, чем структура пленки IrMn, тогда как в образце CoFe/IrMn кристаллическая структура АФМ и ФМ слоев изменяются синхронно с увеличением T_{ANN} .

Сравнивая результаты рентгеновских и магнитных измерений, можно видеть, что увеличение интенсивности пиков в двухслойной структуре NiFe/IrMn соответствует уменьшению обменного смещения и коэрцитивности (Рис.3.4.19), а также изменениям процесса перемангничивания (Рис.3.4.20). В то же время одновременное увеличение интенсивности пиков двухслойной структуры CoFe/IrMn не приводит, фактически, к кардинальным изменениям ее гистерезисных свойств (Рис.3.4.19) и процесса перемангничивания (Рис.3.4.20) по сравнению с теми, что были выявлены в предыдущем случае.

Оценка размеров зерен по закону Шерера показала, что их средний размер в слоях после отжига при $T_{\text{ANN}} = 300^\circ\text{C}$ увеличился незначительно. Однако средний размер NiFe(111) зерен увеличился больше, чем этот размер в CoFe(111) и IrMn(111) слоях в обоих двухслойных структурах. Кроме того, изменение среднего размера CoFe(111) зерен в структуре CoFe/IrMn оказалось подобно такому же изменению размера зерен в IrMn(111). Это является главной причиной несоответствия в процессах перемангничивания этих типов двухслойных структур. Более быстрый рост размера NiFe(111) зерна ведет к уменьшению числа обменно-связанных АФМ и ФМ спинов на интерфейсе. С этим может быть связано уменьшение H_{EX} и H_{C} (Рис.3.4.19) и неоднородное вращение спинов в процессе перемангничивания двухслойной структуры NiFe/IrMn (Рис.3.4.20, верхний набор, средняя колонка). В случае структуры CoFe/IrMn нет существенных изменений в гистерезисных свойствах (Рис.3.4.19) и в процессе перемангничивания (Рис.3.4.20, нижний набор, средняя колонка).

Измерения рентгеновской дифракции показали, что при $T_{\text{ANN}} > 300^\circ\text{C}$ кристаллическая текстура двухслойных структур улучшается. Это ясно указывает на то, что кристаллическая структура пленок в отожженных двухслойных структурах стала более совершенной. Эти измерения и то, что

величина M , фактически, сохранилась после отжига, указывают на то, что рекристаллизация слоев играет более существенную роль в случае отжига двухслойных структур при 300°C , чем взаимная диффузия атомов внутри слоев и между ними в процессе отжига. Более того, эксперименты по рентгеновской дифракции показали, что в этом случае текстура слоя NiFe улучшилась в большей степени по сравнению с текстурой в слое CoFe .

Более кардинальные изменения магнитных свойств двухслойных структур происходили в результате отжига при $T_{\text{ANN}} = 400^{\circ}\text{C}$. Как можно видеть на Рис.3.4.20 (правые изображения в средних горизонтальных рядах), доменная структура обоих типов образцов при перемагничивании существенно изменилась. В отличие от предыдущих случаев, перемагничивание начиналось с одновременного зарождения по всей поверхности образца множества новых микродоменов, которые с ростом поля расширялись и сливались, в результате чего образцы намагничивались в противоположном направлении.

Заключение

Экспериментально изучены факторы, влияющие на формирование и преобразование доменной структуры в гетерофазных обменно-смещенных ФМ/АФМ пленках. Изучено влияние толщины ферромагнитного слоя «замороженной» доменной структуры и отжига на формирование и преобразование доменной структуры и системы спинов, локализованных в АФМ слое вблизи интерфейса, в таких гетерофазных структурах.

Показано, что в двухслойных структурах $\text{NiFe}(\text{клин})/\text{FeMn}(300\text{\AA})$ с обменной анизотропией наведенной как перпендикулярно, так и параллельно направлению клина, в процессе переключения намагниченности в них наблюдались два макроскопических домена. Установлено, что макроскопические характеристики и кинетика перемагничивания в этих двух типах образцов различны. При одинаковых толщинах P_u , обменное поле в образцах с параллельной геометрией такое же, как и в образцах с перпендикулярной геометрией, тогда как коэрцитивность и прямоугольность

петли гистерезиса в первом случае намного меньше, чем во втором. В режиме реального времени с использованием метода МОИП в образце с перпендикулярной геометрией выявлена и изучена асимметрия формирования, движения и взаимодействия с дефектами структуры единственной 180° -ой макроскопической доменной границы. Установлено, что в обоих случаях перемагничивание структуры из основного состояния начиналось на толстом конце клина, где обменное поле анизотропии минимально, а магнитостатическое поле максимально, тогда как перемагничивание в основное состояние начиналось на тонком конце, где поле H_{EX} максимально, а поле H_{MS} минимально.

Экспериментально изучены элементарные акты перемагничивания в обменно-связанных двухслойных структурах ФМ/АФМ с основным состоянием, состоящим из полосовых ФМ доменов. Изучены особенности перемагничивания многодоменной обменно-смещенной гетероструктуры, которые являются существенными для понимания обменного смещения. Представлены данные наблюдения явно выраженной асимметрии в зарождении и ориентации доменных стенок в ФМ в процессе перемагничивания. Выявлены АФМ домены, которые ограничены неподвижными доменными стенками, получены доказательства существования гибридных ФМ/АФМ доменных стенок в основном состоянии и свидетельства того, что структура АФМ спинов в обменно-связанной двухслойной структуре ФМ/АФМ при перемагничивании не является статической, вопреки предсказаниям некоторых теоретических моделей. В процессе перемагничивания под действием внешнего магнитного поля происходит смещение лишь ФМ участка гибридной ДГ, тогда как ее АФМ участок остается неподвижным. При этом АФМ спины около интерфейса формируются в обменную пружину, заключенную между движущимся ФМ участком гибридной доменной стенки и неподвижной частью этой стенки в АФМ слое. Обменное смещение петли гистерезиса предполагает закручивание и раскручивание спиновой АФМ пружины в процессе прямого и обратного перемагничивания.

Детали эффекта обменного смещения и увеличения коэрцитивности двухслойных ФМ/АФМ структур (NiFe, CoFe)/Ir-Mn в зависимости от температуры отжига были изучены с помощью магнитометрии, визуализации доменной структуры и метода рентгеновской дифракции. С помощью метода МОИП показано, что процессы преобразования доменной структуры в обменно-связанных ФМ/АФМ двухслойных структурах обусловлены в основном с изменениями кристаллической структуры межфазной поверхности.

Полученные результаты согласуются с микроскопической моделью обменного смещения, которая предполагает формирование АФМ обменной пружины. Асимметрия элементарных актов перемагничивания происходит за счет локального проникновения обменной пружины в АФМ слой, и ее выхода оттуда, происходящего на различных ветвях петли гистерезиса.

§ 3.5 Прямое экспериментальное изучение процессов перемагничивания в тонких обменно-связанных магнитомягкой и магнито жесткой ферромагнитных пленках.

В данном параграфе представлены результаты экспериментального изучения распределения намагниченности и процессов перемагничивания в тонких гетерофазных структурах, состоящих из обменно-связанных магнитомягкой и магнито жесткой ферромагнитных пленок [25]. Это новый класс многослойных нанокomпозитных материалов, обладающих уникальными физическими свойствами благодаря существенному различию анизотропии в сопряженных ФМ пленках. Как и в ФМ/АФМ двухслойных структурах, обменное взаимодействие двух фаз на интерфейсе приводит к нарушению магнитной симметрии, формированию специфической частной петли гистерезиса и обменных спиновых спиралей. Однако существенное отличие анизотропии и параметра порядка в МЖФ пленке от этих параметров в АФМ пленке должно обуславливать иной характер перемагничивания всей двухслойной структуры и, соответственно, влиять на ее свойства. Для выяснения механизма

перемагничивания в обменно-связанной структуре ММФ/МЖФ были экспериментально изучены два типа гетерофазных пленок Fe/SmCo.

Тонкие эпитаксиальные структуры Fe(500Å)/SmCo(350Å)/Cr(200Å) были нанесены на монокристаллические подложки MgO (100) и (110) магнетронным осаждением. Условия изготовления образцов описаны в [356]. Магнитомягкий слой Fe наносился на предварительно намагниченный до насыщения вдоль легкого направления магнито жесткий слой SmCo. Буферные слои Cr(100) и Cr(211) обеспечивали рост пленок SmCo с ориентацией $11\bar{2}0$ и $(1\bar{1}00)$ на подложки MgO(100) и MgO(110), соответственно. В обоих случаях ось легкого намагничивания (ось c для SmCo) лежала в плоскости пленки. При этом в первом случае пленки SmCo представляли собой двойниковые кристаллы с двумя возможными ориентациями оси c и, соответственно, оси легкого направления. Во втором случае в образцах реализовывалось однородное монокристаллическое основное состояние с единственной ориентацией оси c и, соответственно, оси легкого направления. Для обеих ориентаций наблюдались большие (~ 30 кЭ) значения коэрцитивности гетерофазных Fe/SmCo пленок [356]. Слой железа, обменно-связанный со слоем SmCo, в основном состоянии был намагничен до насыщения вдоль оси легкого намагничивания этого МЖФ слоя. Процесс перемагничивания в двухслойных структурах регистрировался с использованием метода МОИП. Макроскопические петли гистерезиса измерялись СКВИД-магнетометром Quantum Design.

На Рис.3.5.1 приведена петля гистерезиса, измеренная вдоль оси легкого намагничивания в образце, выращенном на подложке MgO(100). Поле изменялось в интервале ± 70 кЭ, полностью насыщая образец. Видно, что процесс перемагничивания такой двухслойной структуры протекает в два этапа. На первом этапе, в поле от 0 до $\sim \pm 2.5$ кЭ происходит быстрое изменение суммарной

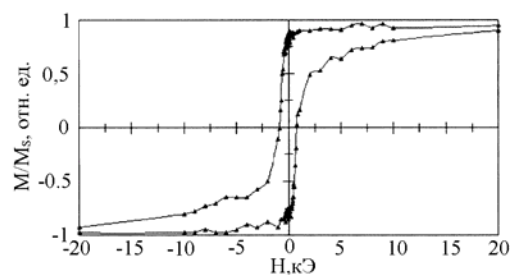


Рис.3.5.1. Петля гистерезиса гетерофазной структуры Fe/SmCo, выращенной на подложке MgO (100).

намагниченности образца, а на втором – медленное, вплоть до поля $\sim \pm 25 \text{ кЭ}$. В данной двухслойной структуре величина магнитного момента слоя Fe ($\sim 1700 \text{ Гс}$) превышает эту величину слоя SmCo ($500 \text{ Гс} \div 600 \text{ Гс}$) в 3 раза [356]. Если учесть, что толщина слоя железа в 1.4 раза больше толщины слоя SmCo, то очевидно, что первая начальная стадия перемагничивания структуры обусловлена преобразованием распределения намагниченности именно в ММФ слое.

Изучение процесса перемагничивания образца было проведено с использованием метода МО визуализации его магнитных полей рассеяния. Для регистрации интенсивности МО сигнала, пропорционального величине усредненной по толщине образца намагниченности и указывающего на ее ориентацию, в образце вышлифовывалось круглое отверстие сквозь всю двухслойную структуру.

На Рис.3.5.2 представлен набор МО изображений, иллюстрирующий процесс перемагничивания слоя Fe при приложении поля вдоль оси анизотропии структуры. Образец был первоначально намагничен полем 70 кЭ . Затем поле было уменьшено до нуля [Рис.3.5.2(а)], инвертировано и увеличено [Рис.3.5.2(б)-(г)]. Видно, что в этом случае процесс перемагничивания происходит без какого-либо видимого зарождения доменов новой фазы. Среднее направление намагниченности остается коллинеарным с направлением поля, однако, МО контраст на краях отверстия изменяется в процессе перемагничивания. На Рис.3.5.3 представлена зависимость максимальных значений МО сигнала от амплитуды поля при перемагничивании вдоль оси легкого намагничивания образца. При приложении перемагничивающего поля $|H| < |H_{\text{cr}}|$ (где $H_{\text{cr}} \cong 100 \text{ Э}$ – некоторое критическое поле) интенсивность МО сигнала практически не изменялась. Однако для значений полей,

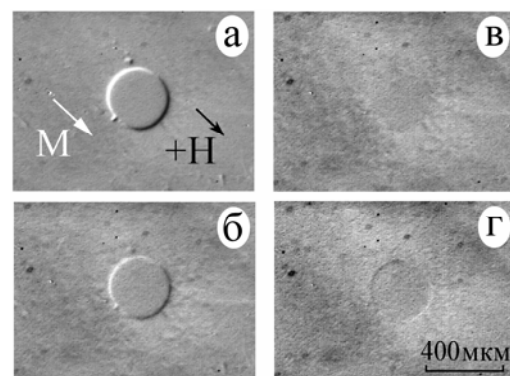


Рис.3.5.2. МО изображения области образца Fe/SmCo вблизи отверстия в процессе перемагничивания вдоль оси анизотропии. (а)-(г) $H = 0, -360, -540, -960 \text{ Э}$, соответственно.

превышающих это критическое значение, МО контраст уменьшался с увеличением $|H|$ [рисунки 3.5.2(б) и 3.5.3], а затем исчезал полностью при $H \approx -500\text{Э}$ [Рис.3.5.2(в)] и вновь появлялся с противоположным знаком в полях, превышающих $\sim 800\text{Э}$ [Рис. 3.5.2(г)].

Исходя из экспериментального факта погасания и инверсии МО контраста можно заключить, что механизм перемагничивания магнитомягкого слоя определяется процессом неоднородного вращения спинов железа в локальных микроскопических областях. А поскольку при приложении магнитного поля строго вдоль оси однонаправленной анизотропии нет отклонения эффективной намагниченности от этой оси, то очевидно, что нет и никакого предпочтительного направления для поворота магнитных моментов в микроскопических областях в слое Fe. Это возможно, когда локальные отклонения осей анизотропии от среднего значения симметричны и слой Fe разбивается на две равноценные группы микрообластей, в которых спины Fe вращаются в противоположных направлениях при такой ориентации поля. При этом компоненты намагниченности, перпендикулярные к направлению поля, статистически взаимно компенсируются, тогда как направление $\mathbf{M}$ остается неизменным. Увеличение степени вращения спинов Fe приводит к уменьшению и инверсии величины суммарной намагниченности и, соответственно, к уменьшению плотности и изменению знака магнитных зарядов на краях отверстия, что и ведет к уменьшению и инверсии МО контраста (рисунки 3.5.4 и 3.5.3).

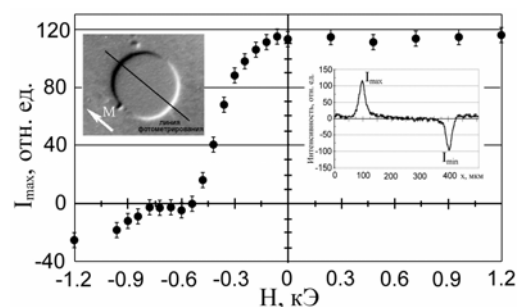


Рис.3.5.3 Зависимость максимальных значений МО сигнала от амплитуды поля при перемагничивании. На правой вставке показан пример МО интенсивности, измеренной вдоль линии фотометрирования, показанной на левой вставке.

На Рис.3.5.4 показан процесс перемагничивания слоя Fe, когда магнитная симметрия нарушена. В данном эксперименте образец был первоначально намагничен в поле 70кЭ вдоль оси легкого намагничивания слоя SmCo. Затем

поле было уменьшено до нуля и отклонено на малый угол $\varphi = 10^\circ$ от исходного направления по [Рис.3.5.4(а)-(в)] и против часовой стрелки [Рис.3.5.4(г)-(е)]. Видно, что ось симметрии МО контраста, обозначенная стрелками компаса, вращается в направлении скоса поля.

Из этого эксперимента видно, что при увеличении поля изменяется не только величина, но и направление $\mathbf{M}$. На Рис.3.5.5 показаны измеренные зависимости угла α между $\mathbf{M}$ и осью легкого намагничивания от величины H . Перемагничивание происходит за счет вращения $\mathbf{M}$ к направлению поля. Как показало многократное циклирование поля, процесс перемагничивания двухслойной структуры Fe/SmCo, представленный на Рис.3.5.5, полностью обратим вплоть до больших значений поля, при которых начинается переключение МЖФ слоя SmCo. Поскольку с увеличением поля кроме вращения суммарной намагниченности происходит также обратимое уменьшение МО контраста на краю отверстия, то можно заключить, что, как и в [310,311,356], в ММФ слое происходит закручивание и раскручивание спинов вдоль его толщины аналогично упругому закручиванию механической пружины.

В скошенном поле вращение $\mathbf{M}$ также начинается не с нулевого поля, а с некоторого критического значения H_{cr} . При $|H| < |H_{cr}|$ на спины в слое Fe кроме поля

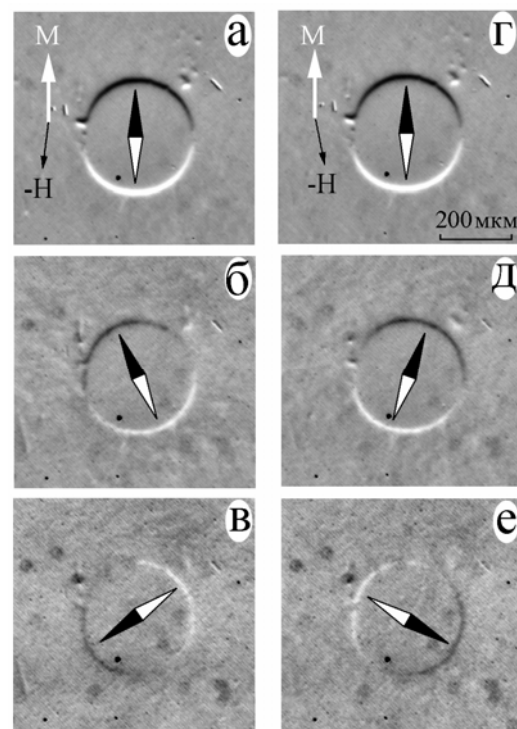


Рис.3.5.4. МО изображения области образца Fe/SmCo вблизи отверстия в процессе перемагничивания в поле, отклоненном от оси легкого намагничивания на угол 10° по (а)-(в) и против часовой стрелки (г)-(е). (а), (г) - $H = 0$ Э, (б), (д) - 360 Э, (в), (е) - 960 Э.

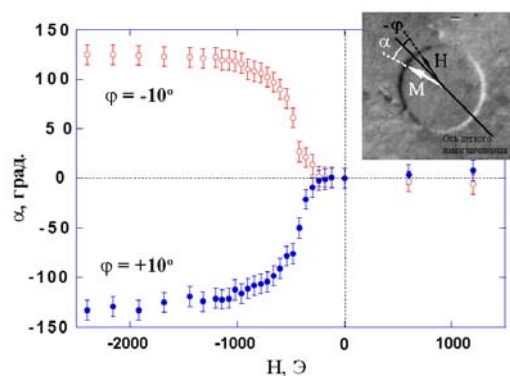


Рис.3.5.5. Зависимость поворота магнитного момента от амплитуды приложенного скошенного поля при перемагничивании.

кристаллографической анизотропии действует также поле обменной анизотропии благодаря сильному обменному взаимодействию на интерфейсе со спинами МЖФ слоя SmCo , стабилизируя распределение намагниченности в ММФ слое, тогда как при $H > H_{\text{сг}}$, спины в слое Fe начинают закручиваться по направлению к приложенному полю. При этом локальный угол α должен изменяться по толщине от нуля на интерфейсе и до некоторого значения на свободной поверхности ММФ слоя, определяемого величиной внешнего поля. Такое неоднородное вращение магнитных моментов по толщине пленки обуславливает уменьшение МО контраста на краю отверстия благодаря усреднению их полей рассеяния.

Квази-однородное вращение магнитных моментов наблюдается в случае, когда поле достаточно сильно отклонено от оси легкого намагничивания. Пример процесса перемагничивания и его характеристики для случая $\varphi = 10^\circ$ в сравнении со случаем $\varphi = 0^\circ$ показан на Рис.3.5.6 (ось анизотропии обозначена пунктиром). Изменение МО портрета полей рассеяния вокруг отверстия при увеличении отрицательного поля показано на микрофотографиях I-III на Рис.3.5.6(a). Видно, что с увеличением поля ось симметрии МО контраста поворачивается. Это, казалось бы, хорошо согласуется с распространенной концепцией формирования в магнитомягком слое простой, однородной вдоль всей плоскости пленки, обменной пружины, состоящей из спинов, закрученных в спираль вдоль нормали к интерфейсу [25, 356, 368-370]. Однако полученные экспериментальные зависимости $\alpha(H)$ и $I_A(H)$ [Рис.3.5.6(б), (в)] нельзя объяснить этой простой моделью.

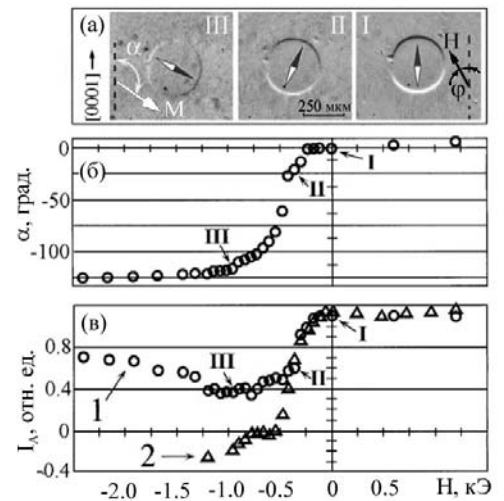


Рис.3.5.6. (a) – МО изображения образца, соответствующие точкам I–III на зависимостях (б) и (в). Пунктирная линия соответствует оси легкого намагничивания. (б) – Зависимость угла поворота вектора $\mathbf{M}$ от поля, отклоненного от этой оси на 10° . (в) – Зависимость усредненной интенсивности максимального МО сигнала от поля, отклоненного на 10° от оси (кривая 1) и параллельного ей (кривая 2).

Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что в интервале полей от 0Э до примерно -250Э, видимого вращения **М** не происходило [Рис.3.5.6(б)], тогда как величина интенсивности I_A [Рис.3.5.6(в)] уменьшалась существенно (до 15%). Кроме того, при $|H| > 400\text{Э}$ резкое уменьшение I_A прекращалось, несмотря на то, что вращение **М** [Рис.3.5.6(б)] продолжалось с увеличением поля. Отсутствие корреляции между интенсивностью МО сигнала и вращением **М** с увеличением поля (для $\varphi = 10^\circ$) также указывает на формирование неоднородной спиновой спирали при перемагничивании магнитомягкого слоя.

Более сильные расхождения с предсказаниями теории [25, 356, 368-370] были выявлены при перемагничивании полем, ориентированным антипараллельно наведенной на интерфейсе однонаправленной анизотропии слоя Fe ($\varphi = 0^\circ$). На кривой 2 рисунка 3.5.6(в) приведено изменение интенсивности МО сигнала в этом случае. При перемагничивании значение I_A вначале понижается и достигает нуля при $|H| \approx 500\text{Э}$. Дальнейшее увеличение $|H|$ приводит к изменению МО контраста на обратный и последующему увеличению инвертированной интенсивности I_A [обозначена как отрицательные значения I_A на Рис.3.5.6(в)]. Однако при этом никакого вращения оси симметрии МО контраста на краю отверстия (и, следовательно, какого-либо вращения усредненной намагниченности образца) в процессе перемагничивания не выявлено (Рис.3.5.4).

Сравнение кривых 1 и 2 на Рис.3.5.6(в) показывает, что на первой стадии перемагничивания они по существу накладываются друг на друга. Это указывает на уменьшение средней величины **М**, несмотря на то, что в одном случае (для $\varphi = 0^\circ$) вращение не наблюдается (Рис.3.5.4), тогда как в другом (для $\varphi = 10^\circ$) вращение очевидно [Рис.3.5.6(а)]. Совпадение экспериментальных кривых с $\varphi = 10^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$ на зависимостях $I_A(H)$ в интервале полей ($0 \div -400$) Э показывает, что даже при $\varphi = 10^\circ$ вращение спинов в различных микрообластях слоя Fe происходит в противоположных направлениях. Это следует из того факта, что в этой области полей такие же противоположные вращения спинов происходят и в случае с $\varphi = 0^\circ$. Стабилизация и последующее увеличение **М**

[Рис.3.5.6(в), кривая 1] с увеличением отрицательного поля (при $H < -500$ Э) в эксперименте с $\varphi = 10^\circ$ может быть связано, во-первых, с энергетической неэквивалентностью локальных спиновых пружин, закрученных по и против часовой стрелки, и возникающей отсюда неустойчивостью части из них, перезакручивание которых приведет к нарушению симметрии в распределении спинов и стабилизации значения M на уровне не равном нулю, и, во-вторых, M может увеличиться за счет несимметричного выравнивания спинов вдоль H вдали от интерфейса, около свободной поверхности ММФ слоя, при закручивании спинов с ростом H .

Таким образом, тот факт, что происходит уменьшение интенсивности МО сигнала как без какого-либо видимого вращения M (для $\varphi = 0^\circ$), так и при вращении M (для $\varphi = 10^\circ$), доказывает, что перемангничивание ММФ слоя является неоднородным в плоскости. Такая неоднородность зависит от величины и направления приложенного поля и не может быть обусловлена формированием простой обменной спиновой пружины. Эта пружина должна быть более сложной структуры, содержать области субмикронного размера с различной хиральностью.

Наличие более сложной структуры обменной спиновой пружины было подтверждено экспериментом с закручиванием магнитного момента двухслойной структуры вращающимся в плоскости магнитным полем (Рис.3.5.7), амплитуда которого была постоянной.

Из зависимости $I_A(\varphi)$ и $\alpha(\varphi)$ видно, что на начальном этапе I вращения поля вектор M отстает от H . Так при $\varphi = 150^\circ$ отставание составляет почти 90° . При этом I_A уменьшается незначительно. Из

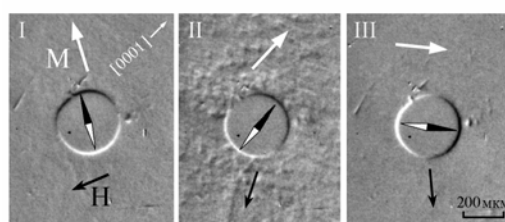
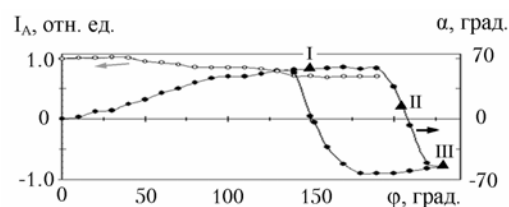


Рис.3.5.7. Зависимость интенсивности МО сигнала и угла поворота намагниченности обменно-связанной ММФ/ММЖ структуры от угла поворота поля при $H = -360$ Э. Нижние МО изображения, соответствующие состояниям I-III на графиках, демонстрируют область образца около отверстия.

Рис.3.5.7 также видно, что, когда φ достигает некоторого критического значения (здесь, $\varphi_{cr} = \sim 190^\circ$), состояние намагниченности в образце становится неустойчивым, дальнейшее вращение $\mathbf{H}$ в том же направлении приводит к изменению знака вращения $\mathbf{M}$. В процессе развития этой неустойчивости эффективное значение I_A (и следовательно $|\mathbf{M}|$) продолжает уменьшаться (не показано), а на МО изображении возникает рябь намагниченности и микродомены (Рис.3.5.7, этап II). При дальнейшем вращении поля после окончания этапа II величина $|\mathbf{M}|$ подобна этой величине в начале процесса, но теперь $\mathbf{M}$, вращаясь, опережает $\mathbf{H}$ (Рис.3.5.7, этап III).

Таким образом, перемагничивание двухслойной пленки во вращающемся поле свидетельствует о некогерентном характере поведения спинов в ММФ слое, когда образец находится в неустойчивом состоянии. На Рис.3.5.7 (этап II) показано, что направление вращения $\mathbf{M}$ инвертируется, когда система спинов, локализованных в ММФ слое, теряет устойчивость. Эти результаты и появление ряби намагниченности на МО изображении можно объяснить лишь зарождением и ростом локальных спиновых обменных пружин с направлением закручивания противоположным первоначальному.

Соотношения между I_A и α (т.е. величины $\mathbf{M}$ и ее ориентации) для двух различных способов перемагничивания приведены на Рис.3.5.8. Кривая 1 соответствует перемагничиванию образца при изменении значения поля, отклоненного от оси анизотропии на угол $\varphi = 10^\circ$, а кривая 2 соответствует перемагничиванию образца при изменении

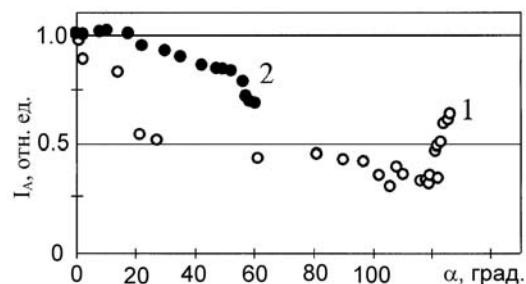


Рис.3.5.8. Зависимость интенсивности МО сигнала от угла поворота намагниченности при перемагничивании ММФ/ММЖ структуры под углом $\varphi = 10^\circ$ к оси анизотропии (кривая 1) и при вращении поля $H = 360\text{Э}$ (кривая 2).

угла φ при постоянном значении $H = 360\text{Э}$. Очевидно, что повернувшиеся на один и тот же угол средние значения намагниченности, полученные при этих двух типах воздействия на образец, отличаются. В первом случае поворот намагниченности сопровождается быстрым уменьшением величины I_A . Во

втором случае I_A существенно меньше зависит от угла поворота намагниченности. При некотором критическом угле α ($\sim 60^\circ$ на кривой 2), зависящем от величины приложенного поля, происходит неоднородное в плоскости образца преобразование намагниченности, в результате чего она переходит в новое устойчивое состояние, ориентируется в новом направлении (не показано на Рис.3.5.8). На этом этапе неоднородного перемагничивания (Рис.3.5.6, этап II) на МО изображении вдоль всего образца четко виден неоднородный контраст, соответствующий неоднородному распределению намагниченности по образцу. Такое распределение $\mathbf{M}$ также не отвечает простой модели с одномерным закручиванием обменной пружины. Очевидно, что более высокое значение M на кривой 2 вызвано вращением почти всех спинов в слое Fe, в то время, как значительно меньшие значения M на кривой 1 обусловлены разнонаправленным закручиванием спинов в ММФ слое, поскольку в этом случае $\mathbf{H}$ ориентировано почти против наведенной однонаправленной анизотропии в этом слое.

Проведенные эксперименты по перемагничиванию нанокompозитной гетерофазной структуры Fe/SmCo/Cr, выращенной на монокристаллической подложке MgO(100), убедительно показали, что на первой стадии в ММФ слое формируется неоднородная вдоль плоскости образца обменная спиновая пружина. Эта неоднородность, вызвана дисперсией осей анизотропии на интерфейсе. Величину разброса этих осей можно оценить из Рис.3.5.7. Она приблизительно равна ширине этапа II $\Delta\varphi = \sim 40^\circ$ на кривых $\alpha(\varphi)$. При этом, с одной стороны, эта дисперсия может быть обусловлена реальной структурой двухслойной пленки, которая неизбежно содержит дефекты решетки и межфазные несовершенства. Они создают неоднородное распределение в ориентации локальных осей однонаправленной анизотропии вдоль всего образца. Такие случайные отклонения от направления поля приводят к некогерентному вращению спинов. При этом вращение спинов происходит в противоположных направлениях в различных субмикронных областях образца, которые, однако, слишком малы для непосредственного наблюдения методом

МОИП. С другой стороны, разброс осей наведенной анизотропии может быть обусловлен наличием в плоскости образца дополнительной оси анизотропии, обусловленной двойниками в пленке SmCo , выращенной на подложке $\text{MgO}(100)$.

Для выяснения характера формирования обменной спиновой пружины в обменно-связанной гетерофазной структуре без дополнительной оси анизотропии были экспериментально изучены особенности перемагничивания в несодержащей двойников легкоосной эпитаксиальной структуре $\text{Fe}(500\text{\AA})/\text{Sm}_2\text{Co}_7(350\text{\AA})/\text{Cr}(200\text{\AA})$, нанесенной магнетронным распылением на подложку $\text{MgO}(110)$.

Петли гистерезиса, приведенные на Рис.3.5.9, измерены при $\mathbf{H}$, параллельном оси легкого намагничивания [Рис.3.5.9(а), (б)], под углом 45° к этой оси [Рис.3.5.9(в), (г)] и вдоль оси трудного намагничивания [Рис.3.5.9(д), (е)].

Анализ их изменения при перемагничивании внешним полем $\mathbf{H}$, приложенным под разными углами, позволяет оценить распределение магнитных моментов в слоях и влияние на него интерфейса. Особенностью перемагничивания этой нанокompозитной структуры вдоль ОЛН является его двухстадийность [Рис.3.5.9(а), (б)]. В области относительно малых величин $\mathbf{H}$ происходит перемагничивание магнитомягкой части структуры, а затем в более высоких полях ее магнито жесткой части. И в этом случае процесс перемагничивания существенно неоднороден по толщине благодаря закручиванию спинов в ММФ слое

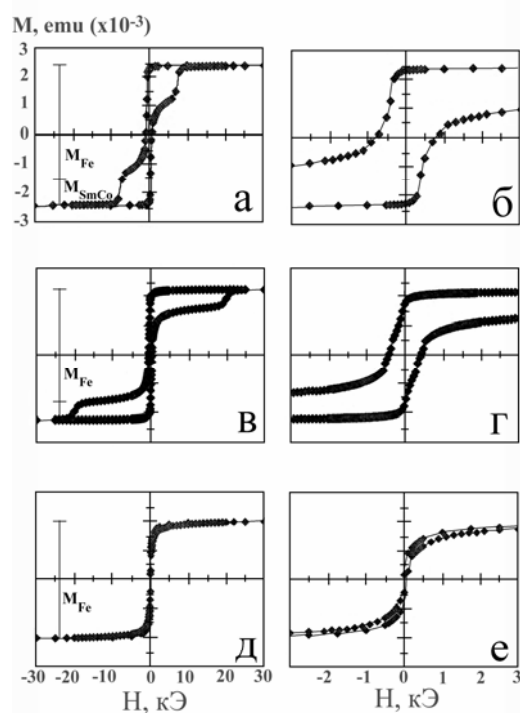


Рис.3.5.9. Петли гистерезиса двухслойной структуры Fe/SmCo , измеренные вдоль оси легкого намагничивания (а), (б), под углом 45° (в), (г) и перпендикулярно (д), (е) к ней. Вертикальные линейки слева иллюстрируют соотношение намагниченностей в слое железа M_{Fe} и самарий-кобальта M_{SmCo} .

[25, 371]. Он в значительной степени должен определяться как анизотропией ММЖ слоя [371, 372], так, очевидно, и ориентацией **H** по отношению к ОЛН.

Отклонение **H** от направления ОЛН на некоторый угол φ приводит к изменению характерных полей перемагничивания и величины полной намагниченности образца. В эксперименте, представленном на Рис.3.5.9(в), (г) ($\varphi = 45^\circ$), стабилизация намагниченности после завершения первой стадии наступала в меньших полях, тогда как окончательное перемагничивание до насыщения происходило в более высоких полях. При этом величина полной намагниченности оказалась меньше, чем при перемагничивании вдоль ОЛН. В случае ориентации **H** вдоль оси трудного намагничивания ($\varphi = 90^\circ$) регистрировалась лишь начальная стадия перемагничивания [Рис.3.5.9(д), (е)]. При этом величина **M** в насыщении становилась еще меньше. Очевидно, что механизмы перемагничивания вдоль ОЛН и под углом к ней различны. Чтобы

выяснить их отличительные особенности были проведены микроскопические МО измерения процесса перемагничивания, как вдоль ($\varphi = 0^\circ$) ОЛН [Рис.3.5.10(а)-(г)], так и под углом $\varphi = 12^\circ$ к ней [Рис.3.5.10(д)-(з)]. После намагничивания образца полем $+70\text{кЭ}$ до насыщения вдоль ОЛН поле уменьшалось до нуля [Рис.3.5.10(а),(д)], инвертировалось и затем увеличивалось, но уже с обратным знаком. В случае $\varphi = 0^\circ$ увеличение отрицательного поля приводило вначале к уменьшению, а затем к инверсии и росту МО контраста без заметного отклонения **M** от ОЛН [Рис.3.5.10 (б)]. В случае $\varphi = 12^\circ$ с увеличением отрицательного поля **M**

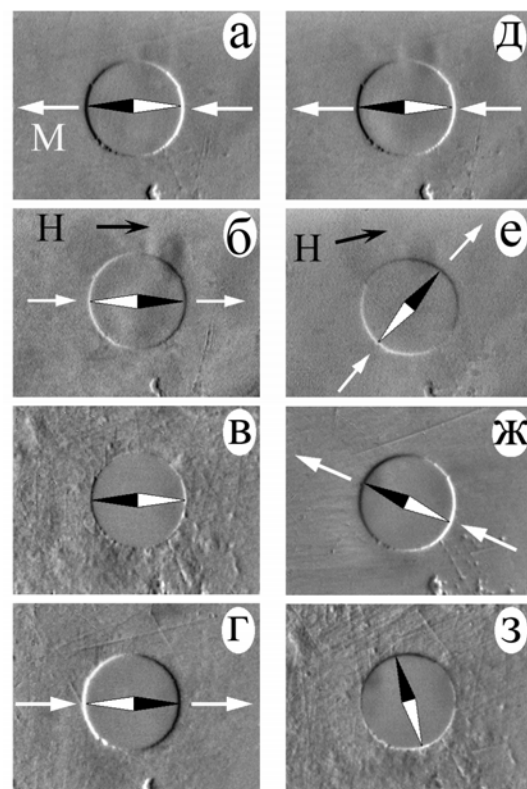


Рис.3.5.10. МО изображения участка образца с отверстием при его перемагничивании вдоль оси легкого намагничивания (а)-(г) и под углом 12° к ней (д)-(з). (а), (д) – $H = 0\text{Э}$, (б), (е) – -1кЭ , (в), (ж) – -7кЭ , (г), (з) – -8.7кЭ . Диаметр отверстия – 300 мкм .

начинала вращаться без существенного изменения МО контраста [Рис.3.5.10 (е)]. В обоих случаях уменьшение поля до нулевого значения возвращало образец практически в исходное состояние [Рис.3.5.10(а),(д)]. Это означает, что процесс перемагничивания в относительно слабых полях (т.е. на первой стадии) идет за счет спирального закручивания спинов в слое железа и имеет обратимый характер. Однако в первом случае, поскольку усредненная M убывает, закручивание носит локальный разнонаправленный характер в различных субмикронных областях образца, а во втором – в основном однонаправленное, поскольку величина M при вращении почти не изменяется. При дальнейшем увеличении H процессы вращения M становятся необратимыми. Это хорошо видно по результатам, полученным после наложения поля $H = -7\text{кЭ}$ с последующим уменьшением его до нуля [Рис.3.5.10(в), (ж)]. При перемагничивании вдоль ОЛН в МО портрете отчетливо наблюдаются области с обратной намагниченностью [Рис.3.5.10(в)], которые с ростом поля расширяются и сливаются, обуславливая полное перемагничивание структуры [Рис.3.5.10(г)]. В случае наклонного к ОЛН поля перемагничивание осуществлялось вращением M [Рис.3.5.10(ж)] и лишь при максимально достижимом в эксперименте поле в образце возникала рябь намагниченности [Рис.3.5.10(з)].

Проведенные МО исследования показывают, что перемагничивание двухслойной Fe/SmCo структуры, не содержащей двойников (т.е. с одной ОЛН в плоскости образца), как и в двойникованной структуре, идет на первой стадии за счет обратимых процессов закручивания спинов в ММФ слое до практически полного насыщения M_{Fe} (Рис.3.5.9). На второй стадии начинает перемагничиваться МЖФ слой на величину M_{SmCo} . Однако из-за большой величины поля кристаллографической анизотропии ($\sim 250\text{кЭ}$) [373] этот процесс в диапазоне используемых в эксперименте полей может протекать лишь за счет зарождения и роста в слое SmCo микродоменов с обратной намагниченностью. Причем наиболее эффективно формирование доменной структуры идет в условиях приложения H вдоль ОЛН, когда за счет дисперсии

ориентации осей c [0001] SmCo и обменного взаимодействия на интерфейсе в слое Fe формируется наиболее неоднородное разностороннее закрученное распределение намагниченности. А это, в свою очередь, обуславливает более эффективное обменное зарождение и расширение микродоменов в МЖФ слое вблизи межфазной границы. При квазиоднородном закручивании спинов [рисунки 3.5.9(в), (г) и 3.5.10(з)] зарождение микродоменов в SmCo слое происходит в более высоких полях. При ориентации поля вдоль трудной оси (однородное закручивание намагниченности в слоях) никакого перемагничивания МЖФ слоя в доступных в эксперименте полях не происходит. Таким образом, магнитные свойства обменно-связанного ММФ слоя и неоднородность интерфейса определяют механизм перемагничивания тонкопленочных ММФ/МЖФ структур, понижая величину H_c , что следует учитывать в расчетах и при разработке новых типов постоянных магнитов.

Заключение.

Проведенное МО изучение формирования обменной пружины выявило существенное разногласие с теоретическими предсказаниями. Установлено, что закручивание спинов не ведет к однородному вдоль плоскости вращению намагниченности магнитомягкого слоя в процессе перемагничивания. Такое однородное вращение магнитных моментов возможно наблюдать только тогда, когда поле достаточно сильно отклонено от оси легкого намагничивания.

Исходя из экспериментального факта погасания и инверсии МО контраста на тестовом отверстии в обменно-связанной гетерофазной ММФ/МЖФ структуре, можно заключить, что механизм перемагничивания магнитомягкого слоя в ней определяется процессом неоднородного вращения спинов железа в локальных микроскопических областях. Отсутствие с увеличением поля корреляции между интенсивностью МО сигнала и вращением $\mathbf{M}$ (для $\varphi = 10^\circ$) также указывает на формирование неоднородной спиновой спирали при перемагничивании магнитомягкого слоя.

Таким образом, экспериментально установлено, что перемагничивание ММФ слоя является неоднородным в плоскости. Такая неоднородность зависит от

величины и направления приложенного поля и не может быть описана простой моделью одномерной однородной обменной спиновой пружины. Эта пружина имеет более сложную структуру, содержит области субмикронного размера с различной хиральностью. Перемагничивание двухслойной пленки во вращающемся поле свидетельствует о некогерентном характере поведения спинов в ММФ слое, когда образец находится в неустойчивом состоянии.

Проведенные МО исследования показали, что перемагничивание гетерофазной Fe/SmCo структуры на первой стадии идет за счет обратимых процессов закручивания спинов в ММФ слое, вне зависимости от того, две оси легкого намагничивания реализуются в плоскости образца или одна. Процесс неоднородного вращения локальной намагниченности определяется наведенной на интерфейсе дисперсией осей однонаправленной анизотропии ММФ слоя.

Выводы к главе 3.

1. Развита метод магнитооптической индикаторной пленки, позволяющий в режиме реального времени получать информацию о доменной структуре нанокompозитных многослойных магнитных материалов и элементарных актах их перемагничивания. Этот метод обеспечивает быстрый и неразрушающий контроль качества получаемых тонких и сверхтонких пленок.

2. Показано, что перемагничивание эпитаксиальных тонкопленочных двухслойных структур ФМ/АФМ в основном осуществляется за счет процессов зарождения доменов и их расширения, тогда как при перемагничивании гетерофазных структур «магнитомягкий- /магнито жесткий ферромагнетик» преобладают процессы неоднородного вращения намагниченности.

3. Обнаружено, что процессы формирования и роста доменов так же, как и величины макроскопической коэрцитивной силы, существенным образом зависят от порядка нанесения ферро- и антиферромагнитных слоев на подложку.

4. Установлено, что дислокации, локализованные в АФМ слое тонкопленочных обменно-смещенных NiFe/NiO двухслойных структур, эффективно влияют на пространственное распределение спинов и элементарные акты перемагничивания в ФМ слое.

5. Показано, что процессы некогерентного вращения спинов, зарождения доменов новой фазы и пиннинга гибридных доменных границ в двухслойных обменно-смещенных пленках NiO/NiFe с дислокационной структурой происходят вблизи ядер дислокаций.

6. Обнаружено новое явление асимметрии активности центров зарождения доменов в эпитаксиальных двухслойных структурах ФМ/АФМ при их перемагничивании, развита модель обменного смещения петли гистерезиса, описывающая также и увеличение коэрцитивности тонкопленочного ферромагнетика, обменно-связанного с антиферромагнетиком.

7. Установлено, что перемагничивание из основного состояния начинается в местах, где поле обменной анизотропии минимально, а магнитостатическое поле максимально, тогда как перемагничивание в основное состояние, наоборот, начинается в местах, где поле обменной анизотропии максимально, а магнитостатическое поле минимально. Наблюдаемая асимметрия в движении ДГ несовместима с «замороженной», неизменной в процессе перемагничивания ФМ слоя, локализованной вблизи интерфейса системой АФМ спинов, и указывает на присутствие мобильной ДГ и процессы зарождения и эволюции обменной пружины в антиферромагнитном слое.

8. Установлено, что в обменно-связанных ФМ/АФМ тонких пленках с расщепленной петлей гистерезиса могут формироваться разделенные стационарными гибридными доменными границами полосовые домены как с коллинеарной, так и с неколлинеарной ориентацией осей однонаправленной анизотропии и, соответственно, векторов намагниченности в смежных ФМ областях.

9. Показано, что в процессе перемагничивания под действием внешнего магнитного поля происходит смещение ФМ участка стационарной гибридной

ДГ с формированием около интерфейса АФМ обменной пружины, заключенной между мобильной и неподвижной частью гибридной доменной стенки в АФМ слое.

10. Обнаружено явление динамической ориентации гибридных ФМ/АФМ границ при отклонении внешнего магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии, доказывающее, что в процессе перемагничивания ФМ/АФМ структуры в АФМ слое формируется параллельная интерфейсу обменная пружина с направлением закрутки, инициированным компонентой поля, перпендикулярной к оси однонаправленной анизотропии.

11. Выявлено, что в результате отжига кристаллическая структура слоев в обменно-связанных двухслойных структурах CoFe/IrMn и NiFe/IrMn становится более регулярной и играет определяющую роль в процессе перемагничивания двухслойной структуры.

12. Установлено, что кристаллизация отожденных ФМ/АФМ структур ведет к изменениям как их гистерезисных свойств, так и процесса перемагничивания, и более существенна в двухслойной структуре с магнитомягким слоем (NiFe), чем с магнито жестким (CoFe).

13. Показано, что ММФ/МЖФ гетероструктуры перемагничиваются посредством неоднородного вращения магнитного момента как по толщине образца, так и в его плоскости. Выявлены особенности зарождения локальных обменных спиновых спиралей и их эволюции в магнитомягком ФМ слое на начальной стадии перемагничивания таких гетероструктур.

ХИРАЛЬНОСТЬ ФОРМИРУЮЩЕЙСЯ СПИНОВОЙ ПРУЖИНЫ И ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В ДВУХСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ.

Введение

Перемагничивание обменно-связанных двухслойных тонкопленочных структур с различными параметрами порядка и (или) магнитными свойствами слоев на начальных этапах определяется зарождением и эволюцией обменных пружин (или частичных доменных границ), параллельных интерфейсу [25, 27, 312, 355, 356, 358, 374-380]. Свойства таких систем изучаются довольно интенсивно. Однако ряд фундаментальных особенностей их перемагничивания остаётся все еще невыясненными. К настоящему времени широко обсуждается простейший механизм, связанный с формированием во внешнем магнитном поле одномерной гетерофазной обменной спиновой пружины. Под воздействием внешнего поля в таких обменных пружинах спины в соседних атомных плоскостях антиферромагнитного слоя, в случае ФМ/АФМ структуры, и магнитомягкого слоя, в случае ММФ/МЖФ структуры, плавно разворачиваются вдоль нормали к плоскости пленочных структур. Расчеты с использованием таких идеализированных моделей лишь качественно объясняют некоторые из наблюдаемых особенностей перемагничивания: наличие обменного сдвига частной петли гистерезиса гетероструктуры, критические поля для начала формирования спиновой спирали, последующую обратимость начального этапа перемагничивания.

Однако при анализе поведения реальных слоистых нанокompозитов необходимо учитывать, что эквивалентность энергии обменной спиновой пружины относительно направления ее закручивания может приводить к зарождению в кристалле областей с разносторонним вращением спинов в различных локальных участках плёнки. Для полного понимания и

теоретического описания процессов формирования и эволюции спиновых пружин необходим учет их реальной структуры и закономерностей ее преобразования. Различные несовершенства атомарной структуры слоев и интерфейса могут вызвать разориентацию направлений полей анизотропии и стимулировать разворот спинов в противоположных направлениях в обоих типах обменно-связанных гетерофазных структур, обусловить формирование многомерных обменных спиновых пружин, подобных двумерным доменным стенкам в объемных ферромагнетиках [4, 381]. Анализ таких явлений в тонкоплёночных гетерофазных магнетиках лишь начинает разворачиваться. Однако уже ясно, что их исследование является необходимым шагом на пути к адекватному описанию микромеханизмов перемагничивания слоистых магнитных нанокompозитов.

Границы перехода в квазидвумерной гетерофазной обменной пружине между областями с различной хиральностью в какой-то мере аналогичны хорошо известным блоховским линиям в доменных границах ([4, 381], Главы 1 и 2), но должны характеризоваться специфичной нетривиальной спиновой структурой, т.к. ограничены не доменами, а поверхностями раздела фаз. В главе 3 был исследован начальный процесс перемагничивания двухслойных тонкопленочных гетерофазных нанокompозитов, где было обнаружено, что, вопреки теоретическим предсказаниям, в поле, строго антипараллельном полю макроскопической однонаправленной анизотропии, одномерная обменная пружина не формировалась. Образцы перемагничивались с образованием двумерной спиновой спирали, а усредненный по толщине гетероструктуры магнитный момент **M** оставался направленным вдоль поля однонаправленной анизотропии. Квазиодномерная спиновая спираль образовывалась лишь в том случае, когда магнитное поле было достаточно сильно наклонено по отношению к легкой оси. Только в этом случае эволюция пружины при возрастании поля сопровождалась поворотом **M**.

В данной главе экспериментально изучены магнитные свойства специфических разнохиральных обменных пружин, локализованных в АФМ

или ММФ слое при перемагничивании двухслойных гетерофазных нанокompозитных ФМ/АФМ и ММФ/МЖФ систем, соответственно.

§4.1 Формирование и эволюция обменных спиновых пружин в пленочных нанокompозитных ФМ/АФМ структурах.

Для полного понимания явления обменного смещения ФМ слоев при перемагничивании обменно-связанных двухслойных ФМ/АФМ тонкопленочных нанокompозитов необходим учет реальной структуры формирующихся в них многомерных обменных спиновых пружин, подобных двумерным доменным стенкам в объемных ферромагнетиках [4, 381]. В данном параграфе экспериментально изучены свойства обменных пружин противоположных хиральностей при перемагничивании таких нанокompозитов. Для этого использовались такие же двухслойные структуры $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(160\text{\AA})/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}(300\text{\AA})$, как и в экспериментах в §3.4.

Микроскопические измерения преобразования намагниченности ФМ слоя были выполнены с помощью метода МОИП, а измерения макроскопических петель гистерезиса - с использованием вибромагнитометра. В отличие от экспериментов §3.4 в данном случае было также использовано вращающееся магнитное поле, позволяющее выявлять характер преобразования обменных пружин. Для регистрации вращения $\mathbf{M}$ в образце делалось отверстие диаметром $\sim 100\text{мкм}$.

На рисунке 4.1.1 приведена петля гистерезиса, измеренная во внешнем магнитном поле, направленном вдоль оси однонаправленной анизотропии. Эта типичная для обменно-смещенного ФМ слоя петля имела $H_{\text{EX}} = 30\text{Э}$ и $H_{\text{C}} = 19\text{Э}$.

При изучении процесса формирования обменной пружины использовалось вращающееся в плоскости пленки

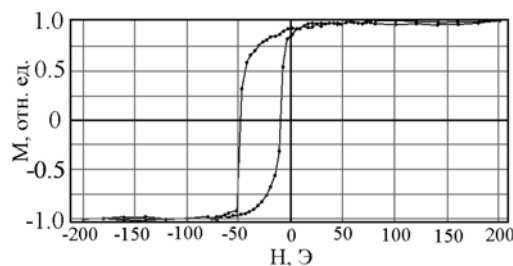


Рис.4.1.1 Петля гистерезиса гетерофазной структуры NiFe/FeMn . Поле направлено вдоль оси однонаправленной анизотропии.

магнитное поле. На Рис.4.1.2 представлены зависимости МО интенсивности $I_A(\varphi)$ и угла $\alpha(\varphi)$ поворота оси симметрии МО портрета вблизи краев отверстия в процессе вращения поля против часовой стрелки при $H = 24\text{Э}$ [Рис.4.1.2(а)] и при $H = 30\text{Э}$ [Рис.4.1.2(б)], где φ - угол между направлением поля и осью однонаправленной анизотропии. Угол α определяет угол между $\mathbf{M}$ и этой осью. На начальном этапе вращения поля (до $\varphi \approx 100^\circ$), МО сигнал остается фактически неизменным. Поведение $\alpha(\varphi)$ показывает, что вращение $\mathbf{M}$ происходит в том же направлении, что и $\mathbf{H}$. Однако вектор $\mathbf{M}$ не вращается синхронно с полем, он отстает от него. Это означает, что в этих обоих случаях почти все спины ФМ слоя вращаются одновременно и практически однородно. Очевидно, что существенное отставание $\mathbf{M}$ обусловлено обменной анизотропией связанной с формированием спиновой пружины в АФМ слое около интерфейса.

При изменении φ приблизительно от 100° до 170° выявлено необычное поведение намагниченности. Значение средней интенсивности I_A на краю отверстия резко уменьшается [Рис.4.1.2(а)] без какой-либо видимой локальной модуляции интенсивности МО сигнала в области образца, окружающей отверстие, что может свидетельствовать о формировании доменов новой фазы. Фактически, I_A достигает нуля при критическом угле $\varphi_{\text{cr}} = 210^\circ$. В случае сильного поля, как показано на Рис.4.1.2(б), I_A уменьшается, но не исчезает. Эти экспериментальные результаты находятся в противоречии с

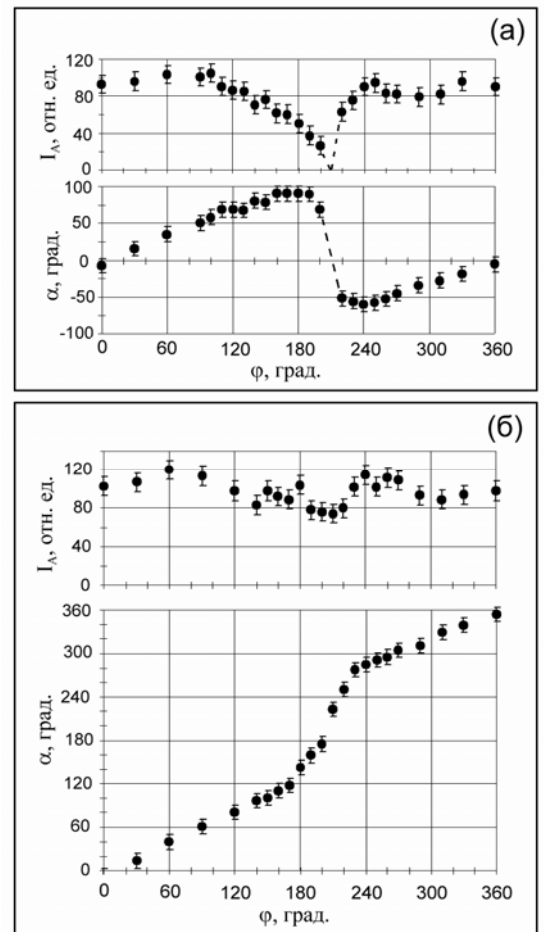


Рис.4.1.2 Зависимость усредненной интенсивности МО сигнала на краю отверстия и угла поворота $\mathbf{M}$ от угла поворота $\mathbf{H}$ при (а) – $H = 24\text{Э}$ и (б) 30Э .

теоретическими оценками для модели одномерной частичной доменной стенки в АФМ слое. Очевидно, что часть спинов, локализованных в доменах очень малых субмикронных размеров (меньших пространственного разрешения используемого метода наблюдения), изменили направление их вращения.

Необычное поведение намагниченности и формирование сложной доменной структуры отчетливо проиллюстрированы на МО изображениях Рис.4.1.2, полученных в условиях действия вращающегося магнитного поля. На Рис.4.1.3 приведены МО изображения состояния образца при вращении поля $H=25.8\text{Э}$ против часовой стрелки [Рис.4.1.3(а)-(е)] и по часовой стрелке [Рис.4.1.3(ж)-(м)]. Выбранное для иллюстрации значение H является критическим, при котором реализуются два различных способа вращения M , выявленных с помощью метода МОИП.

На начальной стадии вращения [Рис.4.1.3(б), (з)] величина M изменяется слабо, поскольку МО сигнал на краю отверстия меняется незначительно, что, по существу, указывает на однородное как по толщине, так и в плоскости ФМ слоя вращение M . Однако затем, когда φ достигает $\sim 180^\circ$, [Рис.4.1.3(в), (г), (и), (к)], на МО изображениях появляется рябь, обусловленная локальными полями рассеяния от магнитных неоднородностей образца. В то же самое время уменьшение интенсивности МО сигнала на краю отверстия указывает на уменьшение величины суммарной намагниченности

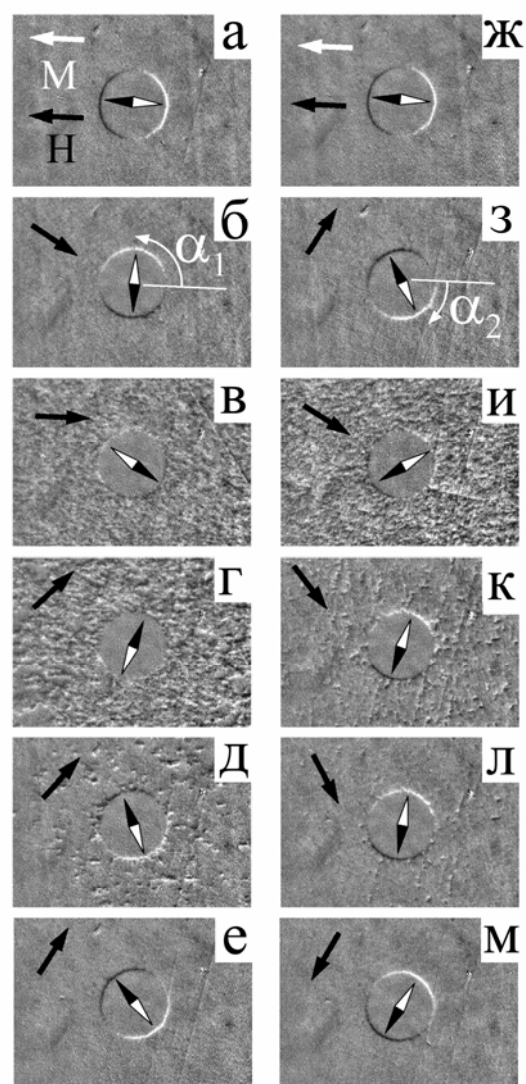


Рис.4.1.3. Изображения МО портрета образца вблизи отверстия, (а)-(е) поле $H = 25.8\text{Э}$ повернуто против часовой стрелки на угол $\varphi = 0, 150^\circ, 180^\circ, 215^\circ, 220^\circ, 230^\circ$ и (ж)-(м) по часовой стрелке на угол $\varphi = 0, 120^\circ, 210^\circ, 230^\circ, 240^\circ, 300^\circ$, соответственно.

[Рис.4.1.3(в), (и)]. При этом в процессе вращения поля против часовой стрелки вектор **М** первоначально следует за вращением **Н**, хотя и с задержкой [Рис.4.1.3(а)-(в)], тогда как на последних стадиях вращения **М** фактически опережает поле [Рис.4.1.3(г)-(е)]. Однако при вращении **Н** по часовой стрелке характер вращения **М** изменяется [Рис.4.1.3(и)-(л)]. Первоначально **М** вращается по часовой стрелке, [Рис.4.1.3(ж), (з)], а затем изменяет свое направление на обратное и начинает вращаться против часовой стрелки [Рис.4.1.3(и)-(л)] с одновременным появлением магнитной ряби.

Количественные зависимости $\alpha(\varphi)$ при $H = 6, 25.2, 25.8$, и 30Э приведены на Рис.4.1.4 с индексами 1 и 2 для случаев вращения поля по и против часовой стрелки, соответственно. В слабых полях (например, $\sim 6\text{Э}$) **М** изменяется мало, а α близко к нулю и не зависит от знака φ , как это показано на Рис.4.1.4(а). С другой стороны, в достаточно высоких полях (например, $\sim 30\text{Э}$) [Рис.4.1.4(г)] **М** всегда вращается в том же направлении, что и **Н**, и, следовательно, α всегда увеличивается [пунктирной линией на Рис.4.1.4(г) показан предельный случай $\alpha = \varphi$, когда **М** ориентирована строго вдоль **Н**]. Наиболее важные результаты, связанные с существованием обменной пружины в АФМ слое, получены для промежуточных в интервале полей ($25.2 \div 25.8\text{Э}$). При $H = 25.2\text{Э}$ [Рис.4.1.4(б)] α достигает своего наибольшего значения $\sim 90^\circ$ при $\varphi \approx 180^\circ$ (т.е., когда **Н** направлена напротив оси однонаправленной анизотропии) и затем возвращается к 0° при дальнейшем увеличении φ . При вращении поля в противоположных направлениях обнаружена асимметрия процесса вращения **М**, которая, как показано на Рис.4.1.4(в), наиболее четко выявляется

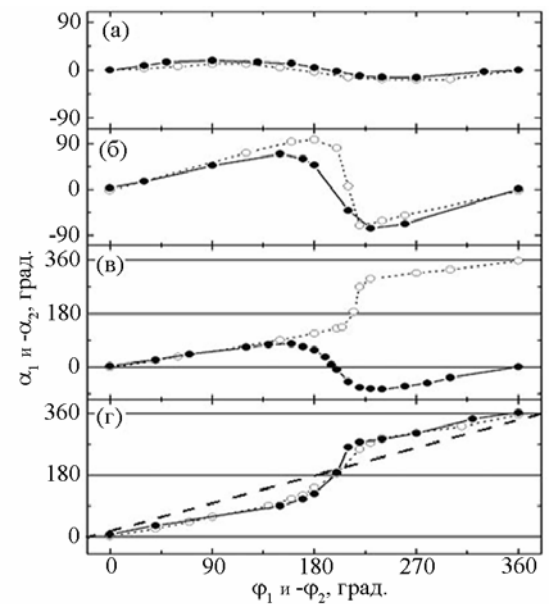


Рис.4.1.4 Зависимость угла поворота **М** от угла поворота **Н** против [$\alpha_1(\varphi_1)$, пустые символы] и по [$\alpha_2(\varphi_2)$, полные символы] часовой стрелке. (а)-(г) $H = 6, 25.2, 25.8$ и 30Э , соответственно.

при критическом значении поля $H_{cr} = 25.8\text{Э}$ (случай, показанный на Рис.4.1.3). Обращает на себя внимание тот факт, что $|\alpha| \approx 90^\circ$ является критическим углом. В условиях вращения **Н** против часовой стрелки **М** преодолевает угол $|\alpha| \approx 90^\circ$ и продолжает вращаться в ту же сторону подобно тому, как это показано на Рис.4.1.4(г) для более высоких значений полей. Напротив, при вращении **Н** по часовой стрелке [Рис.4.1.4(в)], поворот **М** приближается к углу $|\alpha| \approx 90^\circ$, но не превышает его, а изменяет знак направления вращения с дальнейшим увеличением φ подобно тому, как это показано на Рис.4.1.4(б) для меньших H .

Результаты эксперимента, представленные на рисунках 4.1.3 и 4.1.4 отражают процесс формирования обменных пружин в АФМ слое и их эволюцию, что подтверждается также в эксперименте по регистрации интенсивности МО сигнала, приведенном на Рис.4.1.2. При малых значениях $|\varphi|$ хиральность одномерной (однородной) обменной пружины определяется направлением вращения поля. Для промежуточных значений поля, когда $|\varphi| \gg 180^\circ$ (рисунки 4.1.3 и 4.1.4), дисперсия направлений оси обменной анизотропии ведет к частичному нарушению одномерности пружины и формированию локальных обменных пружин с противоположной хиральностью (т.е., многомерных пружин). Таким образом, уменьшение МО контраста вокруг края отверстия [рисунки 4.1.3 и 4.1.4(в), (г), (и)] обусловлено разнонаправленным поворотом **М** в локальных областях. При дальнейшем вращении поля многомерная обменная пружина снова становится одномерной (т.е., с единственным направлением закручивания), но с уже обратной хиральностью; при больших значениях φ величина закручивания уменьшается и исчезает совсем, когда $|\varphi| = 360^\circ$. Переход между “слабополевой” и “сильнополевой” ситуациями (Рис.4.1.4), является результатом скачкообразного изменения направления суммарной намагниченности, когда α достигает критического значения 90° .

Из-за пространственной дисперсии осей однонаправленной анизотропии в отдельных кристаллических зернах локальные обменные пружины имеют

различные степени закручивания даже в нулевом поле. Это инициирует вращение АФМ спинов с различными направлениями закручивания [Рис.4.1.5(а)]. Когда приложенное поле повернуто на достаточно большой угол ($\varphi \approx 180^\circ$), пружина в ряде локальных областей становится нестабильной из-за высокой обменной энергии в сильно закрученных обменных пружинах, и в них становится более предпочтительным переключение хиральности. Изменение исходной хиральности обменной пружины происходит в отдельных зернах и начинается в тех из них, в которых уровень закручивания локальных пружин самый высокий. Новое направление локальных магнитных моментов $\mathbf{m}_i$ после переключения оказывается практически симметричным относительно его собственной оси обменной анизотропии, как это схематично показано на (Рис.4.1.5). Однако изменение результирующего угла поворота намагниченности $\Delta\alpha$ при этом будет определяться переключением хиральности других локальных обменных пружин и суммарным значением угла α . В случае слабых полей и $\alpha < 90^\circ$ переориентация части спинов в локальных пружинах приводит к $\Delta\alpha < 0$, т.е. к эффективному уменьшению α [Рис.4.1.5(б)]. В случае высоких полей и $\alpha > 90^\circ$ частичное переключение

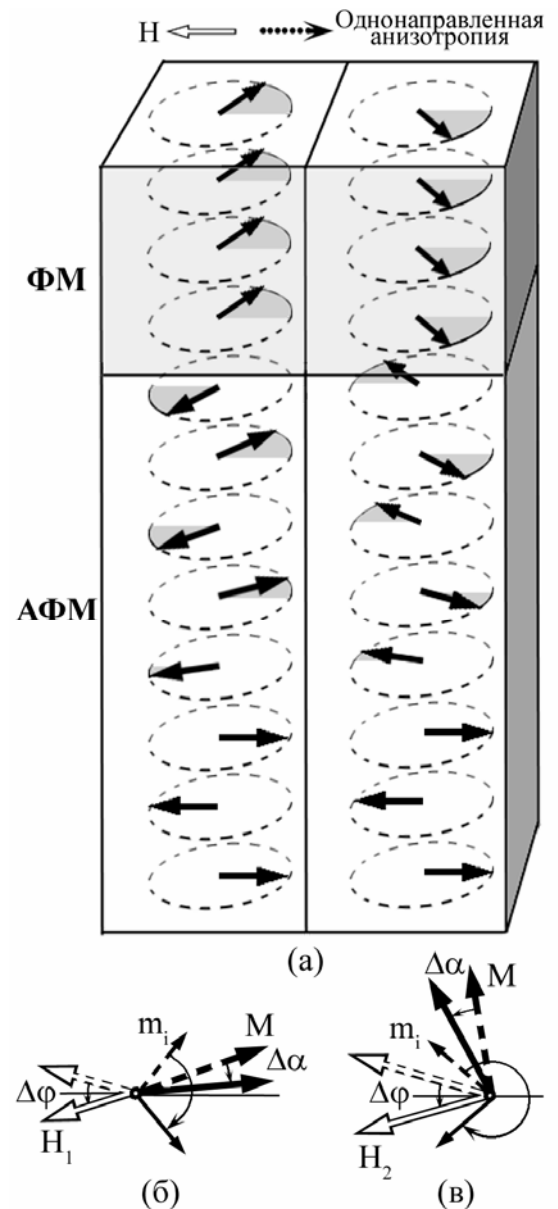


Рис.4.1.5. (а) схематичное изображение конфигурации спинов вблизи интерфейса при приложении $\mathbf{H}$ против однонаправленной анизотропии. Эффект переключения хиральности локальных обменных пружин в слабом H_1 (б) и сильном H_2 (в) вращающемся поле. На (б) и (в) показаны ориентации векторов $\mathbf{H}$, $\mathbf{M}$, и локального магнитного момента $\mathbf{m}_i$ до (пунктирные стрелки) и после (сплошные стрелки) скачка $\mathbf{m}_i$.

хиральности обменной пружины ведет к дальнейшему повороту суммарной намагниченности на угол $\Delta\alpha > 0$ [Рис.4.1.5(в)]. Именно по этой причине влияние хиральности локальных обменных пружин велико, когда H близко к критическому значению H_{cr} , и минимально, когда $H \ll H_{cr}$ [Рис.4.1.4(а)] или $H \gg H_{cr}$ [Рис.4.1.4(г)].

Таким образом, очевидно, что оба режима вращения $\mathbf{M}$ обусловлены одним и тем же физическим механизмом. Проведенные эксперименты демонстрируют, что критическим для преобразования намагниченности обменно-связанной ФМ/АФМ структуры во вращающемся магнитном поле является разрушение первоначальной одномерной обменной пружины через формирование локальных обменных пружин с противоположной хиральностью. Однако локальные обменные пружины играют важную роль также и при обычном перемагничивании, когда магнитное поле изменяется, например, вдоль оси однонаправленной анизотропии, как это показано на Рис.4.1.6. МО изображения для нисходящей ветви петли гистерезиса, показанной на Рис.4.1.1, представлены на Рис.4.1.6(а)-(г). После намагничивания образца до насыщения большим положительным полем [Рис.4.1.6(а)] $\mathbf{M}$ однородна и сориентирована вдоль оси обменной анизотропии. При $H < 0$ в образце появляется рябь намагниченности, но ориентация $\mathbf{M}$ при этом остается неизменной, как это можно видеть из симметрии МО контраста около отверстия. Это наблюдение для данного образца находится в противоречии с предсказаниями модели простой обменной пружины, которая предполагает лишь монокхиральную вращательную моду

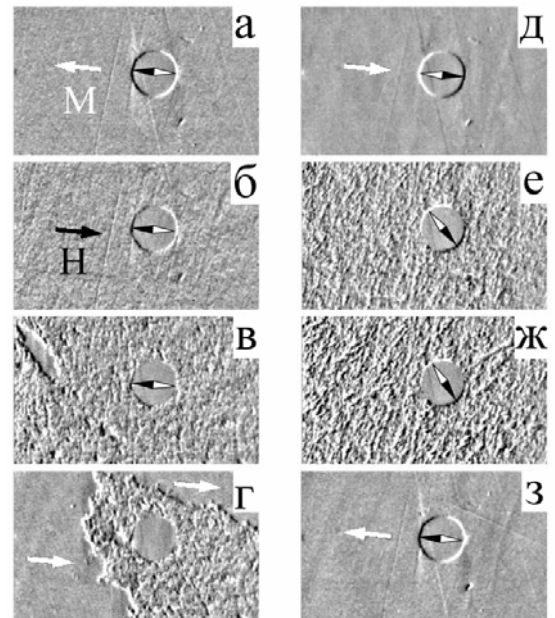


Рис.4.1.6 Изображения МО портрета образца вблизи отверстия при его перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии, (а)-(г) $H = 0, -36, -51, -52.8 \text{ Э}$ и (д)-(з) $H = -60, -24, -3, +30 \text{ Э}$, соответственно.

перемагничивания. Вместо этого формируются локальные обменные пружины с различными степенями закручивания с противоположной хиральностью. Топологические барьеры, отделяющие обменные пружины с противоположной хиральностью, препятствуют их слиянию и формированию однородного состояния. В этом смысле локальные обменные пружины действуют как центры пиннинга для намагниченности. Полное перемагничивание в этом случае происходит в более высоких отрицательных полях за счет зарождения и постепенного расширения доменной границы особого типа, отделяющей монокхиральную и разнохиральную области образца [Рис.4.1.6(в), (г)]. Формирование и распространение этой необычной границы между фазами представляет собой новый сценарий перемагничивания обменно-смещенных ФМ/АФМ структур, который не был описан нигде прежде.

Подтверждение факта формирования монокхиральной пружины в результате полного перемагничивания образца из основного состояния получено при обратном перемагничивании [Рис.4.1.6(д)-(з)], которое происходит за счет другой моды, по сравнению с модами, реализующимися на нисходящей ветви петли гистерезиса. А именно, сначала **М** начинает поворачиваться в направлении, обусловленном, по-видимому, хиральностью обменной пружины. На Рис.4.1.6(е), (ж) показано, что при H в пределах $-24\text{Э} \div -3\text{Э}$, формируется промежуточное неоднородное состояние намагниченности. В отличие от процесса перемагничивания на Рис.4.1.6(в), (г) рябь намагниченности исчезает без возникновения и движения фронта, отделяющего неоднородную и однородную области образца. Эта мода связана с тем, что теперь неоднородное состояние имеет локальные обменные пружины одной хиральности, хотя и с различной степенью закручивания. Различие мод перемагничивания на разных ветвях петли гистерезиса определяется тем, что на восходящей ветви гистерезиса раскручивание уже существующих обменных пружин может происходить без какого-либо преобразования их структуры, поскольку этот процесс связан лишь с использованием запасенной в них потенциальной энергии и отсутствием каких-либо топологических барьеров между ними,

тогда как накопление энергии от внешнего поля в процессе разнонаправленного закручивания обменных пружин на нисходящей ветви петли гистерезиса неизбежно встретит сопротивление в такой неоднородной среде и, следовательно, будет сопровождаться преобразованием локального распределения спинов в зависимости от их хиральности.

Некоторые из развитых ранее моделей предполагают, что перемагничивание ферромагнитного слоя происходит в пределах его плоскости однородно [27-29, 353, 354, 379]. Эти модели не допускают сложной доменной структуры из-за предположения сильного однородного обменного взаимодействия внутри ферромагнитного слоя и больших затрат магнитостатической энергии в неоднородном состоянии. Низкое значение анизотропии пермаллоя также делает однородное вращение более выгодным. Эта упрощенная картина должна быть пересмотрена, поскольку она радикально отличается от экспериментально полученной (рисунки 4.1.3, 4.1.4 и 4.1.6). В частности, в отличие от случая монокристаллической двухслойной структуры, где в процессе перемагничивания формировались однородные макродомены, дисперсия осей обменной анизотропии в поликристаллических двухслойных структурах обеспечивает различные механизмы формирования и взаимодействия обменных пружин. Обменное взаимодействие на интерфейсе ФМ/АФМ в локальных областях образца из-за структурных дефектов внутри магнитных слоев и на интерфейсе может изменяться как по величине, так и по направлению. В некоторых теоретических моделях, такие структурные дефекты ответственны за существование обменного смещения [28, 229, 355].

Полученные результаты демонстрируют, что в процессе перемагничивания поликристаллической структуры неоднородное обменное взаимодействие на интерфейсе может доминировать над конкурирующим эффектом однородного обменного взаимодействия внутри ферромагнитного слоя. В достаточно большом вращающемся магнитном поле величина крутящего момента, действующего на спины, может быть достаточна, чтобы преодолеть пространственную дисперсию осей обменной анизотропии и инициировать

однородное закручивание обменной пружины при квазинепрерывном вращении намагниченности. При перемагничивании такой поликристаллической обменно-связанной ФМ/АФМ двухслойной структуры вдоль оси однонаправленной анизотропии нет никакой внешней причины, нарушающей хиральную симметрию. Перемагничивание на ниспадающей ветви петли гистерезиса на начальном этапе соответствует «сжиманию» обменных пружин. Значение поля перемагничивания в этом случае не определяется зарождением доменов с обратной намагниченностью и движением их ДГ, как это принято в простых моделях для объемных ферромагнетиков. Вместо этого закрепление намагниченности на локальных неоднородностях вполне может быть причиной известного, но плохо понятого увеличения коэрцитивности обменно-смещенных ферромагнетиков. При дальнейшем увеличении поля в пленке формируется и расширяется область с однородной намагниченностью и перемагничивание заканчивается распространением специфического фронта между однородным и неоднородным состоянием, разделяющего разнохиральную и моnoxиральную области образца. Обратное перемагничивание в основное состояние происходит главным образом через однородное вращение намагниченности, как и ожидалось в различных моделях обменных пружин. В этом случае локальные вариации обменного взаимодействия все еще вызывают неоднородное промежуточное состояние (ведущее к увеличению коэрцитивности), но топологические барьеры, отделяющие обменные пружины с противоположной хиральностью, отсутствуют. Следовательно, раскручивание обменной пружины происходит свободно без необходимости формирования межфазного фронта нового типа.

Заключение.

Экспериментально изучены микроскопические механизмы формирования и эволюции обменных спиновых пружин в обменно-смещенной гетерофазной нанокompозитной ФМ/АФМ поликристаллической структуре

$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(160\text{\AA})/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}(300\text{\AA})$ при ее перемагничивании как во вращающемся магнитном поле, так и вдоль оси однонаправленной анизотропии. Установлено, что обменные пружины, реализующиеся в АФМ слое вблизи интерфейса, имеют различную хиральность. Показано, что при некоторых критических значениях величины и угла ϕ внешнего магнитного поля происходит изменение хиральности локальных участков образца на противоположную, что приводит к различному отклику намагниченности во вращающемся магнитном поле. Обнаружено, что этот отклик зависит от направления вращения магнитного поля, демонстрируя асимметрию преобразования намагниченности в изучаемых структурах. Показано, что микроскопические неоднородные состояния играют решающую роль в процессе перемагничивания таких ФМ/АФМ структур из основного состояния и обратно, который происходит через различные микроскопические механизмы. Перемагничивание против однонаправленной анизотропии происходит в два этапа. Вначале в ФМ слое формируется неоднородное состояние намагниченности, индуцированное взаимодействующими микроскопическими обменными пружинами с противоположной хиральностью, а затем в образце возникают и распространяются специфические доменные границы, представляющие собой фронт, разделяющий неоднородные области образца и области с монокхиральными однородными обменными пружинами. Обнаруженный микромеханизм перемагничивания обусловлен существованием топологических барьеров, разделяющих обменные пружины с противоположной хиральностью. Перемагничивание назад в основное состояние происходит главным образом, за счет раскручивания монокхиральных обменных спиновых пружин, микромеханизм которых может быть описан одномерными моделями.

§ 4.2 Формирование и эволюция обменных спиновых пружин в пленочных нанокompозитных структурах «магнитомягкий ФМ/магнитожесткий ФМ».

Несмотря на то, что процессы перемагничивания нанокompозитных двухслойных структур, состоящих из обменно связанных магнитомягкого и магнитожесткого ферромагнитных слоев, изучены достаточно подробно в §3.5, ряд фундаментальных особенностей при этом все же остаётся невыясненным. Поскольку толщина магнитомягкого слоя в типичных ММФ/МЖФ структурах не превышает (и обычно существенно меньше) параметра ширины блоховской стенки $\delta \sim (A/K)^{1/2}$, то весь процесс его перемагничивания происходит только за счёт зарождения и эволюции параллельной поверхности плёнки частичной доменной границы (спиновой спирали). Полное переключение намагниченности в магнитомягком слое (и во всей гетероструктуре) должно сильно зависеть от взаимодействия формирующейся обменной пружины со спиновыми подсистемами, локализованными как в основном массиве магнитожесткого слоя, так и в области межфазной границы. Было показано, что, вопреки теоретическим предсказаниям, в поле, строго антипараллельном полю макроскопической однонаправленной анизотропии, одномерная обменная пружина не формировалась. Система перемагничивалась неоднородным вращением спинов с образованием двумерной спиновой спирали, а усредненный по толщине гетероструктуры магнитный момент $\mathbf{M}$ оставался направленным вдоль поля однонаправленной анизотропии. Квазиодномерная спиновая спираль образовывалась лишь в том случае, когда поле было наклонено по отношению к оси анизотропии. Только в этом случае эволюция пружины при возрастании поля сопровождалась поворотом $\mathbf{M}$.

С целью выяснения условий и механизмов формирования обнаруженных эффектов, а также реализации одной из возможных мод переключения, связанных с зарождением спиновых спиралей различных размерностей, в данном параграфе была детально исследована зависимость эволюции суммарного магнитного момента в ММФ/МЖФ структуре от угла между

внешним полем и направлением поля макроскопической однонаправленной анизотропии при повторяющихся циклах перемагничивания.

Образец, как и в §3.5, представлял собой эпитаксиальную структуру Fe/SmCo/Cr, созданную методом магнетронного распыления на монокристаллической

подложке MgO(110). Толщина магнито жесткого слоя составляла 350Å, мягкого – 500Å, толщина буферного слоя хрома – 200Å. Исследование процессов перемагничивания осуществлялось путем визуализации магнитных полей рассеяния с использованием метода МОИП. Поскольку сильное поле укладывает магнитный момент индикатора в плоскости пленки, то в области больших полей (свыше ~1000Э) прямое наблюдение магнитной структуры было затруднено. В этом случае фиксировался МО портрет остаточной намагниченности после приложения и выключения поля нужной величины.

На Рис. 4.2.1 приведена петля гистерезиса исследуемой двухслойной системы, полученная с помощью СКВИД-магнитометра при ориентации поля вдоль легкой оси МЖФ пленки Sm₂Co₇. Хорошо видны две характерные стадии процесса перемагничивания, первая из которых связана преимущественно с магнитомягким слоем железа (приблизительно до 1500Э), вторая – с магнито жестким слоем самарий-кобальта.

Выявленные посредством МОИП особенности поведения намагниченности показаны на Рис.4.2.2. В исходном состоянии направление намагниченности в мягком и жестком слоях совпадают благодаря индуцированной слоем самарий-кобальта однонаправленной обменной анизотропии. МО сигнал, пропорциональный величине поля рассеяния, принимает нулевое значение в тех точках, где направление намагниченности совпадает с касательной к краю отверстия [Рис.4.2.2(а)]. Вдоль горизонтальной оси, где радиальная компонента намагниченности и плотность наведенных магнитных зарядов на краю

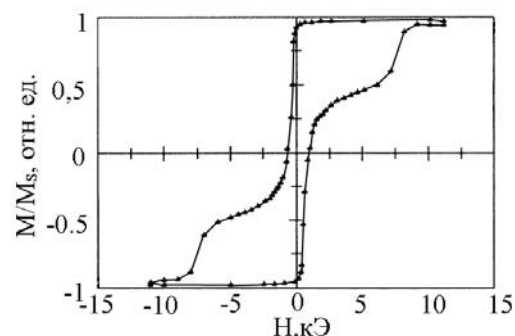


Рис.4.2.1. Петля гистерезиса гетерофазной структуры Fe/SmCo, выращенной на подложке MgO (110).

отверстия максимальны, наблюдается сильный магнитооптический сигнал. Причем его знак противоположен на правом и левом краях (положительные и отрицательные магнитные заряды). Наблюдаемая картина полей рассеяния отражает двумерное распределение M .

В результате приложения магнитного поля противоположной полярности распределение намагниченности изменяется. Это проявляется в уменьшении магнитооптического контраста на краях отверстия [Рис.4.2.2(б)]. При дальнейшем увеличении поля, кроме того, наблюдаются пространственные флуктуации магнитооптического сигнала,

соответствующие неоднородному распределению намагниченности вдоль поверхности образца. Обращение магнитооптического контраста соответствует изменению направления намагниченности на 180° [Рис.4.2.2(в)]. Если приложенное поле относительно невелико, перемагничивание является полностью обратимым, и после снятия поля восстанавливается исходная картина: оба слоя намагничены вдоль направления легкой оси [Рис.4.2.2(г)]. В более высоких полях обратимость утрачивается, и магнитооптический контраст не восстанавливает исходной величины после выключения поля. Тем не менее, направление остаточной намагниченности, выявляемое по оси симметрии магнитооптического сигнала на краях отверстия, остается неизменным и совпадающим с направлением легкой оси [Рис.4.2.2(д)]. При дальнейшем увеличении намагничивающего поля остаточный магнитооптический контраст падает до нуля и затем появляется вновь, но с противоположным знаком. На Рис.4.2.2(е) нетрудно видеть, что в максимально

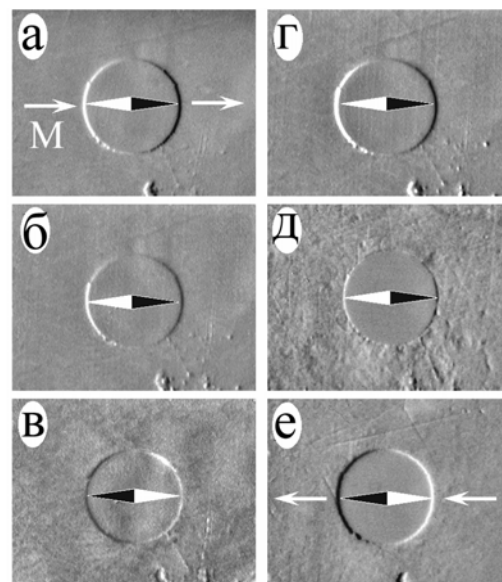


Рис.4.2.2. Эволюция МО портрета системы Fe/SmCo при ее обратимом (а–г) и необратимом (г–е) перемагничивании вдоль легкой оси. (а) – $H=0$ после снятия поля $H = +70\text{кЭ}$, (б) и (в) при $H = -200\text{Э}$ и -900Э , соответственно, (г), (д) и (е) – после снятия поля $H = -900\text{Э}$, -7.5кЭ и -8.7кЭ , соответственно

достижимом в эксперименте поле МО контраст, практически, достигает исходной абсолютной величины.

Помимо визуального наблюдения качественных особенностей процесса перемагничивания, метод МОИП позволяет измерять его численные характеристики. На Рис.4.2.3 представлено изменение усредненной интенсивности I_A ,

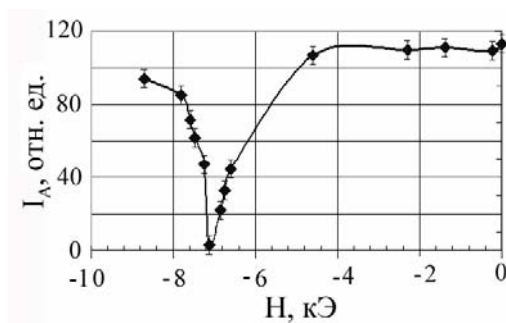


Рис.4.2.3 Изменение усредненной максимальной интенсивности остаточного МО сигнала на краю отверстия при перемагничивании вдоль легкой оси.

соответствующей изменению остаточной намагниченности исследуемой структуры в результате воздействия магнитного поля вдоль легкой оси. Интенсивность МО контраста получена путем цифровой обработки изображений полей рассеяния, подобных представленным на Рис.4.2.3, вблизи края отверстия. Изменения намагниченности являются полностью обратимыми (остаточная намагниченность близка к исходному значению) вплоть до $H \approx -5$ кЭ и лишь в окрестности -7 кЭ происходит быстрое уменьшение магнитооптического сигнала практически до нуля с обращением контраста при последующем увеличении H . Однако важно отметить, что исходная интенсивность полностью не восстанавливается вплоть до ~ -9 кЭ. Это означает, что намагничивания структуры до насыщения не происходит.

Наблюдаемая картина изменения магнитооптического портрета в поле, направленном вдоль легкой оси, соответствует перемагничиванию системы посредством неоднородного вращения намагниченности в областях с субмикронным масштабом (за пределами пространственного разрешения оптической микроскопии). Подобная мода перемагничивания наблюдалась в двухслойных структурах NiFe/FeMn в §4.1.

Описанная кинетика перемагничивания находится в очевидном противоречии с результатами работы [382], в которой наблюдалось квазиоднородное вращение остаточной намагниченности в идентичных по составу двухслойных структурах с несколько отличающимися структурно-

геометрическими характеристиками. Как было установлено в предыдущей главе, переход к квазиоднородной моде перемангничивания, соответствующей образованию в образце макроскопической обменной пружины, происходит при небольшом (порядка долей градуса) отклонении прикладываемого поля от оси легкого намагничивания. Такой механизм перемангничивания иллюстрируется рисунком 4.2.4. Поле направлено под углом 3° к легкой оси. Вместо постепенного исчезновения и обращения магнитооптического контраста, наблюдавшегося в эксперименте с антипараллельной ориентацией поля, здесь наблюдается поворот намагниченности в плоскости пленки. Как и в случае строго антипараллельного поля, первый этап перемангничивания является обратимым, и M возвращается к исходной величине и направлению после выключения поля. С ростом величины поля результирующий вектор остаточной намагниченности начинает также отклоняться от легкой оси [Рис.4.2.4(б)-(д)]. Вместе с вращением несколько уменьшается величина МО контраста, что свидетельствует о неоднородности процесса. Однако уменьшения МО контраста до нуля, наблюдавшегося в строго антипараллельном поле, в этом случае не происходит и направление остаточной намагниченности легко определяется при любой величине приложенного поля.

При изучении полного цикла перемангничивания (т.е. со сменой знака поля) было обнаружено еще одно интересное явление. Направление поворота

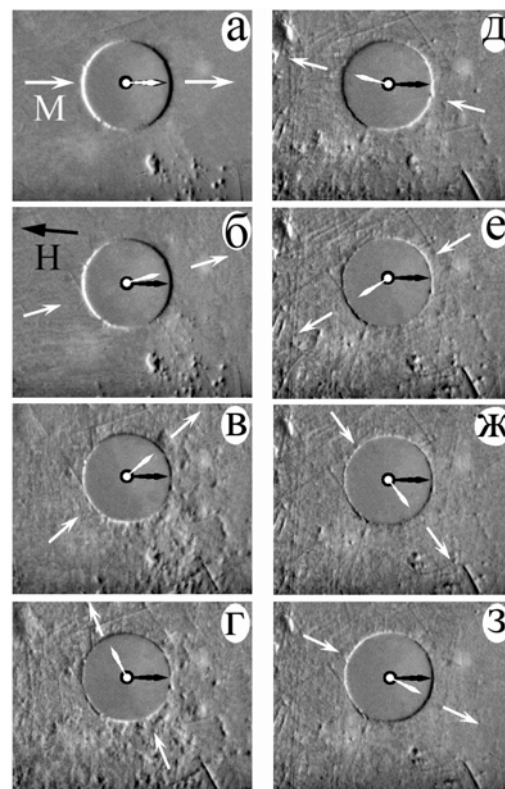


Рис.4.2.4. Перемангничивание Fe/SmCo структуры при небольшом ($\varphi = \sim 3^\circ$) отклонении поля от легкой оси. (а)-(з) $H=0, -5.7, -7.2, -7.8, -8.7, +3.5, +4, +5.7$ кЭ, соответственно. Показаны состояния намагниченности после снятия поля. Темная и светлая стрелки внутри отверстия – направления оси однонаправленной анизотропии и M , соответственно.

остаточной намагниченности в поле противоположного знака в ряде случаев совпадало с направлением поворота $\mathbf{M}$ на предыдущей ветви петли гистерезиса [Рис.4.2.4(е)-(з)]. Другими словами, угол этого поворота, изменяясь в предыдущем полуцикле перемагничивания против часовой стрелки, продолжал вращаться в ту же сторону до угла 360° , совпадающего с исходным $\alpha = 0$. При дальнейшем повторении таких циклов перемагничивания это направление вращения оставалось неизменным. В некоторых же других случаях изменение угла α имело противоположный знак на нисходящей и восходящей ветвях петли гистерезиса. Т.е. промежуточные направления остаточной намагниченности при обратном перемагничивании повторяли в обратном порядке уже пройденные положения, а противоположные значения угла α от 180° до 360° в этом случае не реализовывались вообще.

Для исследования закономерностей обнаруженной асимметрии в эволюции и знаке закрутки спиновой пружины была выполнена серия циклов перемагничивания при различных углах наклона магнитного поля к легкой оси. Некоторые результаты этих экспериментов приведены на Рис.4.2.5. Оказалось, что угол поворота остаточной намагниченности чрезвычайно чувствителен к знаку и относительной величине перпендикулярной к легкой оси компоненты магнитного поля. При неоднородном вращении остаточной намагниченности, наблюдавшемся в строго параллельном легкой оси поле, значения угла α при всех значениях этого поля равны нулю и лежат на оси ординат этого рисунка. Отклонение даже на небольшие углы (порядка 1°) приводит к смене режима перемагничивания и появлению ненулевого угла поворота остаточной намагниченности [Рис.4.2.5(а)]. При малых углах наклона изменение α остается сравнительно небольшим вплоть до определенного критического значения поля, при котором происходит резкое увеличение этого угла. При дальнейшем увеличении поля он быстро достигает максимального значения (близкого к 180°). При изменении знака наклона поля относительно легкой оси направление поворота остаточной намагниченности также изменится на

противоположное. «Расходящиеся» кривые на Рис.4.2.5(а) получены при относительном повороте внешнего поля всего на градус.

Также было обнаружено, что увеличение угла наклона поля относительно легкой оси существенно изменяет эволюцию спиновой пружины. Так, поворот поля всего на $\sim \pm 10^\circ$ приводит к уменьшению результирующего угла остаточной намагниченности от 180° до $\sim 70^\circ$ [кривые 3 и 4 на Рис.4.2.5(б)]. Меняется также ширина интервала полей, в которых происходит заметное изменение α : вместо резкого увеличения угла к значениям, близким к 180 градусам, поворот остаточной намагниченности осуществляется постепенно (кривые 1-5). Рис.4.2.5 иллюстрирует также описанную выше асимметрию направления закрутки спиновой пружины при смене знака перемангнивающего поля. Если поле было наклонено относительно оси легкого намагничивания под небольшим углом против часовой стрелки, то направление поворота остаточной $\mathbf{M}$ после смены знака поля совпадало с направлением вращения на предшествовавшем полуцикле процедуры перемангничивания [кривая 1 на Рис.4.2.5(б)]. Таким образом, угол закрутки α менялся от 180° к 360° . Если же поле было наклонено в другую сторону, направление закрутки спиновой пружины менялось на противоположное, и угол α проходил в обратном порядке те же значения, что и в предыдущем полуцикле (кривая 5). Поскольку интервалы углов $180^\circ \div 360^\circ$ и $-180^\circ \div 0^\circ$ физически эквивалентны, можно сделать вывод, что при перемангничивании образца слабо наклоненным полем от -9кЭ к $+9\text{кЭ}$ существует выделенное направление вращения остаточной намагниченности. Рис.4.2.5(б) свидетельствует также, что при больших углах наклона поля (свыше примерно 7°) направление вращения α в обратном полуцикле всегда противоположно

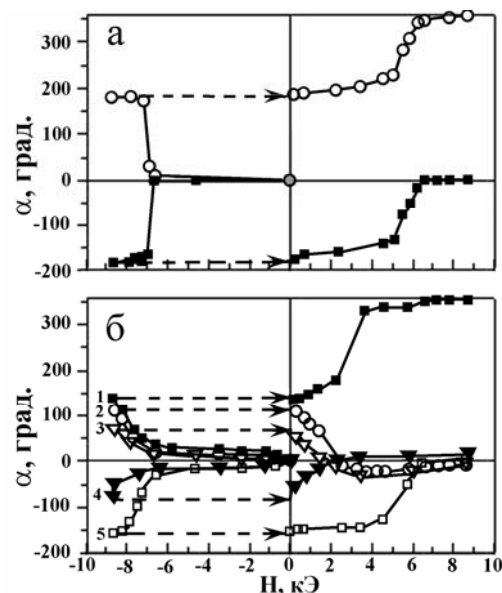


Рис.4.2.5 Вращение остаточной $\mathbf{M}$ при различных углах наклона внешнего поля к легкой оси. (а) – малые углы $+0.5^\circ$ и -0.5° , (б) – большие углы: (1) -6° , (2) -8° , (3) -10° , (4) $+15^\circ$, (5) $+5^\circ$.

исходному (кривые 3, 4). Из рисунка видно, что этот вариант осуществляется всегда, когда угол поворота остаточной намагниченности после приложения максимального поля 9кЭ не достигал по абсолютной величине $\sim 120^\circ$.

Перемагничивание многослойных магнитных систем отличается большим разнообразием механизмов по сравнению с переключением объемных материалов. Главная причина этого заключается в наличии дополнительных факторов – межслойного обменного взаимодействия и однонаправленной обменной анизотропии. Большинство авторов при рассмотрении перемагничивания подобных систем ограничиваются одномерными моделями, рассматривая лишь пространственные вариации намагниченности перпендикулярно слоям, и считая распределение вдоль остальных двух координат однородным [25-27, 227]. Однако из опыта исследований объемных образцов хорошо известно, что идеализированные механизмы однородного перемагничивания чрезвычайно редко осуществляются в реальных образцах, и решающее воздействие на перемагничивание конкретной системы оказывают неоднородности кристаллической и магнитной структуры, а также форма образца.

Один из путей влияния неоднородностей на перемагничивание гетероструктур со спиновой пружиной был рассмотрен в работе [382] при объяснении явления вращения остаточной намагниченности. Было показано, что решающую роль при этом играет конкуренция между межслойным обменным взаимодействием и обменом внутри мягкого слоя. Наличие мелкомасштабных (сравнимых с типичным размером зерен в образце) доменов противоположной полярности в слое самарий-кобальта должно формировать в магнитомягком слое соответствующую «доменную структуру» из локальных спиралей противоположной хиральности. С другой стороны, возникновение таких быстрых пространственных вариаций намагниченности в слое железа существенно повысило бы как обменную, так и магнитостатическую энергию системы. В результате конкуренции двух противоположных тенденций может реализоваться промежуточное состояние, в котором намагниченность мягкого

слоя примерно однородна вдоль двух плоскостных координат, но повернута на некоторый компромиссный угол относительно намагниченности жесткого слоя [382]. Угол поворота остаточной намагниченности будет определяться относительной плотностью доменных состояний в слое самарий-кобальта, причем домены противоположной полярности выступают в качестве локальных источников нанопружин, закручивающих остаточную намагниченность ММФ в ту или иную сторону. Поворот остаточного момента мягкого слоя в силу перестройки доменной структуры самарий-кобальта по внешнему виду сходен с проявлением гипотетического биквадратичного обменного взаимодействия, наличие которого в слоистых магнитных системах широко дискутируется в последнее десятилетие [336, 383-385]. Косвенным подтверждением того, что наблюдаемый разворот остаточной намагниченности не является проявлением какого-либо добавочного фундаментального взаимодействия, является тот факт, что перпендикулярная конфигурация магнитных моментов слоев, характерная для биквадратичного обмена, выглядит неустойчивой и практически не наблюдается в экспериментах (Рис.4.2.4 и рисунки в [382]), в то время как прочие промежуточные ориентации спинов представлены достаточно широко.

Соображения, изложенные в [382], объясняют механизм вращения остаточной намагниченности в условиях, когда в образце может сформироваться квазиоднородная спиновая пружина. Тем не менее, полученные в данном эксперименте результаты показывают, что такие условия реализуются не всегда. Более того, перемагничивание многослойных систем оказывается в сильной зависимости от начальных условий образования и эволюции макроскопической спиновой пружины.

Одним из случаев, когда предложенный в [382] механизм не работает, является перемагничивание в строго параллельном легкой оси поле. Наиболее вероятной причиной, не дающей сформироваться в образце монокристаллической спиновой пружине, является дисперсия осей анизотропии, связанная с наличием в образце столбчатой нанозеренной структуры, пронизывающей все

слои образца. В качестве механизмов такой дисперсии рассматривались слабая разориентации кристаллографических осей в зернах, неоднородные напряжения, сосуществование различных кристаллических модификаций SmCo, а также неизбежное наличие ступенек на межслойной границе. При наличии перпендикулярной к легкой оси компоненты магнитного поля она определяет более благоприятное направление закрутки спинов, при котором зародыши спиновых пружин в каждом зерне закручиваются в одном и том же направлении. Хотя в силу существования реального потенциального рельефа этот процесс неизбежно будет неоднородным, наличие сильного обменного взаимодействия сглаживает эти неоднородности, организуя плавное распределение спинов на относительно больших пространственных масштабах. Если же поперечная компонента поля отсутствует, направление закрутки в каждом зародыше спиновой пружины выбирается случайным образом, в зависимости от локального потенциального микрорельефа. Взаимодействие таких разнохиральных зародышей неизбежно вызовет резкое возрастание как обменной энергии, так и энергии полей размагничивания, которая в магнитомягком материале чрезвычайно велика. Возникающую в результате магнитную конфигурацию представить довольно трудно, но наиболее вероятно, что это будет мелкодисперсная трехмерная вихревая структура, построенная на балансе магнитостатической и обменной энергии. Элементарные процессы перемагничивания в этом случае осуществляются на малых пространственных масштабах и не разрешаются оптической микроскопией [Рис.4.2.2(д)].

Другим не вполне ясным моментом является сильная зависимость процесса вращения остаточной намагниченности от угла наклона магнитного поля к легкой оси. Одним из возможных объяснений может служить незавершенность процессов перемагничивания в слое самарий-кобальта даже в максимальном для нашего эксперимента поле. Однако маловероятно, чтобы небольшое уменьшение продольной компоненты поля при сравнительно малом угле наклона приводило к столь резкому изменению кривых перемагничивания [Рис.4.2.5(а)]. Более вероятно, что причину следует искать в магнитомягком

слое. Здесь обращает на себя внимание тот факт, что направление закрутки спиновых пружин еще не столь очевидно, вращение **М** фактически неустойчиво, процесс перемагничивания идет лавинообразно и большая часть промежуточных углов «проскакивается», переходя сразу к противоположной ориентации. Возможно, имеет место определенная конкуренция между вращением и «180-градусным переключением» намагниченности, что косвенно подтверждается уменьшением магнитооптического контраста на краях отверстия в образце (Рис.4.2.3). Причины «подавления» поворота остаточной намагниченности при большом угле наклона [Рис.4.2.5(б)] в настоящее время не вполне ясны. Это может быть связано, например, с возрастанием магнитостатической энергии либо с некоторой метастабильностью остаточной разнохиральной структуры при изменении ее пространственного масштаба.

Что касается асимметрии вращения при выполнении полного цикла процедуры перемагничивания, ее причина также может заключаться в начальном направлении закрутки спиновой пружины. Пусть образец вначале перемагничивался в поле, направленном влево [Рис.4.2.6(а)]. Макроскопическая спиновая спираль при этом закручивалась бы в сторону, где намагниченность совпадает с поперечной компонентой поля, как это изображено на рисунке. В результате в МЖФ слое формируются домены с намагниченностью, направленной влево [Рис.4.2.6(б)]. В ту же сторону, заданную новым направлением наведенной однонаправленной анизотропии, будут обращены после снятия поля спины ММФ слоя. Тем не менее, наличие неперемагнитившейся части объема МЖФ, содержащей спины, ориентированные в прежнем направлении, вправо [Рис.4.2.6(г)], обуславливает возникновение между ними промежуточных областей с не полностью перевернутыми магнитными моментами в ММФ слое. В результате намагниченность ММФ слоя в этих областях окажется несколько отклонена от направления легкой оси [Рис.4.2.6(в)], и будет действовать в качестве локализованных нанопружин, стремящихся развернуть часть спинов этого слоя в прежнем направлении.

При приложении внешнего магнитного поля в обратном направлении направление закрутки новой спиновой пружины будет определяться знаком поперечной проекции поля. Легко видеть, что в идеальном случае полного перемагничивания более благоприятным является продолжение вращения в том же направлении [Рис.4.2.6(б)]. Однако в силу незавершенности процессов перемагничивания в жестком слое

остаточная намагниченность после первого полуцикла часто составляет заметный угол с легкой осью (Рис.4.2.5). Если это отставание достаточно велико, то знак поперечной проекции поля окажется противоположным, и спиновая пружина начнет закручиваться в обратном направлении [Рис.4.2.6(в)]. Таким образом, в зависимости от распределения

намагниченности внутри кристалла возможны три варианта локального воздействия МЖФ слоя на ММФ при обратном перемагничивании: в прежнем направлении от перемагнитившихся в предыдущем полуцикле участков [Рис.4.2.6(б)], в обратном направлении от участков со скошенной намагниченностью [Рис.4.2.6(в)], а также близкий к нулевому момент закрутки от крупных неперемагниченных областей [Рис.4.2.6(г)]. Развитие суммарной макроскопической спиновой спирали определится статистическим вкладом в процесс перемагничивания этих трех состояний. Поскольку остаточная намагниченность сильнее всего не доворачивается до 180° при больших углах наклона поля (Рис.4.2.5), знак ее вращения в новом полуцикле

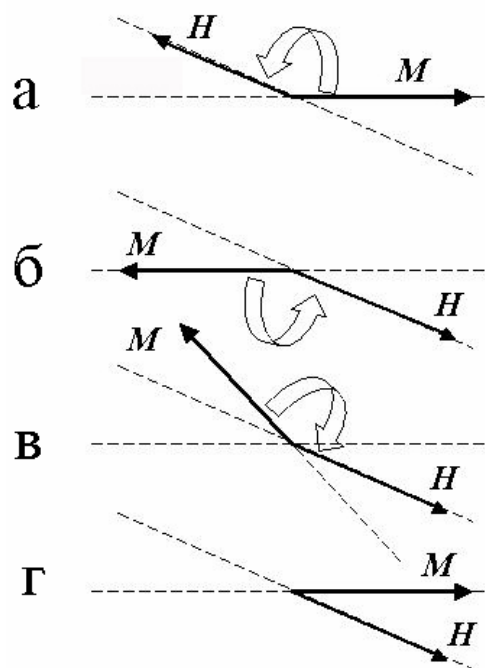


Рис.4.2.6 Направление закрутки спиновой пружины при прохождении полного цикла перемагничивания в наклонном поле. (а) первый полуцикл перемагничивания, (б) воздействие обратного поля на перемагнитившиеся участки, (в) воздействие поля на скошенную намагниченность мягкого слоя, (г) отсутствие спиновой пружины в макроскопических остаточных доменах.

перемагничивания при этом всегда должен изменяться на противоположный, что и наблюдается в эксперименте.

Таким образом, если в образце существует даже сравнительно слабый фактор, снимающий вырожденность состояния обменной пружины относительно ее хиральности, то формирование макроскопической спиновой спирали оказывается значительно более выгодным по сравнению с неоднородным вращением магнитного момента. Это подтверждается экспериментами, в которых вместо перемагничивания в фиксированном направлении для формирования спиновой пружины использовалось вращающееся магнитное поле постоянной величины. Измерение продольной и поперечной компонент намагниченности в зависимости от угла поворота поля демонстрирует изменение знака закрутки спирали при отклонении поля от легкой оси на угол 15-20 градусов [Рис.4.2.7]. Как и при перемагничивании вдоль фиксированного направления при $\varphi \neq 0$, магнитооптический портрет демонстрирует вращение намагниченности [Рис.4.2.8(а)-(г)], хотя падения интенсивности в данном случае не наблюдается в силу полной однозначности закручивающего момента. Зависимость угла поворота намагниченности от текущего направления поля представлена на Рис.4.2.8(д) для нескольких значений H . Обращает на себя внимание следующий факт: изменение знака вращения намагниченности не зависит от величины

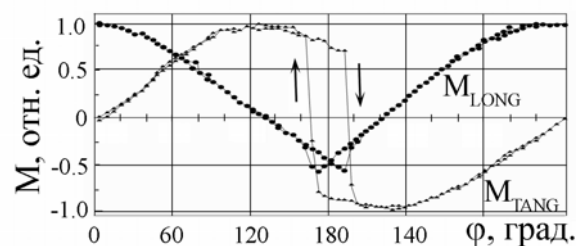


Рис.4.2.7 Продольная и поперечная компоненты намагниченности во вращающемся магнитном поле $H = 500\text{Э}$.

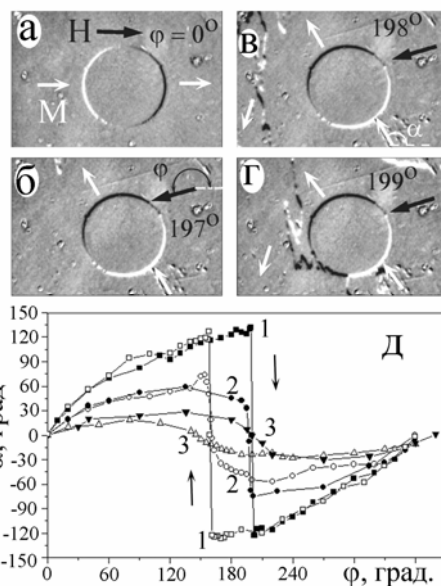


Рис.4.2.8 Поворот намагниченности под действием вращающегося магнитного поля различной интенсивности. (а-г) последовательные стадии вращения намагниченности, (е) кривые угла поворота M при величине вращающегося поля $H = 600\text{Э}$ (1), 300Э (2) и 60Э (3).

поля и происходит вскоре после прохождения поля через легкую ось. Это означает, что при изменении знака закручивающего момента (определяемого взаимной ориентацией поля и намагниченности жесткого слоя) спиновая пружина сравнительно легко изменяет свою хиральность на противоположную. Этот процесс, по-видимому, в определенной степени аналогичен генерации горизонтальных блоховских линий в скрученных доменных границах, возникающей при достижении критического поля в пленках с цилиндрическими магнитными доменами [4]. При большой величине вращающегося поля превышающего некоторое критическое значение $\sim 600\text{Э}$ неоднородность перемагничивания можно наблюдать визуально [Рис.4.2.8(в), (е)]; при этом в образце формируется макроскопическая доменная структура.

Заключение

Установлено, что в системе Fe/SmCo, выращенной на подложке MgO с ориентацией (110), наблюдаются три моды перемагничивания:

- 1) - неоднородное мелкомасштабное перемагничивание при строго параллельной ориентации поля с возникновением спиновых пружин противоположных хиральностей;
- 2) - квазиоднородное вращение суммарной намагниченности по механизму спиновой пружины в случае, если магнитное поле отклонено от легкой оси;
- 3) - однородное вращение намагниченности с образованием когерентной спиновой спирали и макроскопической субдоменной структуры.

Показано, что угол наклона магнитного поля относительно оси легкого намагничивания оказывает чрезвычайно сильное влияние как на величину остаточного угла вращения намагниченности, так и на выбор правой или левой хиральности закрутки спиновой пружины. Наблюдаемая асимметрия закручивания при изменении знака поля, а также при проведении повторных циклов перемагничивания свидетельствуют о том, что процессы перемагничивания в данной системе в значительной степени определяются моментом начального отклонения намагниченности в магнитомягком слое.

Выводы к Главе 4

С использованием метода МОИП в двухслойных гетерофазных нанокompозитных структурах ФМ/АФМ и ММФ/МЖФ экспериментально изучены элементарные акты перемагничивания, обусловленные преобразованием специфических квазидвумерных обменных пружин.

1. Установлено, что в обоих случаях реализуются механизмы неоднородного перемагничивания, обусловленные исходной разориентацией намагниченности магнитомягкого слоя, задаваемой дисперсией осей однонаправленной анизотропии этого слоя на межфазной поверхности.

2. Показано, что в обоих типах структур при строгой ориентации $\mathbf{H}$ вдоль оси анизотропии перемагничивание структуры осуществляется путем симметричного разнонаправленного вращения магнитных моментов в магнитомягком ФМ слое, а при отклонении $\mathbf{H}$ на незначительный угол в этом слое возникает квазиоднородное вращение эффективной намагниченности, которое обратимо в слабых полях и необратимо в сильных.

3. Обнаружено, что при некоторых критических значениях величины внешнего магнитного поля и угла его отклонения от оси анизотропии происходит изменение хиральности локальных участков, которое приводит к различному отклику намагниченности во вращающемся магнитном поле.

4. Обнаружен асимметричный механизм перемагничивания обменно-связанной поликристаллической ФМ/АФМ двухслойной структуры вдоль оси однонаправленной анизотропии, обусловленный существованием топологических барьеров, разделяющих обменные пружины с противоположной хиральностью.

5. Показано, что вначале в ФМ слое формируется неоднородное состояние намагниченности, индуцированное взаимодействующими микроскопическими обменными пружинами с противоположной хиральностью, а затем в образце возникают и распространяются специфические доменные границы, представляющие собой фронт, разделяющий неоднородные области образца и области с моnoxиральными однородными обменными пружинами.

Перемагничивание назад в основное состояние происходит за счет раскручивания монокиральных обменных спиновых пружин, микромеханизм которых может быть описан простыми одномерными моделями.

6. Установлено, что как в ФМ/АФМ, так и в ММФ/МЖФ структурах во вращающемся плоскостном магнитном поле, превышающем критическое значение, формируется монокиральная спиновая пружина.

7. Обнаружено, что отклик изучаемых структур зависит от направления вращения $\mathbf{H}$, демонстрируя асимметрию преобразования намагниченности в них.

8. Обнаружено, что при обращении знака поля в некотором интервале углов α кинетика перемагничивания в структуре ММФ/МЖФ меняется асимметрично. Установлено, что этот эффект зависит от направления и величины перпендикулярной компоненты магнитного поля.

9. Показано, что микроскопические неоднородные состояния играют решающую роль в процессе перемагничивания обменно-связанных структур из основного состояния и обратно, который происходит через различные микроскопические механизмы.

10. Установлено, что в системе ММФ/ММЖ при перемагничивании могут реализовываться три моды перемагничивания: (1) неоднородное мелкомасштабное перемагничивание при строго параллельной ориентации поля с возникновением спиновых пружин противоположных киральностей, (2) квазиоднородное вращение суммарной намагниченности по механизму спиновой пружины в случае, если магнитное поле отклонено от легкой оси, (3) - однородное вращение намагниченности с образованием когерентной спиновой спирали и макроскопической субдоменной структуры.

11. Обнаружены две моды перемагничивания во вращающемся поле структур ФМ/АФМ: в высоких полях $\mathbf{M}$ вращается синхронно с полем, тогда как в низких полях есть два сценария относительного вращения $\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}$ - либо в одном и том же направлении, либо в противоположных.

12. Установлено, что выявленные отличительные особенности процесса перемагничивания в высоких полях ММФ/МЖФ от ФМ/АФМ структуры определяются необратимыми преобразованием части локальных спиновых ММФ пружин в 180-градусные домены в МЖФ слое.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ КВАЗИДВУМЕРНЫХ МАГНЕТИКАХ.

Введение

Процессы перемагничивания многослойных нанокompозитных магнитных материалов, таких как магнитные сверхрешетки и спиновые вентили, состоящие из тонких немагнитных и ферромагнитных слоев, характер обменного взаимодействия между магнитными слоями которых обусловлен электронами проводимости и осциллирует с изменением толщины немагнитных прослоек от ферромагнитного к антиферромагнитному, т.е. от параллельной ориентации спинов в соседних магнитных слоях к антипараллельной, характеризуются весьма специфическими петлями гистерезиса и могут быть описаны [232] в терминах ориентационных фазовых превращений первого и второго рода, обусловленных спин-флип и спин-флоп процессами [235]. К настоящему времени уже выполнено большое число работ, основанных на измерении макроскопических характеристик намагничивания таких искусственно созданных магнетиков. По этим характеристикам анализировали спин-переориентационные фазовые переходы. Однако экспериментальные исследования кинетики их протекания, типа возникающих фаз, процессов зарождения и смещения доменных границ, а также вращения магнитных моментов в слоях, еще не были доведены до уровня прямого изучения в режиме реального времени.

Характер распределения спинов в обменно-связанных сверхрешетках и спиновых вентилях может быть нарушен неоднородностями толщины немагнитных прослоек, дефектами кристаллической структуры и процессом перемагничивания. В результате может формироваться доменная структура с необычными стенками [334]. Если ДГ сформировались лишь в одном или в нескольких слоях, то их движение сопровождается изменениями в области

«псевдо-доменных границ» (немагнитных прослоек, параллельных интерфейсу) и, следовательно, величины энергии обменного взаимодействия между слоями в заматаемой этими границами области пленки. Структура распределения намагниченности вблизи этих «псевдо-доменных границ» определяет величину эффекта ГМС. Для практических применений, таких как магнитная память с произвольной выборкой и магнитные считывающие головки, также очень важна термостабильность структурных, магнитных и магнитотранспортных свойств многослойных систем с эффектом ГМС. В недавних публикациях [386-391] было показано, что диффузия в процессе отжига таких атомов, как Mn и Ni, входящих в состав слоев спиновых вентилей, приводит к уменьшению величины магнитосопротивления.

Благодаря большим возможностям применения, наноструктурные материалы, демонстрирующие эффект гигантского магнитосопротивления, интенсивно исследуются [225, 226]. Для того, чтобы полнее реализовать их потенциал и добиться более высоких значений эффекта, необходимо решить ряд фундаментальных проблем преобразования намагниченности в них.

§ 5.1 Спин-переориентационные фазовые переходы и процессы формирования доменной структуры и смещения доменных границ в сверхрешетках.

Для исследования распределения намагниченности и процессов перемангничивания в сверхрешетках, состоящих из обменно-связанных через металлическую немагнитную прослойку ферромагнитных слоев, были изготовлены многослойные структуры. На монокристаллический медный круглый диск с ориентацией (100) методом электроосаждения из сульфатного электролита, содержащего ионы Co^{2+} , Ni^{2+} и Cu^{2+} [392], поочередно при ступенчатом изменении потенциала на катоде от -1,8В и до -0,26В осаждались слои NiCo и Cu, соответственно. Состав магнитного слоя, определенный с помощью рентгеновской дифракции, был $\text{Co}_{64}\text{Ni}_{31}\text{Cu}_5$. Толщина магнитных слоев составляла $\sim 20\text{\AA}$. Слои меди имели толщину $\sim 10\text{\AA}$ в одном образце и $\sim 30\text{\AA}$ в другом. Сверхрешетки состояли из 200 пар слоев CoNiCu и Cu. Их

структура и периодичность были подтверждены с помощью высокоугловой рентгеновской дифракции. Магнитосопротивление полученных образцов измерено не было, поскольку отделить полученные структуры от медной подложки не удалось. Однако можно достаточно уверенно предположить, что они подобны описанным в [392] сверхрешеткам, полученным абсолютно тем же способом на тонкой медной фольге с текстурой (100). Эти структуры с толщиной немагнитных медных слоев в $10\text{\AA}$ характеризовались ГМС $\sim 14\%$, что дает основание считать, что между магнитными слоями в них действует антиферромагнитное обменное взаимодействие, в отличие от сверхрешеток с толщиной немагнитных медных прослоек в $30\text{\AA}$, в которых эффект ГМС не наблюдался, т.е. обменное взаимодействие между магнитными слоями было ферромагнитным.

а) Сверхрешетки с ферромагнитным обменным взаимодействием.

Исследование процесса перемагничивания в сверхрешетке, не обладающей эффектом ГМС, было выполнено на небольшом квадратном образце со стороной $\sim 3\text{мм}$, вырезанном из центральной области диска с толщиной немагнитной прослойки $t_{\text{Cu}} = 30\text{\AA}$. Петля гистерезиса такой ФМ сверхрешетки, измеренная SQUID-магнетометром, приведена на Рис.5.1.1. Это обычная для ферромагнетика прямоугольная петля, измеренная в поле, ориентированном вдоль легкой оси в плоскости образца. Его коэрцитивность составляла 140Э .

Поведение этого образца при перемагничивании было изучено с помощью метода МОИП. На Рис.5.1.2 (а) приведено МО изображение образца

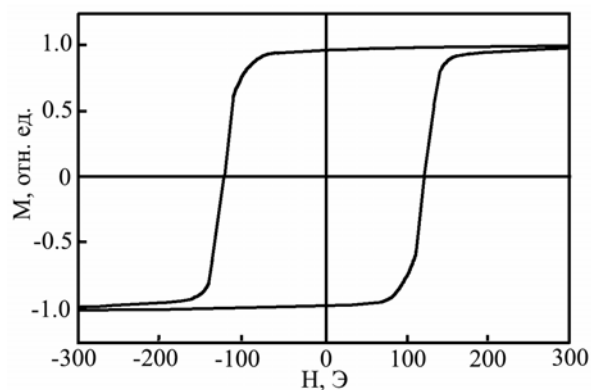


Рис.5.1.1. Петля гистерезиса образца $[\text{Co}_{64}\text{Ni}_{31}\text{Cu}_5(20\text{\AA})/\text{Cu}(30\text{\AA})]_{200}$ с ферромагнитным межслоевым упорядочением.

в поле -200Э , приложенном в направлении, совпадающим с указанным на рисунке направлением $\mathbf{M} = \sum_{i=1}^n \mathbf{M}_i$, где $\mathbf{M}_i$ — намагниченность i -го слоя, а n — число ФМ слоев в сверхрешетке. Образец, как это схематично показано на

Рис.5.1.2 (в), однородно намагничен. Белая линия на Рис.5.1.2 (а) показывает входящий в образец поток магнитной индукции, а черная – исходящий. Когда полярность магнитного поля менялась на противоположную (до $+200\text{Э}$), то цвет линий взаимозаменялся. Рис.5.1.2(б) демонстрирует изменение МО портрета после изменения поля от -200Э до $+150\text{Э}$, которое слегка превышало поле H_C

сверхрешетки. Изображение этого рисунка было улучшено путем вычитания из него фонового изображения, в качестве которого бралось изображение, полученное при $+200\text{Э}$. На Рис.5.1.2(б) появилась темная широкая линия. Такое уширенное изображение может происходить от расщепленной ступенчатой конфигурации доменной стенки, как это проиллюстрировано на Рис.5.1.2(г). Такая конфигурация включает в себя области - «псевдо-доменные границы», в которых смежные слои имеют антипараллельную ориентацию векторов намагниченности $\mathbf{M}_i$. Поскольку имеющееся в этой сверхрешетке слабое ферромагнитное обменное межслоевое взаимодействие обуславливает параллельную ориентацию магнитных моментов в слоях, то антипараллельная конфигурация, энергетически более предпочтительная для антиферромагнитного межслоевого обмена, неустойчива. Однако конфигурации с расщепленной стенкой все же могут образовываться благодаря существованию локализованных в отдельных слоях мест закрепления ДГ.

Более подробно процесс перемагничивания такой структуры представлен на рисунках 5.1.3 и 5.1.5, где МО изображения демонстрируют особенности формирования и преобразования доменной структуры в процессе перемагничивания образца при изменении внешнего магнитного поля. Образец

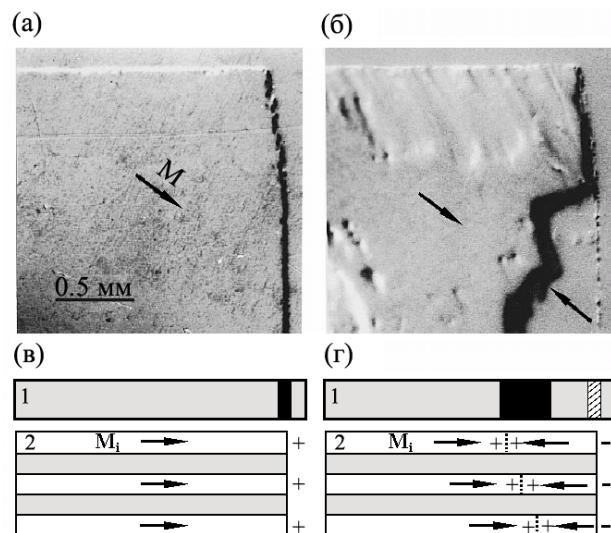


Рис.5.1.2. МО микрофотографии образца: (а) в поле -200Э и (б) после увеличения поля до $+150\text{Э}$. (в) и (г) схематические изображения распределения намагниченности в слоях для случаев (а) и (б), соответственно.

был предварительно намагничен до насыщения сильным полем $H = -800\text{Э}$. После этого величина поля была уменьшена до нуля, инвертирована и увеличена до момента, появления доменов с противоположной намагниченностью.

На Рис.5.1.3 приведены изображения, полученные после изменения поля от -800Э до $+130\text{Э}$ и затем последовательно, с шагом 2Э , до $+140\text{Э}$. Левое верхнее изображение этого рисунка демонстрирует локальный характер образования доменов. Зародыши доменов, намагниченных противоположно первоначальному направлению магнитного момента, появлялись фактически одновременно во многих местах многослойного образца. В частности, можно

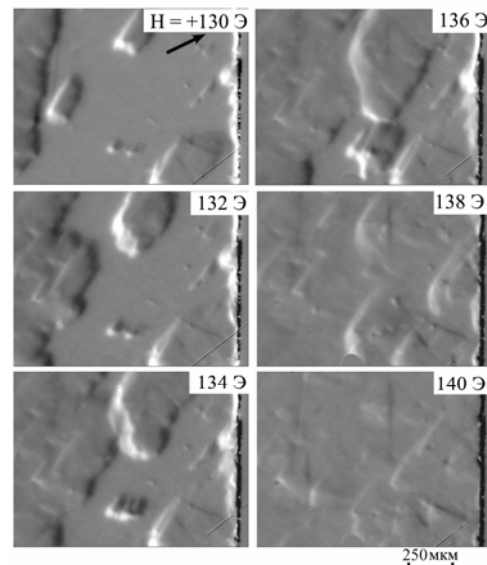


Рис.5.1.3. МО изображения, иллюстрирующие смещение доменных границ в ФМ сверхрешетке.

отчетливо видеть два таких зародыша в левой верхней части рисунка. В поле 132Э (левый средний снимок) границы этих доменов начинают смещаться. В то же время легко заметить увеличение ширины изображений ДГ. При дальнейшем увеличении поля (левый нижний снимок) темные и светлые границы начинают распространяться навстречу друг другу. Однако полной их аннигиляции в результате этого движения не происходит (правый верхний снимок). Интенсивность в области светлой границы в верхнем правом домене существенно уменьшается, в то время как в области темной границы в левом нижнем домене практически исчезает. Этот эффект можно объяснить расщеплением доменных стенок, как показано на Рис.5.1.4, на котором схематично представлена ДГ, пронизывающая несколько слоев сверхрешетки. Если стенки в отдельных слоях расположены одна

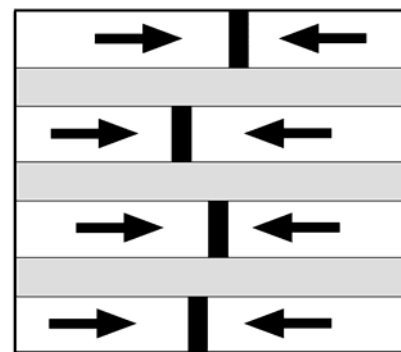


Рис.5.1.4. Схема, иллюстрирующая ступенчатое расщепление доменной границы в ФМ сверхрешетке.

под другой [Рис.5.1.2(г)], то магнитные заряды, обусловленные этими стенками, будут суммироваться и, как результат, приводить к сильным полям рассеяния (и к узкой контрастной области на МО изображении). Ступенчатая конфигурация, как показано, приведет к ослабленному и более диффузному МО контрасту от ДГ. Кроме того, можно ожидать, что стенки в отдельных слоях будут иметь различные характеристики пиннинга, благодаря чему часть доменных границ в некоторых слоях с увеличением внешнего поля начнет смещаться, в то время как другие границы в смежных слоях останутся закрепленными. Это, очевидно, ослабит контраст на суммарной стенке и обусловит ее размывание, как это и видно на МО изображении. Дальнейшее увеличение поля приводит к постепенному уменьшению интенсивности приграничных областей (средний и нижний снимки справа на Рис.5.1.3). Это очевидно демонстрирует расширение доменов в слоях, т.е. доменные границы в отдельных слоях продолжают двигаться и аннигилировать. Этот процесс продолжается до тех пор, пока все они полностью не исчезнут по всей толщине образца.

Расщепление кооперативных доменных границ (совокупности связанных слабым межслоевым обменным взаимодействием доменных границ в слоях) подтверждается экспериментом, представленным на Рис.5.1.5. МО изображения демонстрируют уширение уединенной ДГ благодаря ее расщеплению в свехрешетке с ферромагнитным обменным взаимодействием в процессе перемагничивания. Значения полей зарождения и движения ДГ на этом рисунке несколько отличаются от аналогичных полей на Рис.5.1.3 из-за отклонения приложенного поля от первоначального направления.

Приложение магнитного поля, близкого к коэрцитивному значению ФМ свехрешетки, позволяет проследить преобразование доменной стенки при ее смещении. Так, например, на верхнем левом снимке показана ДГ, сформировавшаяся при приложении поля $+160\text{Э}$ к предварительно насыщенному образцу. Она изображена в виде зубчатой черной полосы. При этом позади ее четкого фронта наблюдается неоднородное распределение

интенсивности, которое появляется в процессе движения стенки. С увеличением поля до $+175\text{ Э}$ происходит ослабление интенсивности этого фронта и дальнейшее размытие изображения всей смещенной стенки. Изменение направления поля на противоположное (-175 Э и -180 Э) приводит к сужению изображения стенки и увеличению ее контраста. Возвращение поля к первоначальным положительным значениям ($+150\text{ Э}$ и $+160\text{ Э}$) вновь уширяет ДГ подобно тому, как это наблюдалось вначале. Однако предыдущее изображение в этом поле уже не воспроизводится. Такое поведение ДГ в ФМ многослойной структуре наблюдается как на положительной, так и на отрицательной ветви петли гистерезиса.

Полученные результаты свидетельствуют о неоднородном уширении смещающихся кооперативных доменных стенок за счет их послойного расщепления по толщине образца. Зарождение и движение ДГ в различных отдельных слоях происходят несогласованно и определяются сложным потенциальным рельефом, который может быть обусловлен дефектами на поверхности и внутри многослойной структуры, в частности, на межфазных поверхностях. В результате перемагничивания в такой ФМ сверхрешетке формируются и смещаются специфические ДГ, представляющие собой фронт перемагничивания, имеющий ступенчатую конфигурацию.

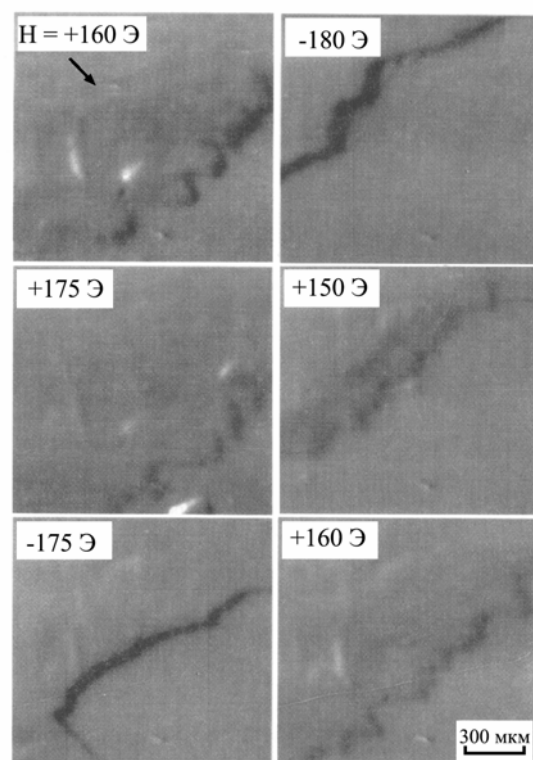


Рис.5.1.5. МО изображения, иллюстрирующие уширение и сужение доменной стенки при ее ступенчатом расщеплении и уплотнении в ФМ сверхрешетке.

б) Сверхрешетки с антиферромагнитным обменным взаимодействием.

Процесс перемангничивания образца с антиферромагнитным обменным взаимодействием между слоями был экспериментально изучен в аналогичной структуре $[\text{Co}_{64}\text{Ni}_{31}\text{Cu}_5/\text{Cu}]_{200}$, но с толщиной медных немагнитных прослоек $t_{\text{Cu}} = 10 \text{ \AA}$. На МО изображениях (Рис.5.1.6), полученных на этом многослойном образце сразу после его изготовления, вблизи периметра диска наблюдалась серия концентрических колец с переменной полярностью $\mathbf{M}$ вдоль радиуса и с однородной намагниченностью в центральной области между этими кольцами.

На Рис.5.1.6(а) схематически показано МО изображение исследуемого образца. Черные и белые круги около периметра диска на Рис.5.1.6(б) являются результатом переменной полярности полей рассеяния образца, которые, очевидно, обусловлены осцилляцией ФМ-АФМ обменного взаимодействия между слоями и, фактически, определяются неоднородностью толщины немагнитной прослойки. Подобные магнитные структуры наблюдались и ранее методом SEMPA [336] и с помощью керровской микроскопии [335] на других многослойных структурах.

Изображение колец, показанное на Рис.5.1.6(а), исчезло после намагничивания образца. При размагничивании разрушенная доменная структура к исходному состоянию не вернулась. Домены, которые появлялись при инверсии поля, зарождались на дефектах и краях образца.

На Рис.5.1.7 показаны микрофотографии, взятые около периметра диска, намагниченного в его плоскости магнитным полем, ориентированным практически вдоль оси анизотропии. Исследуемая область схематически показана на Рис.5.1.6(а) прямоугольником «1». На верхней левой микрофотографии (Рис.5.1.7) можно видеть

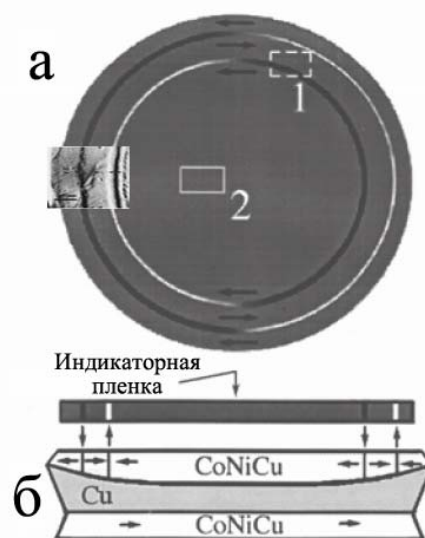


Рис.5.1.6. Схематические изображения распределения намагниченности в образце (а) и его структуры с МОИП (б). На вставке МО портрет части образца.

лишь слабые поля рассеяния около дефектов. По мере уменьшения и инверсии поля, зарождение доменных стенок обычно начиналось около дефектов образца. Такие зародыши видны на среднем и нижнем снимках в левой колонке в их нижней части. Чтобы улучшить контраст изображения, это и последующие изображения были скорректированы вычитанием фонового изображения, в качестве которого в данном случае использовался верхний левый снимок Рис.5.1.7. Новые домены имели намагниченность противоположную первоначальной для всего объема образца. Темный и светлый цвет МО изображений стенок определялся формирующимися на них магнитными зарядами противоположных знаков, что характерно для заряженных head-to-head или tail-to-tail доменных стенок, которые в основном и наблюдались в образце.

В больших полях, когда новые домены коалесцировали, доменные стенки приобретали пилообразную форму (верхний и средний снимки справа). Сегменты пилообразной стенки проявлялись как широкие темные

полосы с видимой тонкой структурой субполос. Очевидно, что ширина изображения стенки и ее тонкая структура связаны с неоднородным распространением фрагментов стенок в различных слоях образца. Анализ изображения доменных границ, индуцированных при увеличении внешнего магнитного поля, показал, что области кристалла, заметаемые этими пилообразными стенками, были полностью перемагничены. Когда стенки перемещались к центру диска, их изображение становилось все более и более «диффузными» (нижний правый снимок) вплоть до полного исчезновения.

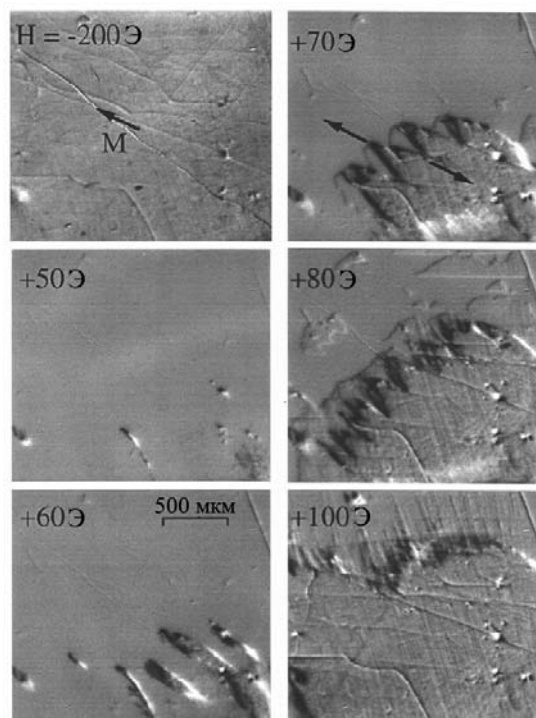


Рис.5.1.7. МО микрофотографии процесса перемагничивания многослойной структуры $[\text{Co}_{64}\text{Ni}_{31}\text{Cu}_5 \text{ 20\AA}/\text{Cu 10\AA}]_{200}$ полем в плоскости, ориентированным вдоль оси легкого намагничивания.

При увеличении поля можно наблюдать (верхний и средний снимки справа) появление тонких стенок, которые связаны с перемагничиванием одного или нескольких отдельных ФМ слоев. Кроме того, зарождение таких тонких стенок происходит и на дефектах образца (средний снимок справа).

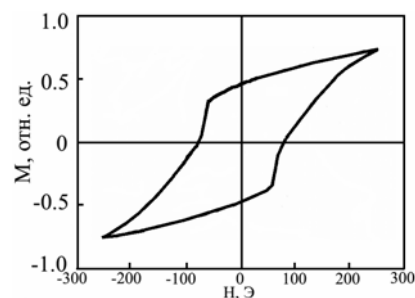


Рис.5.1.8. Петля гистерезиса АФМ сверхрешетки.

Область диска, вырезанная из центральной области сверхрешетки с практически однородным распределением слоев, показана на Рис.5.1.6(а) прямоугольником «2». На Рис.5.1.8 приведена петля гистерезиса этого участка, измеренная SQUID-магнетометром в плоскостном поле ± 250 Э, приложенном вдоль оси легкого намагничивания. Петля характеризуется резким изломом при $H = \pm 60$ Э и коэрцитивностью ~ 80 Э. Формирование легкого и трудного направлений намагничивания в образце обусловлено неоднородностью процесса электроосаждения сверхрешетки вдоль радиального и азимутального направлений на диске [393]. Стоит отметить, что из приведенной петли гистерезиса не следует однозначного ответа на вопрос об ориентации магнитных моментов в смежных слоях. При перемагничивании возможна реализация спин-флип или спин-флоп механизма, при котором эти моменты в доменах новой фазы могут быть ориентированы либо вдоль оси легкого намагничивания, либо перпендикулярно к ней, соответственно. Поэтому для простоты на всех рисунках в этой части параграфа в слоях с антипараллельной ориентацией векторов $\mathbf{M}_i$ их направления будут схематически обозначены вдоль оси анизотропии, поскольку оба механизма должны давать практически одинаковый контраст на МО изображениях ДГ. На приведенных ниже рисунках $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ — это суммарные намагниченности в нечетных и четных слоях, соответственно. Определение механизма и, соответственно, истинного распределения $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ при перемагничивании требует дополнительных исследований, описание которых будет представлено в следующей части.

Процесс перемагничивания образца приведен на Рис.5.1.9. Образец был сначала намагничен до насыщения положительным полем $H = +250\text{Э}$. При изменении поля до значения $H = -40\text{Э}$ эффективная намагниченность M образца все еще была ориентирована в исходном направлении, однако, при дальнейшем увеличении поля, как можно видеть на микрофотографии [Рис.5.1.9(а)], у верхнего края образца зародился и вырос новый домен. Еще один домен зародился в центре участка

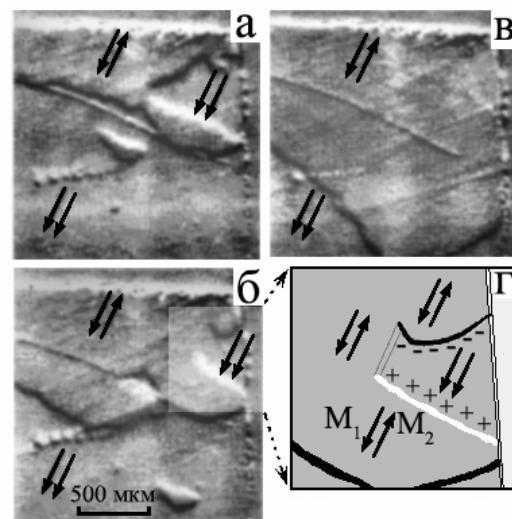


Рис.5.1.9. МО иллюстрации доменной структуры АФМ сверхрешетки в процессе перемагничивания полем (а) -57Э, (б) -60Э, (в) -63Э. (г) - схема распределения намагниченности в выделенном участке.

наблюдения. С увеличением отрицательного поля до $H = -60\text{Э}$ домены расширились и слились, покрывая большую область вниз от верхнего края пленки [Рис.5.1.9(б)]. В тоже время зародился другой новый домен [справа внизу на Рис.5.1.9(б)]. В поле, соответствующем резкому излому на гистерезисной кривой [$H = -63\text{Э}$, Рис.5.1.9(в)], регистрируемый участок образца за счет движения границ почти полностью перемагнитился. На Рис.5.1.9(г) схематично показана выделенная часть рисунка 5.1.9(б). Четко различимы три типа доменных стенок: заряженные как положительно, так и отрицательно, а также незаряженные стенки. В отличие от ферромагнитных образцов, в этой многослойной структуре доменные стенки всегда узкие, и интенсивность сигнала на их МО изображениях была намного ниже даже по сравнению с уширенными ДГ в ФМ сверхрешетке. После аннигиляции таких границ, никаких других стенок в перемагниченных областях не наблюдалось.

Для получения более четкого изображения ДГ из всех приведенных МО микрофотографий были вычтены фоновые изображения, полученные на образце, путем сложения и деления пополам интенсивностей двух МО изображений образца после его намагничивания до насыщения в противоположных направлениях в отсутствие ДГ. При этом изображения

доменных границ после процедуры вычитания полученного фона оказались более контрастными.

Важным характерным свойством поведения доменной стенки в данном материале является ее скачкообразное движение в течение некоторого

времени после приложения поля. В какие-то моменты времени индивидуальные ДГ, как было обнаружено, совершают скачки на существенные расстояния по сравнению с толщиной конкретной ДГ. Эти отдельные скачки Баркгаузена связаны с пиннингом ДГ на дефектах структуры сверхрешетки. В одних случаях эти скачки длятся в течении секунд, тогда как в других случаях прерывистое скачкообразное движение стенок может продолжаться несколько минут после приложения ступеньки магнитного поля. Расстояния, которые ДГ преодолевали скачками, были от единиц до сотен микрон в зависимости от величины поля и места на пленке.

На Рис.5.1.10 показаны микрофотографии образца, край которого почти перпендикулярен ориентации намагниченности. При $H = +250\text{Э}$ поля рассеяния на нем проявляются в виде узкой черной полоски. Когда поле уменьшалось до значения $H = -60\text{Э}$, наблюдалось зарождение доменов обратной намагниченности как с положительно, так и с отрицательно заряженными стенками. Как можно видеть на Рис.5.1.10, доменные стенки зарождаются около дефектов и на краю образца. Скачкообразное движение стенок проиллюстрировано на рисунках 5.1.10(б)-(г), где показана доменная структура при $H = -60\text{Э}$ через 1, 15 и 60 секунд, соответственно.

С увеличением поля противоположно заряженные стенки движутся навстречу друг другу, заметая весь образец и аннигилируя. Когда процесс перемещения ДГ завершался, МО контраст на нижнем краю образца становился очень слабым и практически исчезал [Рис.5.1.10(б)-(г)], что свидетельствовало о существенном ослаблении полей рассеяния на нем. Однако при дальнейшем

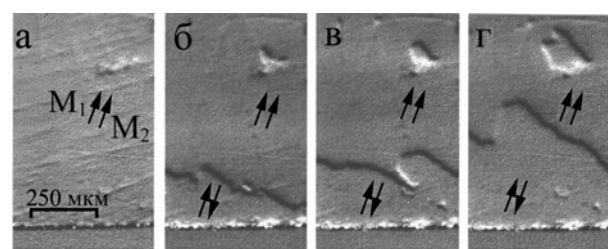


Рис.5.1.10. (а) исходная намагниченная полем $+200\text{Э}$ структура, (б - г) Дрейф доменных границ под действием поля -60Э через 1сек, 15сек и 60сек, соответственно.

увеличени поля этот контраст на краю образца вновь появлялся, постепенно усииваясь. При этом окраска этого участка образца была уже обратна первоначальной. Перемагничивание образца завершалось при $H \approx -350 \text{ Э}$.

Чтобы улучшить качество малоинтенсивных изображений ДГ в приведенном выше эксперименте, оно дополнительно переэконтрастировалось, в результате чего изображение края образца (внизу на Рис.5.1.10) сильно

искажалось. На Рис.5.1.11 приведена серия микрофотографий края образца без использования переэконтрастирования. Образец был намагничен в двух противоположных направлениях [Рис.5.1.11(а) и (в)] и сразу же после перемещения стенок [Рис.5.1.11(б)] в процессе перемагничивания.

Еще одной отличительной особенностью такого образца является необратимость смещения наблюдаемых ДГ при инвертировании внешнего магнитного поля. Приложение к образцу магнитного поля обратной полярности не приводило, в основном, к обратному смещению уже существующих ДГ даже тогда, когда величина этого поля превышала величину, необходимую для зарождения новых доменов. Они возникали опять на краю образца и перемещались в уже перемагниченной области. На заключительном этапе новые границы аннигилировали с малоподвижными или полностью неподвижными "старыми" стенками, приводя сверхрешетку в первоначальное состояние.

Эти экспериментальные результаты могут быть объяснены существующим между слоями АФМ обменным взаимодействием. В достаточно сильных полях начальное относительное антипараллельное расположение намагниченности в смежных магнитных слоях изменялось на параллельное. В результате сильные

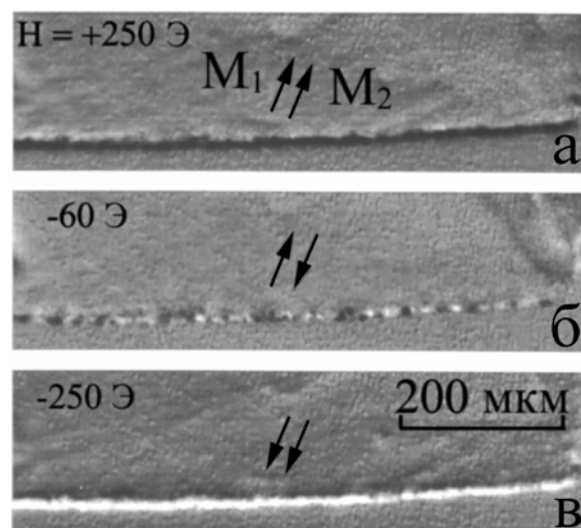


Рис.5.1.11. Изображения полей рассеяния на краю АФМ сверхрешетки при ее насыщении в противоположных направлениях (а) и (в) и в условиях промежуточного перемагничивания (б), как на Рис.5.1.10.

поля рассеяния наблюдались на краях образца, где поток магнитной индукции входил в образец или выходил из него. Когда поле выключалось, метастабильное магнитное состояние сохранялось. А зарождение доменов с антипараллельной ориентацией спинов в соседних слоях происходило лишь после приложения поля противоположной полярности, превышающего некоторое критическое значение (~ 60 Э). В результате поля рассеяния на перемангниченных краях образца исчезали и появлялись вновь, когда внешнее поле достигало достаточно большой величины, приводящей к полной переориентации вдоль поля всех спинов в смежных слоях и, как следствие, к их параллельному расположению.

При этом возможны два сценария перехода от параллельной к антипараллельной ориентации спинов в сопряженных ФМ слоях: либо через спин-флип, либо через спин-флоп процесс перемангничивания. Два возможных типа доменных структур в сверхрешетке в соответствии с МО наблюдениями показаны схематически на Рис.5.1.12. В насыщенном состоянии ($M = M_{SAT}$) все спины магнитных слоев ориентированы в одном направлении [Рис.5.1.12(а)]. Когда же поле изменяется до величины, при которой суммарная намагниченность находится между насыщенным состоянием и нулем, в чередующихся слоях начинают формироваться доменные границы [Рис.5.1.12(б),(г)], обуславливая выход потока магнитной индукции на поверхность образца. При завершении процесса перемангничивания слои оказываются попеременно намагниченными. В этом случае в образце формируется структура, подобная антиферромагнитной и $M = 0$ [Рис.5.1.12(в, д)].

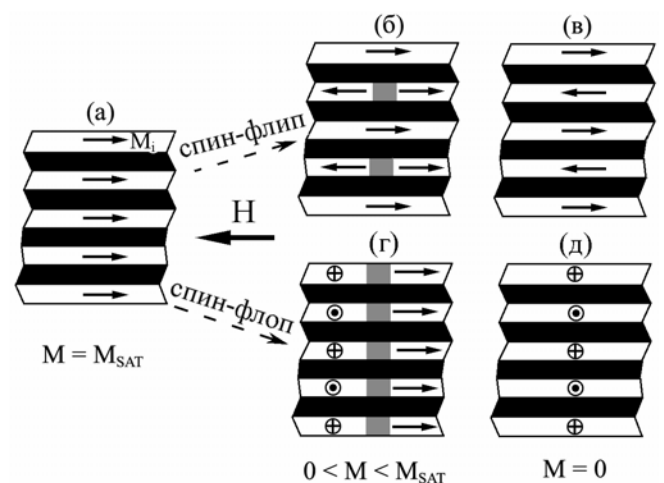


Рис.5.1.12. Схема процесса перемангничивания многослойной АФМ структуры. Образец в состоянии (а) насыщения, (в, д) основном и (б, г) промежуточном в процессе спин-флип или спин-флоп процесса.

Если спин-флип является доминирующим механизмом, то тогда намагниченности в обоих доменах ориентируются вдоль поля [Рис.5.1.12(б)]. Однако во вновь возникших доменах они ориентируются антипараллельно в смежных слоях. Ориентированные таким образом намагниченности в доменах, должны демонстрировать сильный МО контраст. Это обусловлено внутрислоевыми стенками типа head-to-head (или tail-to-tail), которые и обеспечивают сильные поля рассеяния. Низкий контраст на ДГ, лежащих параллельно намагниченности указывает на присутствие в каждом втором слое 180° -х стенок, типа стенок Нееля, которые обеспечивают минимальные ненаблюдаемые на приведенных экспериментах поля рассеяния.

В другом случае, в результате спин-флоп механизма намагниченность в новом домене оказывается направленной под углом 90° к намагниченности в соседних доменах [Рис.5.1.12(г)]. Намагниченности внутри таких доменов также имеют антипараллельную ориентацию между соседними слоями пленки, но в отличие от предыдущего случая, эти домены не вносят вклад в МО сигнал от ДГ. Их МО изображение будет возникать благодаря тому, что в исходных областях ориентация $\mathbf{M}_i$ всех слоев остается близкой к параллельной. В этом случае вдоль ДГ могут формироваться магнитные заряды, создаваемые нормальной к этой ДГ компонентой суммарной намагниченности в исходных доменах.

Как проиллюстрировано на рисунках 5.1.9 и 5.1.10, домены новой фазы зарождаются на краю образца и затем в процессе перемагничивания их стенки смещаются через весь образец. Однако проведенные с использованием МОИП исследования представленного образца не позволяют достоверно идентифицировать спин-флоп или спин-флип процессы, предсказанные Дени и др. [232, 327]. Поэтому для детального изучения механизма перемагничивания такой сверхрешетки был приготовлен и изучен образец со сквозным круглым отверстием.

в) Спин-переориентационные фазовые превращения в АФМ сверхрешетках.

Поведение доменов при перемагничивании и петли гистерезиса в многослойных структурах с антиферромагнитным и ферромагнитным обменным взаимодействием существенным образом отличаются.

Кинетика перемагничивания исследованной АФМ многослойной структуры существенно зависела от направления действия внешнего поля. Рис.5.1.13 иллюстрирует процесс перемагничивания такого образца и изменения полей рассеяния, возникающих вблизи проделанного сквозного отверстия. Сверхрешетка была предварительно намагничена до насыщения вдоль оси легкого намагничивания. Вначале, по мере уменьшения H до нуля, инвертирования его знака и последующего увеличения, наблюдалось только слабое уменьшение черно-белого контраста [Рис.5.1.13(б)]. При достижении полем некоторой критической величины возникновение доменов обнаруживалось, как правило, вблизи

краев образца и вокруг дефектов его структуры. На Рис.5.1.13(в) такие домены видны вблизи отверстия. Домены новой фазы выросли, обметая весь объем образца, в очень узком диапазоне значений поля. Рис.5.1.13(г) получен сразу же после завершения процессов смещения. На этой стадии перемагничивания практически исчезают поля рассеяния (они видны лишь вблизи дефектов, где, очевидно, нарушены условия для существования антиферромагнитных обменных взаимодействий). Этот факт является важным аргументом в пользу того, что в исследуемой многослойной пленке

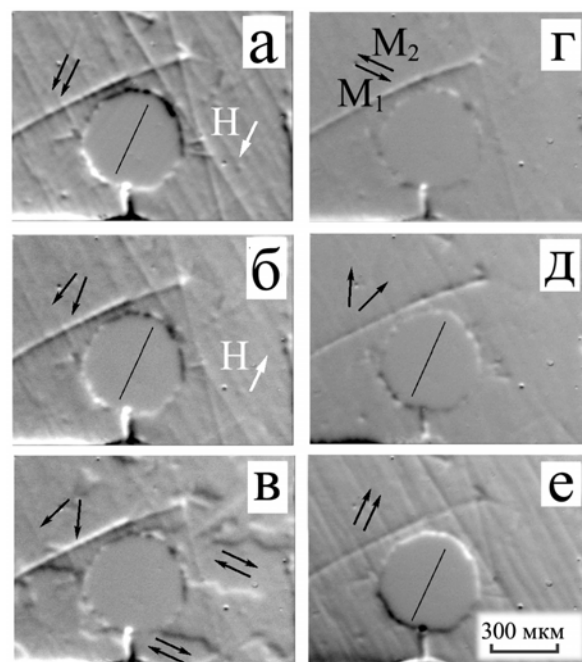


Рис.5.1.13. МО изображение полей рассеяния, возникающих вблизи краев отверстия в многослойной пленке при ее перемагничивании вдоль направления легкой оси. (а) $H = +210\text{Э}$, (б) -42 , (в) -55 , (г) -63 , (д) -105 , (е) -210 . Стрелками указаны направления намагниченностей в подрешетках. Тонкие линии обозначают ось симметрии изображения отверстия.

действуют антиферромагнитные обменные взаимодействия между магнитными слоями, поскольку в ферромагнитном образце после полного завершения процессов смещения доменных границ формируется однодоменное, а не размагниченное состояние.

При дальнейшем увеличении H магнитооптический контраст изображения отверстия возникает вновь и усиливается. Однако окраска краев меняется на противоположную. Положение оси его симметрии остается прежним. Это указывает на то, что появляющийся суммарный магнитный момент ориентирован в направлении, противоположном исходному. Очевидно, что он возникает и растет с полем за счет одновременного разворота спинов в обеих подрешетках к направлению действия H [Рис.5.1.13(д)]. Это свидетельствует и о том, что за счет процессов рождения и роста доменов происходил неоднородный спин-переориентационный фазовый переход (СПФП) типа спин-флоп [232]. Направления намагниченностей в подрешетках в образующейся при этом коллинеарной фазе показаны на рисунках 5.1.13(в) и 5.1.13(г) антипараллельными стрелками.

Таким образом, при уменьшении внешнего поля от насыщающих значений параллельность намагниченностей в подрешетках нарушается, начинает формироваться угловая фаза. При дальнейшем понижении H угол между спинами в соседних слоях растет. Этот процесс продолжается даже после инвертирования знака внешнего поля и его дальнейшего увеличения вплоть до некоторой критической величины, при которой зарождается и начинает расти за счет движения доменных границ новая коллинеарная фаза [Рис.5.1.13(в)]. Антипараллельное расположение спинов в подрешетках [Рис.5.1.13(г)] реализуется в узком диапазоне H неоднородным СПФП типа спин-флоп. При дальнейшем росте H угловая фаза образуется вновь. Угол между намагниченностями в подрешетках начинает уменьшаться от 180° до нуля, когда спины в состоянии насыщения в каждом слое ориентируются вдоль H .

При отклонении H от оси легкого намагничивания на малые углы ($\leq 5^\circ$) характер ориентационных фазовых превращений качественно изменяется.

Рис.5.1.14 демонстрирует характер изменения полей рассеяния вблизи отверстия в процессе перемагничивания образца в направлении, не совпадающем с легкой осью [оно противоположно ориентации стрелок на Рис.5.1.14(а)]. На первом этапе вплоть до начала процессов зарождения и смещения доменных границ картина подобна описанной выше. Возникновение доменов новой фазы вблизи отверстия зафиксировано на Рис.5.1.14(б). Однако после завершения процессов смещения обнаруживается, что ось симметрии изображения отверстия не

сохранила свою ориентацию (как это было на Рис.5.1.13), а повернулась относительно исходной почти на 70° [Рис.5.1.14(в)]. Это означает, что в образовавшейся фазе появилась компонента суммарного магнитного момента, перпендикулярная исходной. Кроме того, черно-белый контраст на краях отверстия на Рис.5.1.14 (в) значительно слабее по сравнению с исходным [Рис.5.1.14(а)]. Эти данные указывают на то, что в результате неоднородного СПФП, произошедшего за счет процессов формирования и смещения доменных стенок, образуется несимметричная по отношению к направлению **H** угловая фаза [показано расположением стрелок на Рис.5.1.14(в)]. Подобные несимметричные фазы в АФМ сверхрешетках предсказывались теоретически для случая их перемагничивания за счет однородного вращения спинов [232].

По мере дальнейшего роста **H** происходит усиление интенсивности полей рассеяния и разворот оси симметрии изображения отверстия к направлению внешнего поля [Рис.5.1.14(г)]. На этой стадии намагничивания происходит одновременно увеличение угла между спинами в подрешетках и совместный их разворот таким образом, что биссектриса угла между ними приближается к направлению **H**. В насыщенном состоянии [Рис.5.1.14(д)] ось симметрии

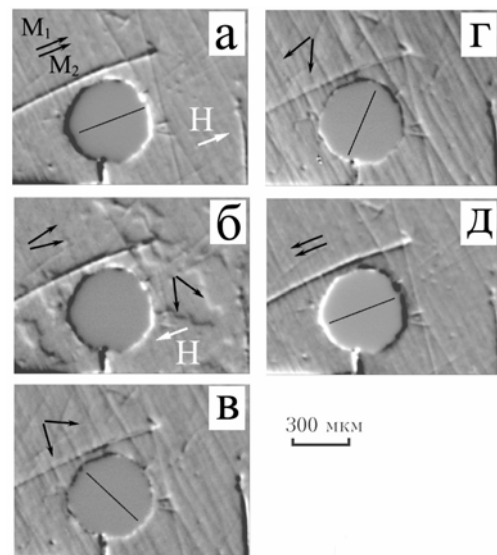


Рис.5.1.14. МО изображения полей рассеяния на разных этапах перемагничивания пленки в направлении, совпадающем с ориентацией стрелок на рис.(д). (а) $H = +210$ Э, (б) -72 , (в) -134 , (г) -147 , (д) -210

изображения отверстия совпадает с исходной [Рис.5.1.14(а)], а обе подрешетки намагничены в противоположном направлении.

При действии поля вдоль трудного (перпендикулярного легкому) направления намагничивания положение оси симметрии изображения отверстия не изменялось, происходило только постепенное изменение черно-белого контраста на бело-черный. Образование и рост крупномасштабных доменов, подобных описанным выше, не обнаруживалось. В этом случае происходило только монотонное вращение спинов, обеспечивавшее изменение угла между намагниченностями подрешеток от 0 до 360°.

Приведенный спин-переориентационный фазовый переход подтверждается векторными петлями гистерезиса, измеренными с помощью векторного вибромагнитометра как для продольной (M_x), так и для поперечной (M_y) компонент намагниченности (Рис.5.1.15). На Рис.5.1.15(а) H направлено вдоль оси легкого намагничивания. Переориентация спинов в этом направлении приводит к очень малой величине M_y . Направление поля на Рис.5.1.15(б) составляет +45° с легкой осью. Видно, что в сигнале M_y на Рис.5.1.15(б) появился большой скачок, который в ферромагнитном материале присутствовать не должен. На 5.1.15(в) поле было повернуто приблизительно на -60° от оси легкого намагничивания, чтобы придать M_y противоположное направление. Видно, что и в этом случае присутствует большая компонента M_y . Увеличение перпендикулярных компонент в диапазоне полей $H \pm(200 \div 700) \text{ Э}$ является результатом процессов вращения намагниченности в доменах, что следует из векторного анализа распределения намагниченностей в подрешетках.

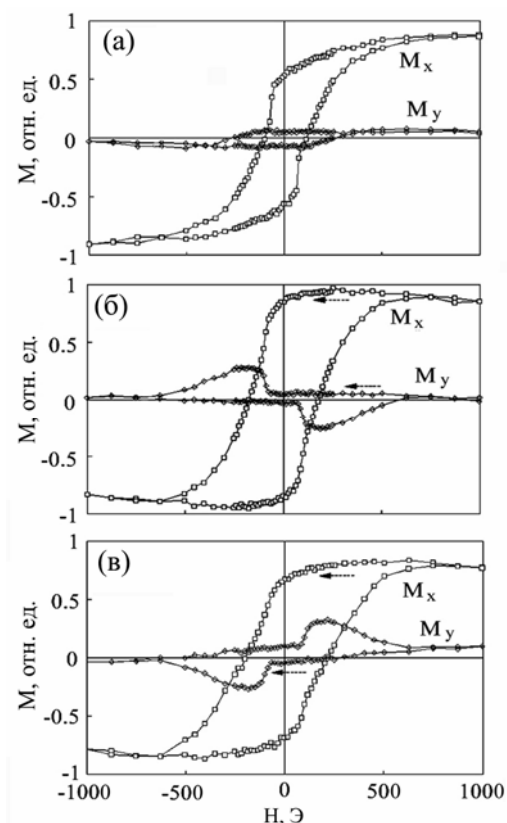


Рис.5.1.15. Продольная (x) и поперечная (y) компоненты петли гистерезиса АФМ сверхрешетки, измеренные вдоль ее наведенной оси анизотропии (а) и при отклонении от этой оси на 45° по часовой стрелки (б) и 60° против (в). Некоторое увеличение наклона на M_y - артефакт.

Относительные ориентации магнитных моментов в обеих подрешетках, M_1 и M_2 , представленные схематически стрелками на Рис.5.1.16, определялись из анализа M_x и M_y на петлях гистерезиса из предположения, что $|M_1|$ и $|M_2|$ равны и постоянны. Средними стрелками показана суммарная намагниченность

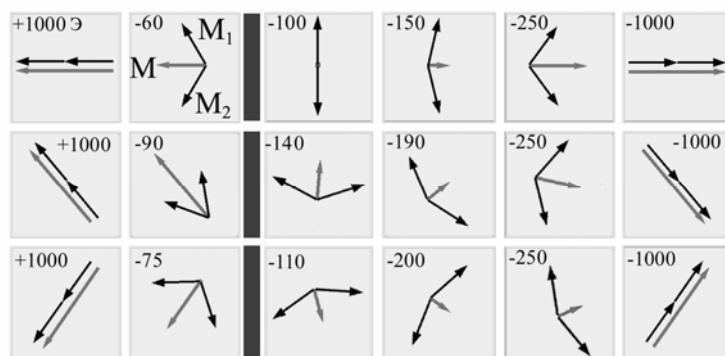


Рис.5.1.16. Ориентация суммарной намагниченности M , и в смежных слоях (M_1 и M_2), рассчитанные из значений продольной и перпендикулярной компонент намагниченности, измеренных при разных полях. Верхний ряд соответствует Рис.5.1.15(а), средний – (б) и нижний – (в). Вертикальная черная полоса отвечает области полей, в которой происходит зарождение и смещение ДГ.

M . Интервалы внешнего магнитного поля, где происходило формирование и распространение доменных границ, были определены с помощью МОИП и отмечены вертикальными черными полосами на Рис.5.1.16. Видно, что характер изменений относительных ориентаций M между слоями, полученный с помощью векторного вибромагнитометра и метода МОИП, полностью совпадает.

Таким образом, установлено, что процесс перемагничивания имеет сложный комбинированный характер, включающий в себя как неколлинеарный спин-флоп процесс, так и ранее непредсказывавшийся необычный спин-флип процесс с образованием ДГ.

г) ГМС и элементарные акты перемагничивания в сверхрешетках.

Более детально влияние механизма перемагничивания сверхрешеток на эффект ГМС было изучено на сверхрешетках $[\text{Co}(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})]_{200}$. Эти структуры были выращены методом электроосаждения на подложке Si(001) с буферным слоем Cu(200\AA) [394]. Толщина медных прослоек варьировалась от 5 до 40\AA.

Зависимость магниторезистивного (MP) отношения $\Delta R/R$ многослойной структуры от толщины межслоевой меди показана на Рис.5.1.17. В отличие от напыленных таких же сверхрешеток Co/Cu, в этих никаких пиков ГМС при

толщинах меди, соответствующих ожидаемым максимумам для межслоевого АФМ обмена, не наблюдалось. Зависимость $\Delta R/R$ от t_{Cu} была монотонно возрастающей вплоть до $t_{Cu} \approx 40 \text{ \AA}$. Вставка на Рис.5.1.17 показывает типичную кривую ГМС для образца $t_{Cu} \approx 30 \text{ \AA}$.

Все образцы, как было обнаружено, демонстрировали плоскостную двухосную магнитную анизотропию с легкими осями, ориентированными вдоль $[110]$ и $[\bar{1}10]$ направлений [394]. Однако сверхрешетки с тонкими и толстыми медными прослойками демонстрировали разные гистерезисные свойства. Например, петля гистерезиса образца с толщиной слоя меди $t_{Cu} \approx 8 \text{ \AA}$ была совершенной прямоугольной формы с коэрцитивной силой $\sim 27 \text{ Э}$. Образец, имеющий более толстую медную прослойку $t_{Cu} \approx 30 \text{ \AA}$, обладал слегка уменьшенной остаточной намагниченностью и его коэрцитивная сила была $\sim 200 \text{ Э}$. Стоит отметить, что величина ГМС зависела обратно пропорционально от остаточной намагниченности. Та же самая зависимость была обнаружена и для сверхрешеток, нанесенных напылением [395].

На Рис.5.1.18 показаны МО изображения при перемагничивании образца $[\text{Co}(16 \text{ \AA})/\text{Cu}(8 \text{ \AA})]_{200}$ вдоль оси легкого намагничивания. Этот образец, не демонстрировал ГМС. Края образца были параллельны направлениям $[100]$ и $[010]$, тогда как легкие оси лежали вдоль направлений

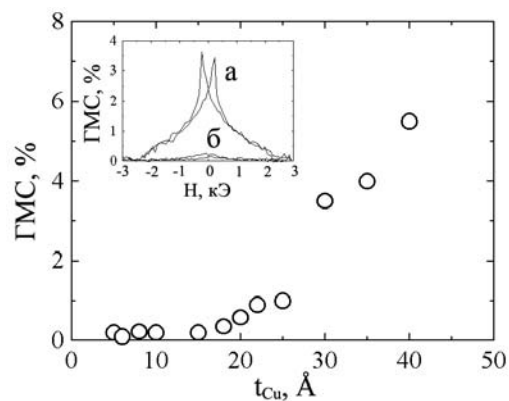


Рис.5.1.17. Зависимость величины гигантского магнитосопротивления от толщины немагнитной медной прослойки в многослойной структуре Co/Cu, выращенной на подложке Si(100). $\Delta R/R = (R_{max} - R_{sat})/R_{sat}$. На вставке представлены магниторезистивные кривые для структур Co/Cu с $t_{Cu} = 30 \text{ \AA}$ (a) и $t_{Cu} = 8 \text{ \AA}$ (б)

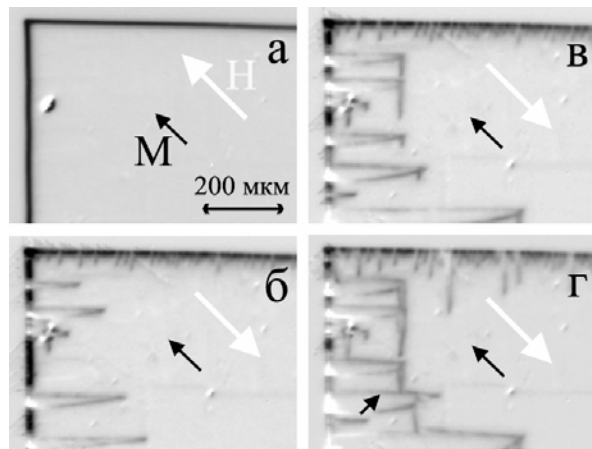


Рис.5.1.18. МО изображения, иллюстрирующие процесс перемагничивания Co/Cu сверхрешетки вдоль оси легкого перемагничивания $[110]$. $t_{Cu} = 8 \text{ \AA}$, (a) $H = 171 \text{ Э}$, (б) -16.8 , (в) -19.6 и (г) -23.7

$\langle 110 \rangle$. Сначала, образец был намагничен до насыщения вдоль легкой оси, а затем приложенное поле было инвертировано [Рис.5.1.18(б)-(г)]. Клинообразные домены зарождались на краях пленки благодаря краевым магнитостатическим полям и быстро распространялись через весь образец. Стоит отметить, что вторичные клинообразные домены с перпендикулярной ориентацией клиньев возникали на остриях предыдущих клиньев вероятно из-за концентрации полей рассеяния на них. После прохождения через образец доменных границ в нем происходил доворот спинов к направлению поля.

Напротив, образцы, в которых наблюдалось магнитосопротивление достаточной величины, демонстрировали полностью отличное поведение доменов при перемагничивании. На Рис.5.1.19 показаны МО изображения образца $[\text{Co}(16\text{\AA})/\text{Cu}(30\text{\AA})]_{200}$ в процессе перемагничивания вдоль его оси легкого намагничивания. Набор изображений на Рис.5.1.19 получен на частной петле гистерезиса. В основном, как и в предыдущем случае, процесс перемагничивания вдоль легкой оси происходил за счет зарождения и движения ДГ. Однако теперь формирование новых доменов начинается с образования зигзагообразной доменной стенки (далее называемой ДГ-I) на краю образца, ориентированного вдоль $[100]$, как показано на Рис.5.1.19(а). Клинья стенки направлены вдоль $[010]$ оси. С увеличением поля новая доменная стенка с клиньями, параллельными $[100]$ оси (обозначаем эту стену как ДГ-II), зарождается около ориентированного вдоль $[010]$ края и пробегает внутрь образца [Рис.5.1.19(б)].

На рисунках 5.1.19(в)-(е) проиллюстрировано необычное явление взаимного проникновения этих доменных стенок. На Рис.5.1.19(в) показана конфигурация домена после достижения полем -180Э и затем его инверсии и увеличения до 113Э . Это приводит к зарождению и распространению новой (светлой) ДГ, которая, как оказывается, подобна ДГ-I. Эта новая доменная стенка пробегает через ДГ-II [Рис.5.1.19(г)], чтобы аннигилировать с ДГ-I [Рис.5.1.19(е)]. ДГ-II аннигилирует с подобной себе стенкой, как это показано на Рис.5.1.19(д).

Такое, не предсказывавшееся ранее, поведение ДГ может быть понято в терминах специфических ДГ-I и ДГ-II, связанных с различными слоями композиционной сверхрешетки. Есть несколько возможностей объяснения происхождения стенки, проходящей сквозь многослойную структуру. Так, обе ДГ-I и ДГ-II, могли состоять из многих доменных стенок, локализованных в чередующихся слоях.

Например, стенки, лежащие в нечетных слоях могли сформировать ДГ-I, в то время как стенки, занимающие четные слои, собираются в ДГ-II. Другой

вариант - магнитные моменты в большом количестве последовательных слоев могли кооперироваться, формируя неоднородное распределение спинов и переманичиваясь, подобно тому, как это наблюдалось бы в двухслойных структурах, трехслойных, и т.д. Стоит отметить, что ориентация клиньев ДГ-I и ДГ-II, так же как и изменения магнитооптического контраста на краю образца и дефектах, позволяет примерно определить ориентацию намагничивания в различных слоях. Слабое изменение контраста на краях образца указывает на то, что описанный выше процесс переманичивания связан с частичным переманичиванием вдоль толщины многослойной структуры. В этой связи необходимо подчеркнуть, что в этой сверхрешетке появляются неколлинеарные спиновые конфигурации, и поведение доменных стенок контролируются спиновыми ориентационными фазовыми переходами в ней. Таким образом, можно заключить, что именно неколлинеарные ориентации спинов ответственны за явление ГМС, наблюдаемое в сверхрешетках с более толстыми медными прослойками.

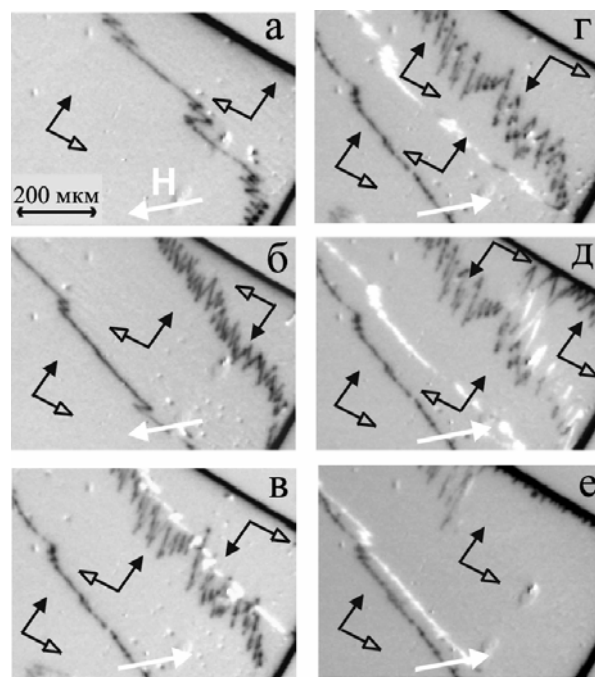


Рис.5.1.19. МО изображения, иллюстрирующие процесс переманичивания Co/Cu сверхрешетки вдоль оси легкого переманичивания $[110]$. $t_{Cu} = 30 \text{ \AA}$, (a) $H = -112 \text{ Э}$, (б) -160 , (в) 113 , (г) 124 , (д) 139 и (е) 157 .

Заключение.

Таким образом, прямое экспериментальное изучение процессов перемагничивания позволило впервые проследить за относительной ориентацией спинов в подрешетках ферромагнитной и антиферромагнитной сверхрешеток на всех стадиях их перемагничивания. Исследованы два типа многослойных тонкопленочных гетерофазных пленок $[\text{Co}_{64}\text{Ni}_{31}\text{Cu}_5(20\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})]_{200}$ и $[\text{Co}(16\text{\AA})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})]_{200}$ выращенных методом электроосаждения на монокристаллических подложках Cu и Si, соответственно. Показано, что поведение доменной структуры сверхрешеток коренным образом зависит от толщины немагнитных медных прослоек t_{Cu} , что обусловлено изменением характера межслоевого обменного взаимодействия. Это влечет за собой кардинальное изменение величины ГМС.

Представленные результаты показали, что в многослойной системе CoNiCu/Cu значительную роль в процессе перемагничивания играют доменные стенки типа head-to-head и tail-to-tail. В случаях, когда толщина слоя Cu приводит к преобладающему ферромагнитному обмену между слоями, намагниченности в смежных слоях ориентируются параллельно, и ДГ разделяют области с противоположно направленными намагниченностями. Тонкая структура ДГ на изображениях образца выявляет неоднородное распространение доменных границ в индивидуальных слоях или группах слоев. В случаях, когда между слоями преобладает антиферромагнитный обмен, параллельная ориентация намагниченностей, индуцируемая большим полем, поддерживается вплоть до приложения поля критической величины противоположного направления, необходимого для зарождения доменных стенок. Эти стенки отделяют области с параллельной ориентацией намагниченности в смежных слоях от областей с антипараллельной ориентацией. Такие ДГ, наблюдаемые в режиме реального времени, демонстрируют «крип». Область сверхрешетки, заметаемая этими границами, оказывается размагниченной. Дальнейшее перемагничивание происходит без видимого формирования доменных границ.

С помощью анализа доменных структур, визуализированных методом МОИП, и данных векторного вибромагнитометра в сверхрешетках CoNiCu/Cu с антиферромагнитным типом межслоевого обменного взаимодействия были выявлены и изучены спин-переориентационные фазовые переходы и последовательная эволюция распределения намагниченности в изменяющемся магнитном поле. Показано, что в зависимости от величины и направления поля различные коллинеарные, скошенные симметричные и несимметричные фазы могут реализовываться неоднородным спин-флоп процессом благодаря зарождению и смещению межфазных стенок. Необходимо отметить, что структура таких стенок существенно отличается от классических ферромагнитных доменных границ.

С использованием метода МОИП в сверхрешетках Co/Cu была исследована корреляция между величиной гигантского магнитосопротивления и микромеханизмами их перемагничивания для различных толщин медных прослоек. Сверхрешетки с исчезающим ГМС показывают кооперативное поведение спинов подобное тому, которое проявляется в тонких ферромагнитных пленках с плоскостной двухосной анизотропией. Напротив, сверхрешетки с существенным ГМС демонстрируют частично связанные спиновые неколлинеарные конфигурации, которые ответственны за наблюдаемое явление.

Таким образом, в данном параграфе было установлено, что в гетерофазных тонкопленочных сверхрешетках с ферромагнитным обменным взаимодействием между слоями процессы перемагничивания аналогичны процессам перемагничивания в совокупности тонких монокристаллических пленок и не приводят к появлению эффекта гигантского магнитосопротивления. Напротив, в таких же сверхрешетках с антиферромагнитным обменным взаимодействием всегда формируются доменные структуры с неколлинеарными спиновыми конфигурациями, ответственными за наблюдаемое явление ГМС.

§5.2 Формирование неоднородного магнитного состояния в спиновых вентильях и его влияние на гигантское магнитосопротивление.

Как было показано в предыдущем параграфе, отличительной особенностью многослойных структур, состоящих из большого количества очень тонких ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными металлическими прослойками, является эквивалентность их отклика на внешние магнитные поля, что обуславливает появление специфических неколлинеарных спиновых конфигураций и доменных границ. Закрепление магнитного момента какого-либо из слоев в такой нанокompозитной гетерофазной структуре неизбежно должно привести к изменению микромеханизма ее перемангничивания и, соответственно, к изменению ее магнитотранспортных свойств. Такие искусственные магнитные материалы были реализованы в так называемых спиновых вентильях, в которых имелся тонкий ферромагнитный слой, отделенный тонкой немагнитной проводящей прослойкой от одного (несимметричный спиновый вентиль) или двух (симметричный спиновый вентиль) ферромагнитных слоев, магнитный момент в которых был закреплен обменным взаимодействием с АФМ слоем. При этом магнитные и магнитотранспортные свойства таких слоистых спин-вентильных структур (СВС) должны зависеть от таких факторов, как материал слоев, порядок и условия нанесения этих слоев, температура отжига образцов и многих других. В этом параграфе исследованы процессы перемангничивания таких структур, в зависимости от типа как ферромагнитных (Co и NiFe), так и закрепляющих антиферромагнитных (диэлектрические NiO и проводящие IrMn) слоев, и влияние этих процессов на эффект ГМС.

а) Симметричная спин-вентильная структура.

Наиболее перспективной для практического применения, и потому наиболее часто используемой, и исследуемой является симметричная СВС. На Рис.5.2.1 схематически представлено поперечное сечение такого образца СВС. В этой

структуре центральный слой пермаллоя (свободный слой) должен легко переключаться внешним магнитным полем, тогда как намагниченности двух внешних слоев кобальта закреплены обменным взаимодействием со слоями NiO и должны переключаться в более высоких H .

Используемый для приготовления спиновых вентилей нижний слой NiO представлял собой 500-ангстремную поликристаллическую пленку, напыленную на предварительно окисленную на воздухе подложку кремния. Металлические пленки были нанесены при комнатной температуре T_{RT} магнетронным распылением в среде аргона при давлении 2 мТорр в системе с исходным давлением 1×10^{-8} Торр. Верхний слой NiO был нанесен напылением Ni при наличии в камере смеси Ar/O_2 в соотношении 85/15.

Макроскопические магнитные характеристики СВС были получены с помощью SQUID-магнитометра, микроскопические - с помощью метода МОИП. Измерения магнитосопротивления были выполнены по четырехточечной методике в плоскостном поле, параллельном оси легкого намагничивания, вдоль которой пропусклся ток. Все эксперименты были выполнены при комнатной температуре.

На Рис.5.2.2 приведена петля гистерезиса симметричной СВС. Как можно видеть, существуют два критических значения поля: первое [$H = \sim(10 \div 20) \text{ Э}$] характеризует переключение слоя пермаллоя в центре структуры, второе – переключение внешних слоев кобальта (около 900 Э). Данные по магнитосопротивлению, показанные на Рис.5.2.3(а), соответствуют измерениям магнитной петли гистерезиса. На Рис.5.2.3(б) представлена магниторезистивная

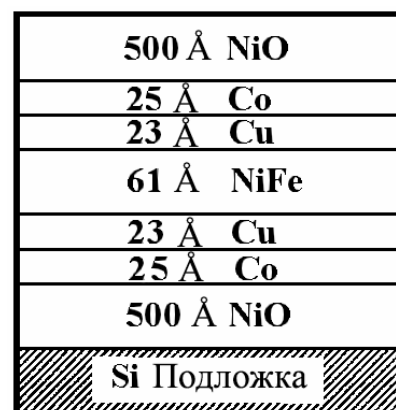


Рис.5.2.1 Схема поперечного сечения симметричной спин-вентильной структуры

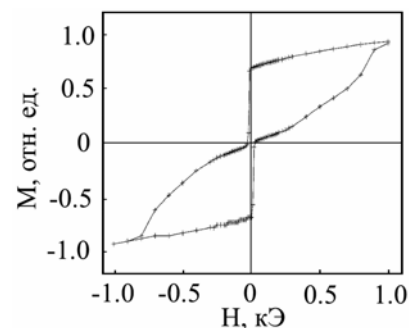


Рис.5.2.2. Петля гистерезиса симметричной СВС

петля, измеренная в низких полях. Перед этими низко-полевыми измерениями спиновый вентиль намагничивался до насыщения вдоль легкой оси положительным полем. Центр этой петли гистерезиса смещен примерно на 5Э относительно нуля вдоль оси магнитного поля полем обменного взаимодействия, которое существует между слоями пермаллоя и кобальта через немагнитную прослойку Cu. Из чего можно заключить, что существует слабый ферромагнитный обмен между магнитными слоями в этой спин-вентильной структуре.

На Рис.5.2.4 представлены МОИП изображения одного из участков изучаемой спин-вентильной структуры в процессе ее перемагничивания. Этот процесс был типичен для всех образцов с симметричной СВС. Распределения намагниченности, приведенные на серии снимков на этом рисунке, соответствуют значениям $\Delta R/R$ на низко-полевой петле гистерезиса, отмеченным теми же буквами на Рис.5.2.3(б).

На Рис.5.2.4(а) эта структура намагничена до насыщения в направлении, обозначенном, как +Н. В этом состоянии вектора намагниченности во всех трех магнитных слоях параллельны. Почти вертикальная белая полоска указывает на то, что поле размагничивания на краю образца направлено из плоскости изображения, т.е. перпендикулярно поверхности образца. После выключения поля намагниченное состояние образца сохранялось. Это состояние соответствует приведенной на Рис.5.2.3(б) точке магниторезистивной петли, отмеченной буквой «а».

При приложении небольшого обратного поля начинается процесс перемагничивания. Этот процесс соответствует точкам «б» и «в» на Рис.5.2.3(б) и проиллюстрирован на Рис.5.2.4(б) и 5.2.4(в). В этих условиях неоднородная МО картина отражает неоднородное перемагничивание слоя пермаллоя,

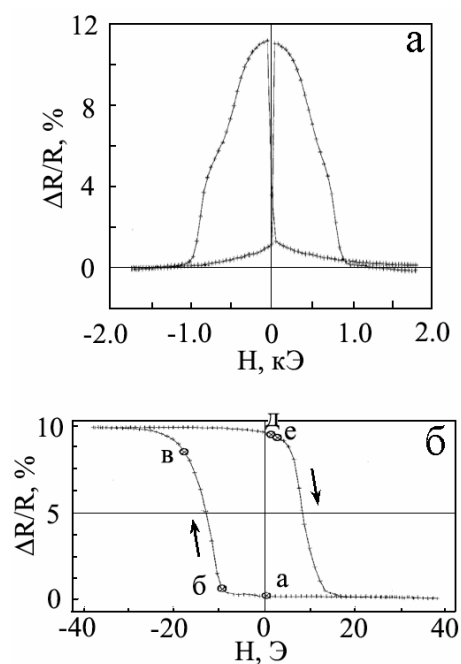


Рис.5.2.3. Магниторезистивные петли гистерезиса спинового вентиль в высоких (а) и низких (б) полях.

поскольку, как предполагается, оба слоя Со связаны обменным взаимодействием с антиферромагнитными слоями NiO и перемагничиваются в более высоких полях. При дальнейшем увеличении магнитного поля почти полное исчезновение МО контраста [Рис.5.2.4(г)] соответствует завершению первой стадии переключения СВС. Последнее обстоятельство подтверждает факт переключения слабым полем лишь слоя Ру, поскольку такой крайне слабый контраст на краю образца обусловлен очень малой величиной магнитостатического поля, создаваемого как слоем Ру, так и слоем Со. А так как удельные намагниченности на единицу площади пленки Ру, с одной стороны, и двух пленок Со, с другой, близки по величине, и, как показано на Рис.5.2.4(а)-

(г), перемагничивание на первом этапе приводит к однородному распределению средней намагниченности в плоскости образца, то очевидно, что намагниченность пермаллоя стала антипараллельна намагниченностям в слоях кобальта. Таким образом, магниторезистивная петля, представленная на Рис.5.2.3(б), соответствует переключению лишь пермаллового слоя.

После уменьшения приложенного поля до нуля, его инвертировании и увеличении до небольших положительных значений [т.е. следуя по верхней части частной петли на Рис.5.2.3(б)] в слое Ру наблюдались процессы преобразования доменной структуры, схожие с процессами при перемагничивании в противоположном направлении. Фрагменты доменной

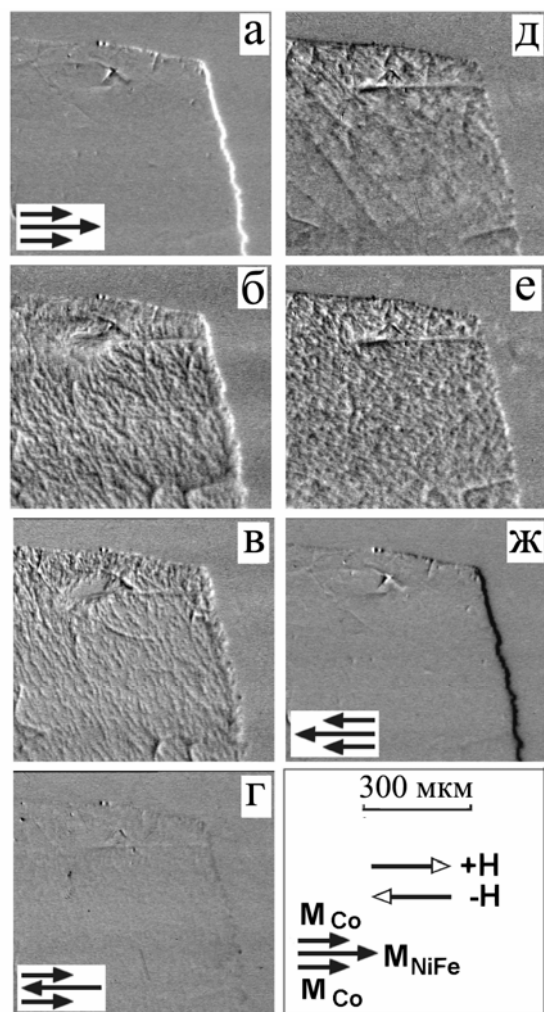


Рис.5.2.4. МО изображения, демонстрирующие последовательность перемагничивания участка симметричной СВС. (а) $H = 0$ Э после приложения поля $+800$ Э, (б) -10 , (в) -18 , (г) -55 , (д) $+1$, (е) $+3$ и (ж) 0 Э после $H = -800$ Э.

структуры представлены на рисунках 5.2.4(д) и (е). Они соответствуют точкам «д» и «е» на асимметричной магниторезистивной петле на Рис.5.2.3(б). На Рис.5.2.4(ж) показано МО изображение спинового вентиля, намагниченного до насыщения вдоль направления действия отрицательного магнитного поля. При этом цвет на краю СВС изменяется на черный, указывая на переключение **М** в кобальтовых слоях к направлению поля. Величина поля перемагничивания кобальтовых слоев отличается от величины поля перемагничивания среднего пермаллового слоя и соответствует второй стадии переключения СВС, показанной на Рис.5.2.2. Характер последовательного изменения контраста на краю образца свидетельствует о неоднородном процессе перемагничивания слоев кобальта. Кроме того, из МО наблюдений можно заключить, что этот процесс происходит при разных значениях магнитного поля для верхнего и нижнего слоев. Однако собственно процесс перемагничивания внутри пленок кобальта не наблюдался. Также стоит отметить, что если перемагничивание стартует из состояния, показанного на Рис.5.2.4(ж), то асимметрия магниторезистивной петли и процесса перемагничивания в слабом поле реверсируются.

Таким образом, в отличие от перемагничивания электрохимически осажденных сверхрешеток CoNiCu/Cu (§ 5.1), при котором происходит зарождение доменных границ и их движение на значительные расстояния, перемагничивание пермаллового слоя в изучаемом симметричном спиновом вентиле происходит за счет существенно неоднородного процесса некогерентного вращения намагниченности. Ясно, что переключение симметричного спинового вентиля на первой стадии перемагничивания определяется коэрцитивностью центрального слоя и обменным взаимодействием между обменно закрепленными и свободным слоями. Параллельная ориентация векторов намагниченности ФМ слоев обусловлена как RKKY косвенным обменным взаимодействием между слоями, так и магнитостатическим взаимодействием на интерфейсе через зазор Cu . Происхождение магнитостатического механизма упорядочения

намагниченностей слоев может быть понято в терминах «orange-peel» [396] или «pinhole» [397] моделей. В первом случае взаимодействие возникает из-за шероховатости поверхности пленки, тогда как в последнем случае связь между магнитными слоями определяется взаимодействием через локальные тонкие магнитные мостики, которые соединяют эти слои. В обоих случаях локальный ферромагнитный обмен будет меняться от точки к точке вдоль плоскости пленки. Очевидно, что в тонких магнитных пленках, толщина которых соизмерима с величиной поверхностной шероховатости, магнитостатическое взаимодействие между верхней и нижней поверхностями будет стремиться формировать неоднородное внутреннее магнитное поле. Эти концепции могут дать объяснение неоднородной намагниченности, наблюдаемой в эксперименте. Дополнительный вклад в такое поведение может вносить поликристаллическая структура пермаллового слоя.

Таким образом, намагниченности в смежных магнитных слоях в состоянии с низким значением магнитосопротивления параллельны, тогда как с высоким $\Delta R/R$ – антипараллельны. Изменения величин $\Delta R/R$ происходят в тех же магнитных полях, что и переключения пермаллового или кобальтового слоев.

б) Несимметричная спин-вентильная структура.

Для более детального изучения процессов перемангничивания свободного и закрепленного ФМ слоев была экспериментально изучена несимметричная СВС. Для этого в одних и тех же условиях (в тех же, что и при изготовлении симметричной СВС, представленной в § 5.2 а) были приготовлены образцы трех типов: собственно СВС и два образца с одним ФМ слоем, в одном из которых отсутствовал свободный ФМ слой, а в другом - закрепленный ФМ слой. Их структуры схематично представлены на Рис.5.2.6, 5.2.8 и 5.2.9. Первый исследованный образец, показанный на Рис.5.2.6, является несимметричным спиновым вентилем с ГМС с нижним, нанесенным на подложку, слоем антиферромагнетика и со структурой Si/NiO/Co/Cu/Co/Ta.

Анализ распределения намагниченности и процессов перемангничивания этих образцов был проведен исходя из данных магнитооптической визуализации полей рассеяния на их краях и неоднородностях доменной структуры.

Петля гистерезиса спиновое вентиля (Рис.5.2.5) измерена с помощью сверхпроводящего квантового интерферометра. Очевидно, что и в этом случае существуют два критических поля. Первое соответствует переключению верхнего, незакрепленного слоя кобальта, происходящего в диапазоне $(60 \div 90)$ Э, а второе - переключению нижнего, закрепленного слоя кобальта, происходящего в диапазоне $(500 \div 800)$ Э.

Набор МО изображений на Рис.5.2.6 иллюстрирует процесс перемангничивания несимметричного спиновое вентиля. Сначала образец был намагничен до насыщения полем -800 Э. После уменьшения поля до нуля образец имел МО портрет, представленный на левом верхнем снимке. Как можно видеть, образец намагничен в плоскости вдоль направления практически параллельного верхнему краю. Сконцентрированные вдоль вертикального края образца магнитные заряды создают поля рассеяния, которые формируют темную полосу в левой области изображения. Светлые области соответствуют полям рассеяния противоположного знака. На снимке видны черно-белые изображения царапин и возникающая рябь намагниченности. Когда поле было изменено до величины приблизительно 65 Э (средний снимок

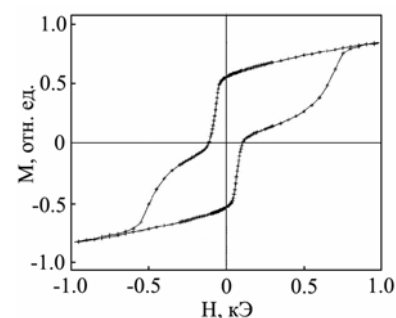


Рис.5.2.5. Петля гистерезиса несимметричной СВС

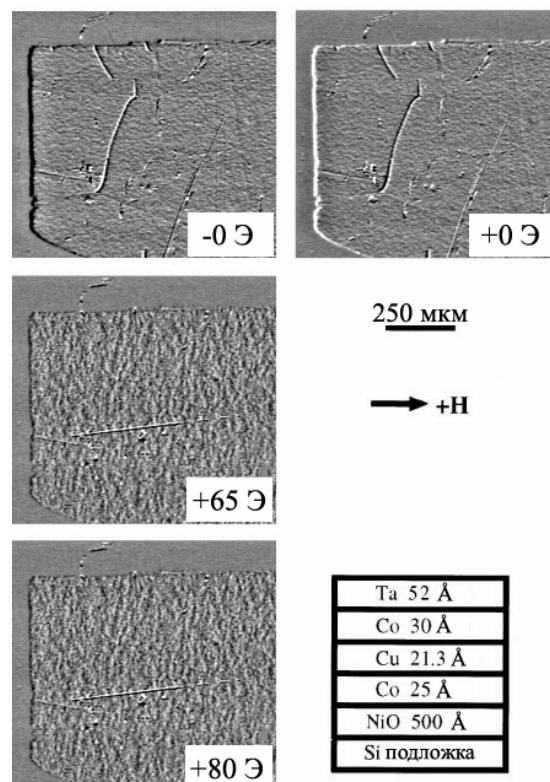


Рис.5.2.6. МО изображения, демонстрирующие последовательность перемангничивания участка несимметричной СВС.

в левом ряду), эта рябь становилась более контрастной, и всюду в образце начинали интенсивно зарождаться микродомены. При дальнейшем увеличении поля ($H = 80\text{Э}$, нижний снимок в левом ряду) микродомены увеличивались в размерах, смежные микродомены сливались воедино, и появлялась видимая доменная структура. Одновременно с эволюцией распределения намагниченности внутри образца на его краю наблюдалось уменьшение интенсивности черного МО сигнала. Этот сигнал фактически исчезал после того, как в поле $\sim 100\text{Э}$

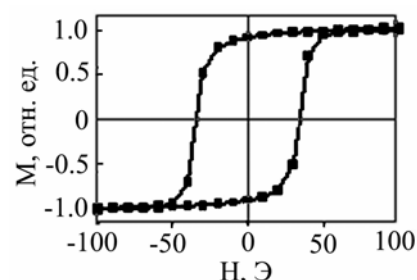


Рис.5.2.7. Петля гистерезиса свободного ФМ слоя.

исчезали и микродомены. Появление нового белого МО сигнала (правый верхний снимок) на этом краю происходило постепенно.

На изображениях Рис.5.2.7 и Рис.5.2.8 представлены, соответственно, петля гистерезиса и иллюстрация процесса перемагничивания структуры с одним слоем Со, которая была изготовлена в тех же самых условиях, что и верхний (низкокоэрцитивный) слой в спин-вентильной структуре с двумя слоями Со, показанной на Рис.5.2.6. Образец с одним слоем Со был изготовлен так же, как и несимметричный спиновый вентиль, но без закрепленного ФМ слоя. Как и в предыдущем случае, образец был сначала намагничен до насыщения полем -800Э , которое было затем уменьшено до нуля (левый верхний снимок). Никакой видимой магнитной структуры в магнитооптическом портрете, за исключением МО сигнала на царапинах, не наблюдалось (в основном в правой

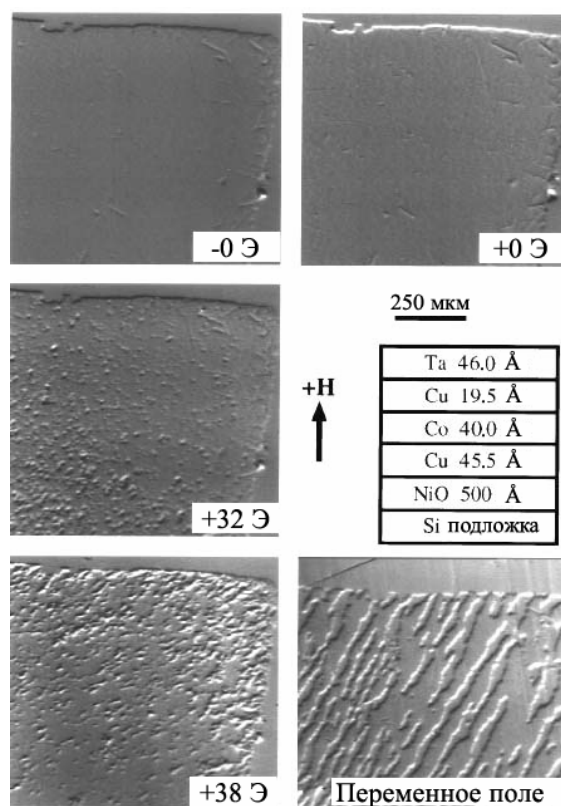


Рис.5.2.8. МО изображения, демонстрирующие последовательность перемагничивания участка свободного ФМ слоя.

части изображения). Приложение и увеличение положительного поля приводило к образованию большого числа зародышей новой магнитной фазы, как это можно наблюдать на среднем левом снимке при $H = 32\text{Э}$. При данной взаимной ориентации поля и образца самое интенсивное зарождение доменов происходило в левой нижней области образца. При дальнейшем увеличении поля до $\sim 38\text{Э}$ (левый нижний снимок) процесс зарождения смещался в правую верхнюю часть образца, где генерировались зародыши новых доменов с одновременным расширением и слиянием в левой нижней области образца уже существующих доменов за счет движения их границ. При последовательном увеличении поля процесс перемагничивания фактически закончился уже в поле порядка $(45\div 50)\text{Э}$. Край образца (вверху) становился белым, и магнитная структура определяется лишь несколькими дефектами в пленке. Эта ситуация сохраняется и при дальнейшем увеличении поля до $+800\text{Э}$ и последующем его уменьшении до нуля (правый верхний снимок). В целом, параметры намагничивания слоя кобальта (коэрцитивное поле, характерные размеры доменной структуры и т.д.) близки параметрам аналогичных слоев спин-вентильной структуры. Некоторые наблюдаемые различия и особенности поведения можно объяснить различиями в толщине кобальта, и особенно отсутствием обменного взаимодействия с другим кобальтовым слоем, в отличие от спинового вентиля, где такой обмен присутствует.

В этом образце в переменном магнитном поле был обнаружен эффект формирования специфической доменной структуры, подобной диссипативным структурам, наблюдаемым в разнообразных нелинейных системах [398]. Магнитооптический портрет такой структуры в переменном поле с частотой 30Гц представлен на нижнем снимке справа на Рис.5.2.8. Когда было приложено переменное поле $\sim 60\text{Э}$ и $\sim 1\text{Гц}$, формировались микродомены, подобные тем, что получены в постоянном поле и представлены на среднем и нижнем снимках слева. Образец перемагничивался в каждом цикле. При увеличении частоты некоторые из микродоменов сливались и формировали домены, размеры которых были сопоставимы с размером образца. Число новых

зарождающихся доменов уменьшалось, и границы макродоменов начинали ориентироваться вдоль некоторого выделенного направления. После достижения некоторого значения частоты (30 Гц при 44 Э), стабилизированная доменная структура резко останавливалась и оставалась неизменной в виде, подобном представленному на нижнем снимке справа. Данное значение частоты поля было обусловлено его амплитудой, которая быстро уменьшалась с увеличением частоты, поскольку катушка электромагнита имела достаточно большую индуктивность. Такая диссипативная структура наблюдалась лишь в узком диапазоне ориентаций внешнего магнитного поля.

На Рис.5.2.9 продемонстрирована доменная структура в закрепленных обменным взаимодействием слоях Co различной толщины в процессе их перемагничивания. Поле в этих изображениях ориентировано горизонтально. Слои Co были нанесены на пленки NiO, в тех же самых условиях, что и структура спинового вентиля с двумя слоями Co, представленного на Рис.5.2.6. Слой Co был толщиной 200 Å на верхнем снимке и 50 Å на нижнем. Образец перемагничивался из отрицательного насыщенного состояния. При перемагничивании более толстого образца (200 Å, верхний снимок) крупномасштабная доменная структура формировалась при более низком значении магнитного поля. В более тонких пленках доменная структура наблюдалась в более высоких полях. В пленках толщиной 50 Å (нижний снимок) доменная структура появлялась при $H = \sim 150$ Э. Характерные размеры доменной структуры в более тонких пленках уменьшались, а поля, при которых происходило перемагничивание, возрастали. В пленке толщиной 25 Å так же,

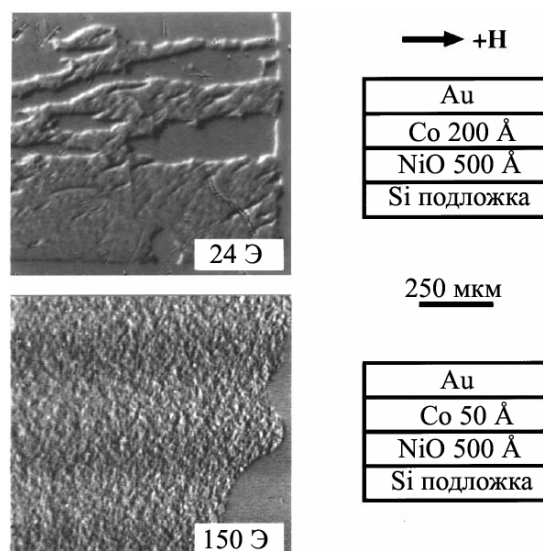


Рис.5.2.9. МО изображения, демонстрирующие последовательность перемагничивания участков закрепленных ФМ слоев. Микрофотографии иллюстрируют доменную структуру в слоях Co различной толщины в процессе перемагничивания.

как и в спиновом вентиле (Рис.5.2.6) с такой же толщиной кобальта, обнаружить доменную структуру не удалось. Однако при намагничивании образца большим полем на его краю наблюдался четкий МО сигнал от магнитостатического поля этого образца. Интенсивность МО изображения от магнитных зарядов на краю образца фактически исчезала после того, как поле уменьшалось, инвертировалось и затем увеличивалось до ~ 490 Э. Это означает, что процесс перемагничивания в более тонких обменно-смещенных ФМ пленках происходит за счет все более мелкомасштабных неоднородностей, не разрешаемых данным методом.

в) Влияние порядка нанесения ФМ и АФМ слоев на стабилизацию доменной структуры спинового вентилля.

Для определения корреляции между доменной структурой, перемагничиванием, и магнитотранспортными свойствами двух типов спиновых вентилях было проведено также МО изучение влияния порядка нанесения ФМ и АФМ слоев на доменную структуру и на процесс ее перемагничивания в спин-вентильных структурах. В качестве смещающего АФМ слоя в данной СВС использовался слой IrMn.

Несимметричные спин-вентильные структуры были нанесены магнетронным напылением при постоянном токе на подложках Si, предварительно окисленных на воздухе. Спиновые вентили с верхним расположением АФМ слоя (BCBC) имели структуру Si/Ta(50Å)/Co(30Å)/Cu(25Å)/Co(30Å)/Ir₂₀Mn₈₀(100Å)/Ta(50Å), с нижним (HCBC) - Si/Ta(50Å)/Ir₂₀Mn₈₀(100Å)/Co(30Å)/Cu(25Å)/Co(30Å)/ Ta(50Å). Для визуализации процесса перемагничивания в спиновых вентилях использовался метод МОИП с цифровой обработкой изображения. Измерения магнитосопротивления были выполнены с помощью четырехточечного метода при приложении поля вдоль оси однонаправленной анизотропии. Макроскопические магнитные свойства спиновых вентилях были измерены

вибромагнитометром. Все измерения были сделаны при комнатной температуре.

Петля гистерезиса ВСВС структуры была смещена вдоль оси H и демонстрировала двухступенчатый процесс перемагничивания, типичный для СВС структур; тогда как, петля НСВС структуры была, фактически, симметричной и без очевидных ступенек. Коэрцитивная сила СВС структуры с верхним расположением слоя IrMn была намного ниже, чем для СВС структуры с нижним расположением. Максимум МР отношения для ВСВС структуры ($\sim 9.6\%$) был значительно больше, чем для НСВС структуры ($\sim 3\%$).

Интенсивность магнитооптического сигнала на краях образцов позволяла оценить их суммарную, усредненную по толщине обоих ФМ слоев намагниченность. При этом необходимо отметить, что поля рассеяния, связанные с краями сверхтонкой пленки не производили сколько-нибудь заметного влияния на намагничивание пленки вдали от края. На Рис.5.2.10 проиллюстрировано перемагничивание образца с ВСВС. Показаны МО портреты угла образца при различных значениях приложенных магнитных полей. При этом поле было ориентировано вдоль оси однонаправленной анизотропии закрепленного ФМ слоя. M_{PIN} и M_{FREE} указывают направление векторов магнитных моментов в закрепленном и свободном слоях, соответственно.

На Рис.5.2.10(а) показано МО изображение образца в нулевом поле после того, как он был намагничен до насыщения достаточно большим полем (~ 1500 Э) вдоль оси однонаправленной анизотропии, на что указывает белая вертикальная полоса вдоль правого края. Это означает, что оба слоя Со

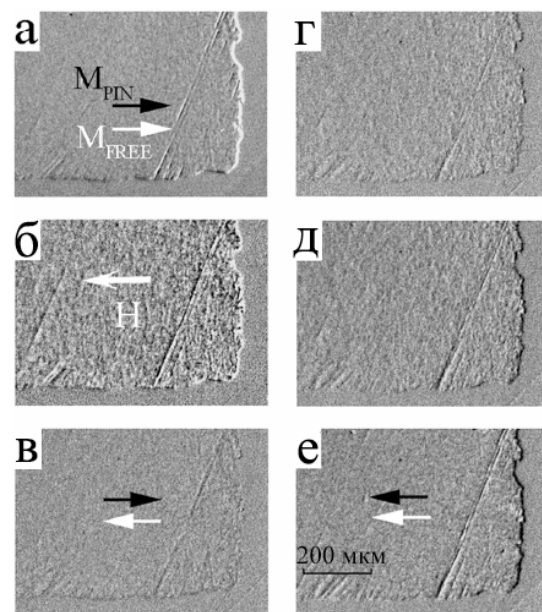


Рис.5.2.10. МО микрофотографии доменной структуры, полученные в процессе перемагничивания образца ВСВС вдоль оси однонаправленной анизотропии. (а) $H = 0$ Э, (б) -60 Э, (в) -130 Э, (г) -180 Э, (д) -210 Э и (е) $+250$ Э.

находятся в намагниченном до насыщения вдоль поля состоянии. На Рис.5.2.10(б) показано состояние образца в процессе перемагничивания свободного слоя Co . Видно что этот процесс идет за счет зарождения и эволюции микродоменов (размером

10мкм ÷ 40мкм) с обратной намагниченностью $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$, стенки которых смещаются при изменении величины поля. При намагничивании свободного слоя Co до насыщения МО контраст на краю образца исчезает [Рис.5.2.10(в)]. При дальнейшем увеличении отрицательного поля [Рис.5.2.10(г)-(е)] в закрепленном слое Co также зарождаются мелкомасштабные домены, которые расширяясь и сливаясь перемагничивают этот слой. На Рис.5.2.10(е) показан МО портрет спинового вентиля в состоянии насыщения. Оба слоя Co намагничены вдоль отрицательного поля до насыщения, о чем свидетельствует неизменяющийся с дальнейшим увеличением поля черный цвет вдоль вертикального края справа на снимке. Перемагничивание в противоположном направлении происходит в обратном порядке. Уменьшение приложенного поля до нуля приводит ВСВС в основное состояние.

На рисунках 5.2.11 и 5.2.12 продемонстрировано перемагничивание НСВС. В отличие от образца ВСВС, МО контраст на краях НСВС в процессе перемагничивания вдоль оси однонаправленной анизотропии изменяется постепенно, белый цвет [правый край на Рис.5.2.11(а)] меняется на черный без какого-либо промежуточного устойчивого состояния [Рис.5.2.11(б)] с антипараллельным упорядочением магнитных моментов в слоях Co , при котором исчезал бы МО контраст. Это говорит о том, что процесс перемагничивания как свободного, так и закрепленного слоев Co происходит, практически, одновременно, квазикогерентным вращением намагниченностей. Однако после уменьшения приложенного поля до нуля из некоторого промежуточного не полностью намагниченного состояния образца

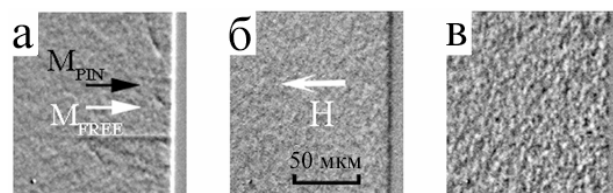


Рис.5.2.11. МО микрофотографии доменной структуры, полученные в процессе перемагничивания образца НСВС вдоль исходной оси анизотропии. (а) $H = 0\text{Э}$, (б) -123Э , (в) состояние остаточной намагниченности.

[Рис.5.2.11(в)] видно, что распределение намагниченности является неоднородным. Это означает, что тогда как некоторые области НСВС намагнитились обратимо, другие намагнитились необратимо, то есть в этой структуре, в отличие от ВСВС, реализуется остаточное состояние.

МО фотографии угла НСВС образца в остаточном состоянии приведены на Рис.5.2.12. Они ясно показывают формирование и эволюцию микродоменов в нем в процессе приложения и последующего снятия поля, ориентированного как вдоль начальной наведенной оси однонаправленной анизотропии [Рис.5.2.12(а)-(г)], так и под углом 60° к этой оси [Рис.5.2.12(д)-(з)].

Поля рассеяния на краях образца, измеренные в нулевом поле после его намагничивания до насыщения показывают, что намагниченности в обоих слоях ориентируется вдоль приложенного поля. Обращает на себя внимание тот факт, что в белый цвет окрашены лишь правый край в первом случае и правый и нижний края - во втором. Это означает, что оба слоя Со намагничены до насыщения вдоль приложенного насыщающего поля, т.е. оно каждый раз индуцировало в НСВС новую однонаправленную анизотропию. В обоих случаях при увеличении отрицательного поля свободный и закрепленный слои Со одновременно перемагничиваются за счет когерентного зарождения и расширения микродоменов в областях с необратимым переключением магнитных моментов [Рис.5.2.12(б), 5.2.12(в), и 5.2.12(е), 5.2.12(ж)], тогда как в других

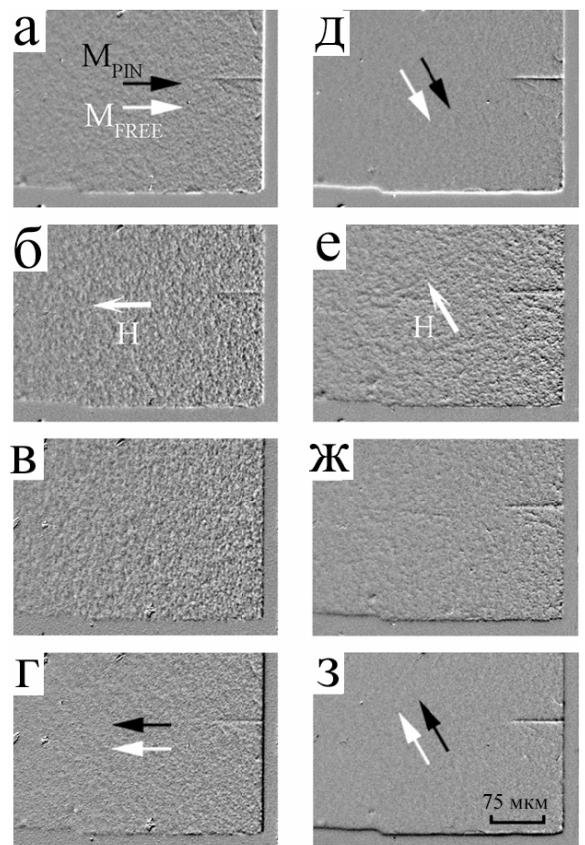


Рис.5.2.12. МО микрофотографии остаточной доменной структуры, полученные в процессе перемагничивания образца НСВС вдоль исходной оси анизотропии. (а) - (г) и под углом 60° к этой оси (д) - (з). $H = 0$ Э, (б) и (е) -65Э, (в) и (ж) -123Э и (г) и (з) -330Э.

микроскопических областях структуры, в которых перемагничивание обратимо, магнитные моменты в соседних слоях S_0 принимают антипараллельную ориентацию.

В более высоких отрицательных полях появляется черный цвет на краях НСВС структуры [Рис.5.2.12(г) и 5.2.12(з)], что соответствует новому устойчивому состоянию структуры. Перемагничивание такой спин-вентильной структуры назад, к начальному насыщенному состоянию, происходит в положительных полях примерно той же величины [Рис.5.2.12(а) и 5.2.12(д)].

Эксперименты по МО визуализации распределения намагниченности в СВ структурах показали, что в обоих случаях слои S_0 связаны ферромагнитным обменным взаимодействием а их перемагничивание происходит подобным образом, через зарождение и расширение микродоменов. Однако в случае образца ВСВС закрепленный ФМ слой обладает большей величиной однонаправленной анизотропии (Рис.5.3.10), тогда как ФМ слой в НСВС структуре слабо связан с антиферромагнетиком и величина его поля однонаправленной анизотропии незначительна. Она зависит от величины и ориентации приложенного поля (Рис.5.2.12). Таким образом, проведенное МО экспериментальное изучение влияния порядка нанесения ФМ и АФМ слоев СВ структур показывает, что низкое значение ГМС в образце НСВС по сравнению с образцом ВСВС обусловлено изменениями характера и, соответственно, обменной связи на интерфейсе двухслойной структуры ФМ/АФМ.

Обменная анизотропия зависит от многих факторов: от шероховатости на интерфейсах, толщины ФМ и АФМ слоев, распределения спинов и дефектов кристаллической решетки в слоях. Однако поскольку условия нанесения слоев в данном эксперименте были одни и те же, то свойства таких спин-вентильных структур в значительной мере будут определяться особенностями структуры АФМ слоя и межфазной поверхности ФМ/АФМ.

В соответствии с теоретическими представлениями [27, 229, 353, 355] и полученными экспериментальными данными (главы 3 и 4), в обменно-связанных ФМ/АФМ структурах при перемагничивании формируются

частичные доменные границы в АФМ слое. При этом ширина такой границы будет в соответствии с теорией [27] порядка $\delta/2$. Эта ширина определяет критическую толщину t_C АФМ слоя. При толщинах меньших, чем t_C , поле обменного смещения двухслойной структуры ФМ/АФМ исчезает [399, 400]. Согласно этим моделям эффективная анизотропия антиферромагнетика обуславливает коэрцитивную силу закрепленного ФМ слоя, тогда как обменная константа определяет величину δ . Потому любые изменения параметра решетки АФМ слоя вблизи интерфейса следовательно ведут и к изменению величины t_C .

Величина t_C для $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$, полученная в [400, 401] составляет приблизительно $80\text{\AA}$. В данном эксперименте толщина IrMn была равна $\sim 100\text{\AA}$, которая близка к этому критическому значению. Однако это значение может измениться из-за изменения ширины АФМ доменной стенки δ , которая определяется обменной константой в антиферромагнетике A_{AFM} . В свою очередь, величина A_{AFM} определяется параметром АФМ решетки a , который изменяется в зависимости от условий нанесения двухслойной структуры [400, 401]. Поскольку слой IrMn был нанесен на подслой Ta в случае НСВС, и на свободный слой ОЦК кобальта в случае ВСВС, параметр решетки IrMn может быть различен благодаря напряжениям несоответствия в непосредственной близости к интерфейсу этих двухслойных структур. Такое различие обусловит различие как эффективных значений обменной константы, так и t_C .

Очевидно, что неоднородности толщины t_{AFM} АФМ слоя и локальные изменения его атомарной структуры вдоль плоскости образца обуславливают возникновение двух типов областей в ФМ слое. Одни области будут обладать однонаправленной анизотропией (при $t_{\text{AFM}} > t_C$), тогда как другие нет (при $t_{\text{AFM}} < t_C$). Это ведет к необратимому перемагничиванию части образца (Рис.5.2.11) и к зависимости поля смещения от величины и ориентации приложенного поля и, как следствие, к уменьшению значения ГМС. Таким образом, данный эксперимент выявил корреляцию между низким значением

ГМС и изменениями в процессе перемагничивания, обусловленными уменьшением обменного взаимодействия между ФМ и АФМ слоями, в образце НСВС по сравнению с ГМС в образце ВСВС.

2. Влияние отжига на стабилизацию доменной структуры и эффект ГМС в спиновом вентиле.

Другим важным фактором, который может оказывать существенное влияние на процессы преобразования доменной структуры спин-вентильных структур, а, следовательно, и на магнитотранспортные свойства, является температура. В настоящем разделе изучено влияние температуры отжига на механизмы и кинетику перемагничивания спиновых вентилях с верхним расположением АФМ слоя IrMn, исследована их термостабильность. Последнее свойство особенно важно для практического использования СВС в запоминающих устройствах и головках считывания.

Спиновые вентили были изготовлены в тех же условиях и с теми же параметрами, что и в предыдущем разделе. Кроме Со в качестве ФМ слоев использовался также пермаллой. Образцы имели структуры Si/Ta(50Å)/Co(30Å)/Cu(25Å)/Co(30Å)/Ir₂₀Mn₈₀(100Å)/Ta(50Å) и Si/Ta(50Å)/Ni₈₁Fe₁₉(30Å)/Cu(25Å)/Ni₈₁Fe₁₉(30Å)/Ir₂₀Mn₈₀(100Å)/Ta(50Å), которые будут в дальнейшем обозначаться как (Co–СВС) и (NiFe–СВС), соответственно.

Процессы перемагничивания в них наблюдались с помощью визуализации доменной структуры методом МОИП с компьютерной обработкой изображений. Магнитные свойства спиновых вентилях были измерены также с помощью вибромагнитометра. Магниторезистивные измерения были выполнены как при температурах отжига (T_{ANN}), так и при

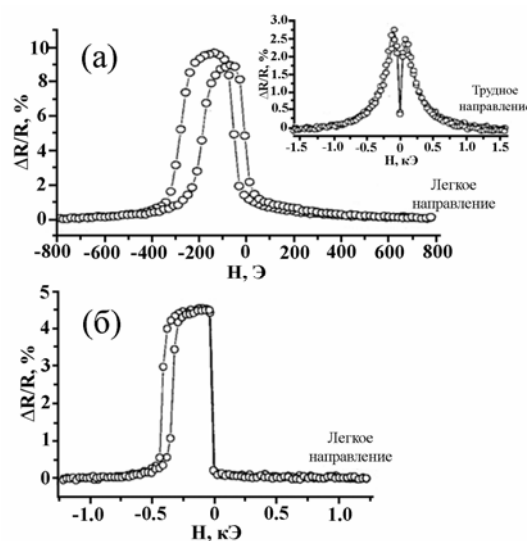


Рис.5.2.13 Зависимость магниторезистивного отношения образцов (а) Со-СВС и (б) NiFe-СВС от величины поля.

комнатной температуре (T_{RT}) после отжига.

На Рис.5.2.13 показаны МР петли для Co-CBC и NiFe-CBC при 25°C. Спиновый вентиль со слоями Co продемонстрировал большее значение ГМС по отношению к ГМС спинового вентиля с NiFe. Величины H_{EX} для Co-CBC и NiFe-CBC, полученные из МР петель, были около 220Э и 320Э, соответственно. Это различие H_{EX} может быть объяснено тем, что поле H_{EX} обратно пропорционально величине M закрепленного слоя при условии их равных толщин и одинаковых значений обменных энергий на интерфейсах.

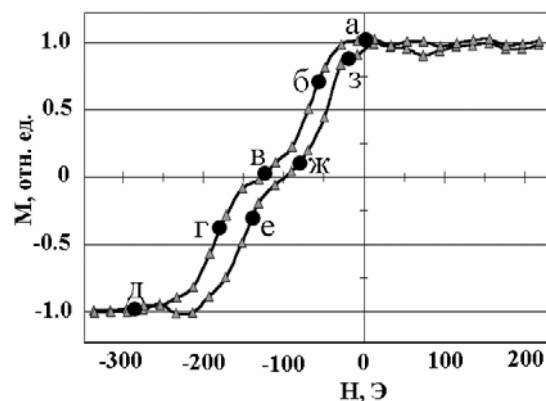


Рис.5.2.14. Петля гистерезиса Co-CBC.

На рисунках 5.2.14 и 5.2.15 представлены, соответственно, петля гистерезиса и МОИП изображения, демонстрирующие МО портреты участка (левый верхний угол) образца Co-CBC, в процессе его перемагничивания. На рисунках 5.2.16 и 5.2.17 также приведены петля гистерезиса и МОИП изображения участка (правый верхний угол) образца NiFe-CBC. В этом случае за направление однонаправленной анизотропии принято направление отрицательного поля. Поле в обоих случаях было ориентировано параллельно оси однонаправленной анизотропии. Обозначения M_{TOP} и M_{BOTTOM} на рисунках соответствуют намагниченностям закрепленного и свободного слоев, соответственно.

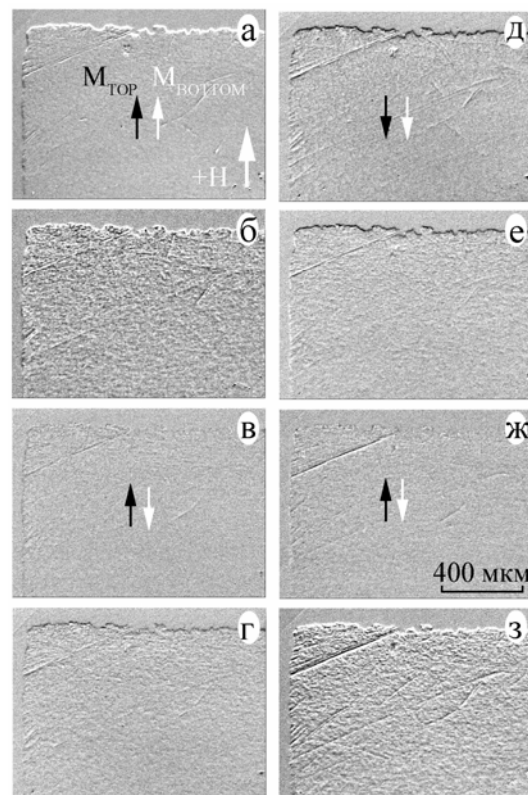


Рис.5.2.15. МО микрофотографии доменной структуры, полученные в процессе перемагничивания образца Co-CBC вдоль оси однонаправленной анизотропии. Поля, при которых получены снимки, отмечены на петле гистерезиса на Рис.5.2.14 теми же буквами.

На Рис.5.2.15(а) приведено изображение образца Co-CBC в нулевом поле после того, как этот образец был намагничен вдоль оси

однонаправленной анизотропии до насыщения полем $+500\text{Э}$. Светлая полоса на верхнем краю образца означает, что оба слоя Co фактически насыщены вдоль оси однонаправленной анизотропии. Рис.5.2.15(б) демонстрирует, что процесс перемагничивания нижнего свободного слоя Co происходит за счет зарождения микродоменов с противоположным направлением $\mathbf{M}$, размер которых был $(10\div 40)\text{мкм}$. МО изображение обусловлено полями рассеяния от зарядов, возникающих на доменных границах. В результате смещения границ при изменении поля свободный слой Co намагничивается до насыщения и МО контраст на краю исчезает, как это показано на Рис.5.2.15(в). С увеличением отрицательного поля верхний закрепленный слой Co перемагничивается за счет зарождения мелкомасштабных доменов и смещения их доменных границ [Рис.5.2.15(г)]. На Рис.5.2.15(д) показано насыщенное состояние спинового вентилля. Оба слоя кобальта намагничены вдоль отрицательного поля, что видно из возникшей на горизонтальном краю образца полосы черного цвета. Рисунки 5.2.15(е)-(з) демонстрируют процесс перемагничивания в обратном направлении, к основному состоянию. Перемагничивание слоев происходит аналогично перемагничиванию из основного состояния, но в обратном порядке.

Как видно из петли гистерезиса на Рис.5.2.16, процесс перемагничивания NiFe-CBC имеет более четко выраженный двухстадийный характер. На Рис.5.2.17 представлены МО изображения доменной структуры в NiFe-CBC . Ясно видно, что в свободном слое NiFe происходит формирование и движение доменной стенки, которая делит его на два больших макродомена, в отличие от Co-CBC структуры, в которой перемагничивание происходит за счет зарождения, роста и аннигиляции большого количества мелких доменов. Полное намагничивание свободного слоя, как можно видеть на рисунке, происходит в полях около 19Э .

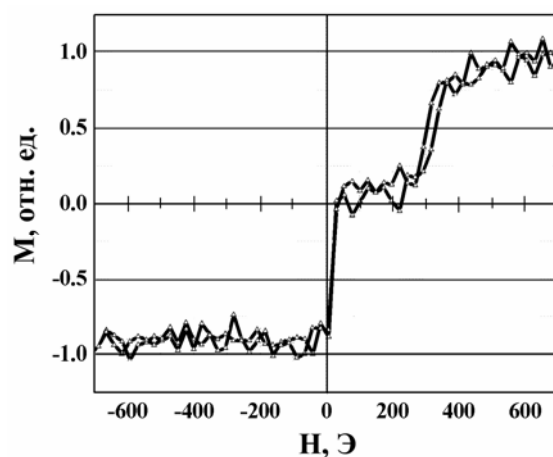


Рис.5.2.16. Петля гистерезиса NiFe-CBC .

Перемагничивание закрепленного слоя NiFe происходит так же, как и в Co-CBC, за счет вращения намагниченности в микрообластях в более высоких полях (две последних микрофотографии на Рис.5.2.17) и достигает близкого к насыщению состояния в полях, превышающих +340 Э.

На Рис.5.2.18 показана температурная зависимость МР отношения для Co-CBC и NiFe-CBC. Измеренные при температуре отжига (T_{ANN}) МР отношения для обоих типов спиновых вентилей линейно уменьшались с увеличением температуры и исчезали приблизительно при 250°C. МР отношения, измеренные при комнатной температуре (T_{RT}), по существу не зависели от T_{ANN} вплоть до 260°C в обоих спиновых вентилях. Однако выше этой температуры МР отношения быстро уменьшались, возможно, из-за деградации слоев за счет ускоренной взаимной диффузии атомов слоев, происходящей при более высокой температуре. При этом образец Co-CBC был более устойчив к высоким температурам по сравнению с образцом NiFe-CBC, что, вероятно, было обусловлено тем, что атомы кобальта и меди в структуре с Co/Cu/Co вместо взаимной диффузии имеют тенденцию разделяться [388], в то время как атомы Ni и Mn в структуре с NiFe/Cu/NiFe стремятся к взаимному перемешиванию [389].

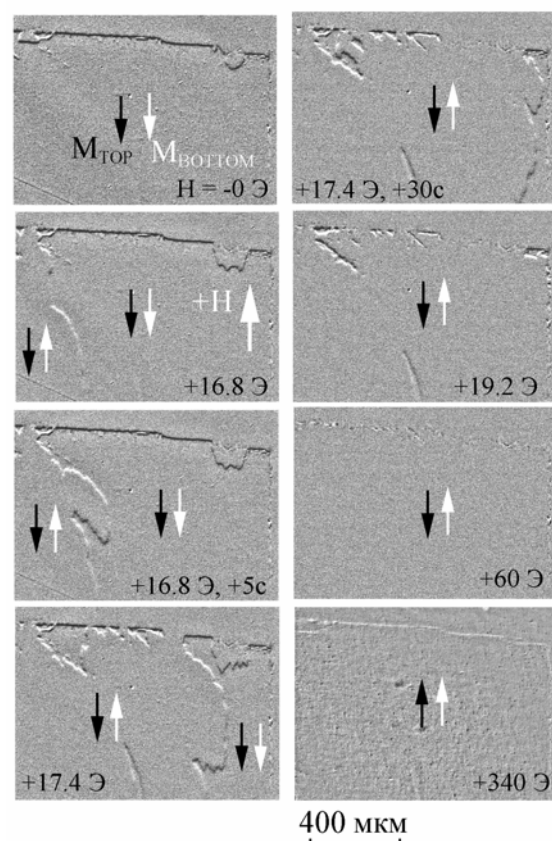


Рис.5.2.17. МО изображения доменной структуры, полученные в процессе перемагничивания образца NiFe-CBC вдоль оси однонаправленной анизотропии.

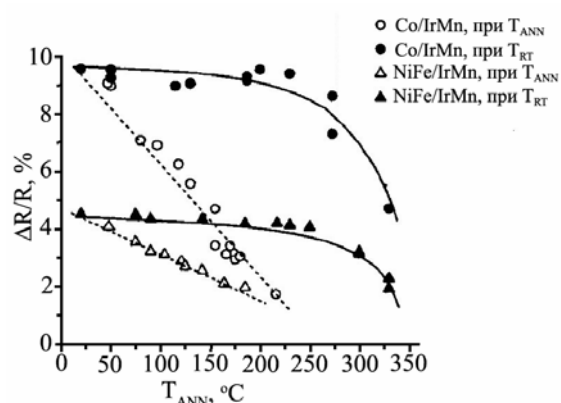


Рис.5.2.18. Температурная зависимость МР отношения для Co-CBC и NiFe-CBC, в процессе и после отжига.

Проведенные наблюдения преобразования доменной структуры обоих образцов после отжига в течении 30 мин при различных температуры показали, что в образце Co-CBC его структура качественно не изменялась до самых высоких температур ($\sim 400^\circ\text{C}$), после чего МО контраст и эффект ГМС исчезали.

Иная ситуация складывалась в результате отжига в образце NiFe-CBC. Измерения магнитосопротивления были выполнены, как и в предыдущих экспериментах, с использованием четырехточечного метода при приложении поля вдоль оси однонаправленной анизотропии. Зависимости МР и процессов перемангничивания от температуры отжига были выполнены при комнатной температуре после каждой последующей процедуры отжига при более высокой температуре. Образец отжигался каждый раз при заданной T_{ANN} в вакууме в течение 30 минут, а затем охлаждался до T_{RT} . Эта процедура повторялась при каждой последующей T_{ANN} .

В исходном неотожженном состоянии образец имел петлю гистерезиса, аналогичную той, что приведена на Рис.5.2.16. При этом зависимость от величины поля магниторезистивного отношения и процесса перемангничивания были такими же, как в экспериментах, приведенных на рисунках 5.2.13 и 5.2.17.

На Рис.5.2.19 показаны МР петли как для неотожженного образца [Рис.5.2.19(а)], так и для отожженного при температурах 360°C [Рис.5.2.19(б)] и 390°C [Рис.5.2.19(в)]. Видно, что вплоть до $T_{\text{ANN}} = 360^\circ\text{C}$ форма петель почти неизменна, но величина МР отношения значительно уменьшилась. Максимумы отношения $\Delta R/R$ уменьшаются очень быстро после отжига при T_{ANN} выше 260°C (Рис.5.2.20). Несмотря на

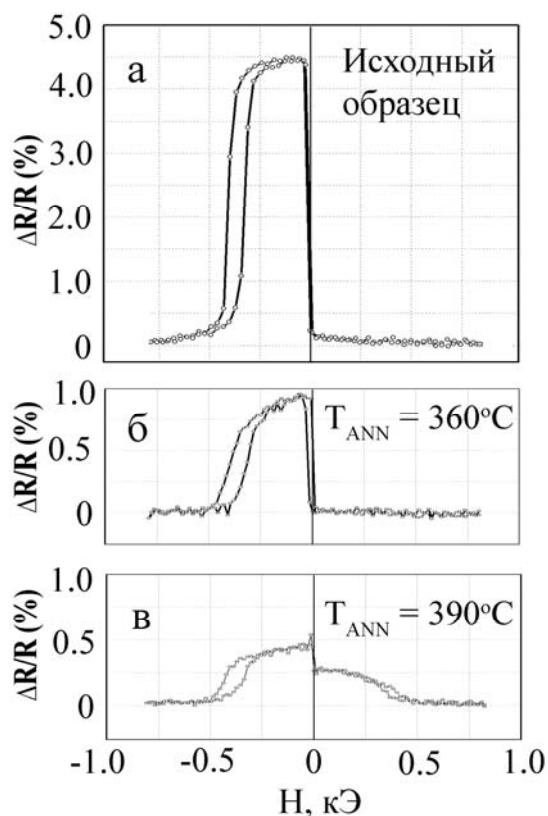


Рис.5.2.19. МР отношение NiFe-CBC до (а) и после отжига при $T_{\text{ANN}} = 360^\circ\text{C}$ (б) и 390°C (в).

существенные изменения отношения $\Delta R/R$, значения полей H_{EX} (~ 300 Э) и H_C (~ 45 Э) существенно не изменились при всех T_{ANN} . Однако форма МР петли после отжига при 390°C [Рис.5.2.19(в)] была отличной от формы петель при более низких температурах отжига. Магниторезистивный сигнал появился также и в положительной области петли. Кривые $\Delta R/R(H)$, измеренные в различных местах на образце, демонстрировали большие вариации соотношения максимумов, получаемых в положительных и отрицательных полях, что указывает на преобразование статической магнитной структуры в спиновом вентиле в процессе отжига.

На Рис.5.2.20 приведены МО изображения NiFe-CBC после отжига при $T_{ANN} = 390^\circ\text{C}$ полученные при различных значениях полей. После намагничивания образца до насыщения (здесь в левом направлении), на Рис.5.2.20(а) четко видно, что магнитная структура образца в нулевом поле имеет сложный характер и не зависит от величины предварительно приложенного поля. После отжига в образце с исходным ФМ обменным взаимодействием появились области с АФМ обменным взаимодействием (окрашены в зеленый цвет), т.е. с антипараллельной ориентацией магнитных моментов в ФМ слоях (окрашены в розовый цвет). Образовались стационарные доменные стенки (белые и черные линии), которые разделяли эти две области. Взаимная ориентация $\mathbf{M}$ в ФМ слоях определялась из анализа процесса перемещения образца.

На Рис.5.2.20(б)-(в) показано смещение доменных границ в свободном слое из их стационарных положений и намагничивание до насыщения ФМ части свободного слоя. После полного перемещения свободного слоя в областях с ферромагнитным обменным взаимодействием (темно-зеленые

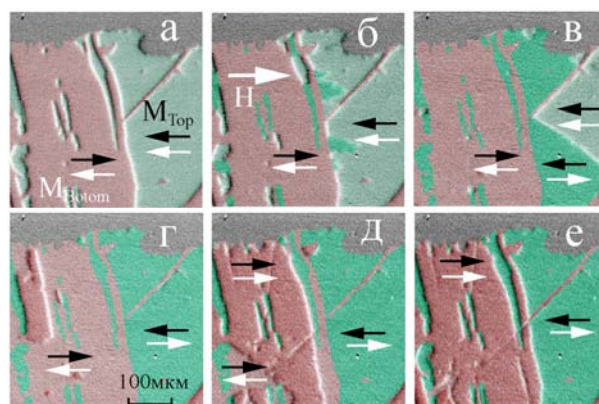


Рис.5.2.20. МО изображения формирования и движения доменных границ в отожженном при 390°C образце NiFe-CBC. (а) $H = 0.0$ Э, (б) 9.6 Э, (в) 10.8 Э, (г) 12.6 Э, (д) 15.0 Э, (е) 21.0 Э.

области), контраст в местах расположения ДГ исчез [Рис.5.2.20(в)]. Отсутствие полей рассеяния обусловлено взаимной компенсацией положительных полей рассеяния $+H_{\perp}$ от верхнего слоя и таких же отрицательных полей $H_{\perp}$ от нижнего.

При дальнейшем увеличении внешнего поля новые домены (темный розовый цвет) зарождались в участках образца с АФМ обменным взаимодействием между слоями [Рис.5.2.20(г)]. Новые ДГ перемещались в сторону расположения стационарных стенок [Рис.5.2.20(д)], намагничивая до насыщения эти АФМ участки NiFe-CVC и свободный слой в целом. Наконец, после того, как было завершено полное переманчивание свободного слоя, был получен МО портрет [Рис.5.2.20(е)], подобный исходному [Рис.5.2.20(а)], за исключением того, что M_{TOP} оказалась ориентированной в противоположном направлении. Необходимо отметить, что стационарные ДГ вновь появились в тех же самых местах и с тем же самым черно-белым контрастом. Это указывает на то, что ДГ, формирующие этот контраст, находятся в верхнем закрепленном ФМ слое.

Из данных, полученных из измерений ГМС и МО изображений очевидно, что относительное уменьшение магнитосопротивления не связано с изменением стационарной доменной структуры в NiFe-CVC вплоть до $T_{ANN}=360^{\circ}\text{C}$: Такая доменная структура, как было выявлено на МО изображениях, оставалась неизменной, в то время как отношение $\Delta R/R$ значительно понижалось. Как было показано в [386, 387, 389, 390] такая деградация МР была вызвана преобразованием кристаллической ГЦК структуры в ГЦТ структуру и формированием больших зерен в АФМ слое и миграцией составляющих спин-вентильную структуру атомов, таких как Mn и Ni, сквозь ее слои в процессе отжига. Значительное изменение немагнитной прослойки, происходящее из-за диффузии атомов спин-вентильной структуры при высоких T_{ANN} , ведет к изменению обменного взаимодействия между закрепленным и свободным ферромагнитными слоями [401].

Появление областей с противоположной ориентацией намагниченности в верхнем закрепленном слое обусловлено тем, что при температурах выше

блокирующей температуры АФМ слоя IrMn ($\sim 260^\circ\text{C}$) межслоевой обмен между ферромагнитными слоями является доминирующим. В результате в некоторых областях NiFe-CBC в процессе отжига при высоких температурах произошли изменения межслоевого обменного взаимодействия с ферромагнитного на антиферромагнитный. Основным состоянием этих областей стало состояние с антипараллельной ориентацией спинов в ФМ слоях. После охлаждения такой спин-вентильной структуры ниже блокирующей температуры АФМ слоя IrMn участки с прямой и обратной ориентацией спинов в закреплённом слое были «заморожены», благодаря обменному взаимодействию на интерфейсе между ФМ и АФМ слоями.

Заключение.

Представлены результаты экспериментального изучения элементарных актов перемагничивания и обусловленного ими эффекта ГМС в спиновых вентильх, состоящих из тонких ферромагнитных плёнок, разделённых немагнитной металлической прослойкой. В таких структурах, в отличие от сверхрешёток, один ФМ слой мог относительно свободно перемагничиваться внешним магнитным полем, а связанные с ним межслоевым обменным взаимодействием соседние слои были закреплёны обменным взаимодействием с АФМ слоями. Закреплённые слои имели петли гистерезиса, смещённые на величину поля однонаправленной анизотропии, и увеличенное поле коэрцитивности. Были экспериментально изучены структуры с различными ФМ слоями (Co и NiFe) и закрепляющими АФМ слоями (диэлектрическим NiO и проводящим IrMn).

С использованием метода МОИП установлено, что перемагничивание CBC как с симметричным, так и с несимметричным расположением ФМ слоев, происходит в два этапа, на первом из которых процесс перемагничивания характеризуется зарождением в свободном слое микродоменов размером $(5\div 20)\mu\text{м}$ и движением их стенок. На втором этапе происходило перемагничивание закреплённого слоя (или слоев), как правило, за счёт неоднородного вращения намагниченности или зарождения и расширения

доменов наноскопического размера. Из наблюдений доменной структуры в отдельных ФМ слоях, нанесенных на антиферромагнетик непосредственно или через немагнитную медную прослойку, установлено, что размер доменов увеличивается с толщиной слоя и уменьшается при его закреплении обменным взаимодействием с АФМ.

Установлено, что порядок нанесения слоев спин-вентильных структур влияет как на распределение намагниченности в ФМ слоях и характер их перемагничивания, так и на эффект ГМС. Обнаружено, что, в отличие от СВС с нанесенным сверху АФМ слоем, в СВС с нижним АФМ слоем закрепленный ФМ слой изменяет направление своей оси однонаправленной анизотропии в соответствии с направлением магнитного поля. Показано, что такое различие в поведении доменной структуры обуславливает существенное уменьшение величины ГМС спиновых вентиля с нижним расположением антиферромагнитного слоя по сравнению с его верхним расположением.

МО измерения показали, что при перемагничивании образцов NiFe-СВС и Co-СВС с верхним расположением АФМ слоя, изготовленных в одинаковых условиях, в свободном слое NiFe-СВС формируются и движутся 180-градусные доменные стенки, разделяющие большие макродомены, в отличие от Co-СВС, в которой перемагничивание происходит за счет зарождения, роста, и аннигиляции большого количества микродоменов. В обоих типах образцов изучена тепловая стабильность магнитных и магнитотранспортных свойств спин-вентильных структур. Измерены зависимости магнитосопротивления и доменных структур спиновых вентилях от температуры отжига. Максимальные значения отношения $\Delta R/R$ для Co-СВС и NiFe-СВС составляли $\sim 9.6\%$ и $\sim 4.6\%$, соответственно, и убывали при температурах отжига, превышающих 260°C . При этом образец Co-СВС оказался более устойчив к высоким температурам, по сравнению с образцом NiFe-СВС. В NiFe-СВС с помощью визуализации доменной структуры обнаружено, что увеличение температуры отжига ведет к изменениям обменной связи между двумя ферромагнитными слоями. Выявлено, что после отжига при температуре, превышающей критическую величину

(здесь 360°C) в спиновом вентиле с изначально ферромагнитной обменной связью между ФМ слоями появились участки с антиферромагнитной обменной связью, что обусловлено изменением параметров немагнитной медной прослойки в результате взаимной диффузии составляющих слоев СВС атомов Mn, Ni и Cu.

§ 5.3 Элементарные акты перемагничивания синтетических антиферромагнетиков.

Другим классом многослойных тонкопленочных нанокompозитных материалов являются так называемые синтетические антиферромагнетики (САФ). Они состоят из двух одинаковых ФМ пленок, разделенных очень тонкой немагнитной проводящей прослойкой, обеспечивающей достаточно сильное антиферромагнитное обменное взаимодействие. При этом один ФМ слой запинингован обменным АФМ слоем. Такая структура по сути представляют собой разновидность спиновых вентилях, элементарные акты перемагничивания которых были изучены в предыдущем параграфе. Другим типом САФ являются структуры, в которых в качестве пиннигующего слоя используется профилированный подслой диэлектрика, обеспечивающий высокое значение анизотропии прилегающего ФМ слоя за счет диполь-дипольных взаимодействий на гофрированном интерфейсе. Как ожидалось, процессы перемагничивания в таких структурах будут протекать иначе, чем в традиционных СВС.

а) Однородные структуры.

Для изучения процесса перемагничивания ферромагнитных тонких слоев Co и в целом синтетических антиферромагнетиков (САФ) – Co/Ru/Co, нанесенных на наклонно напыленный подслой Ta, была изготовлена серия пленок Co в диапазоне толщин от $21\text{\AA}$ до $26\text{\AA}$, которые были нанесены на структуру Ta (x)/SiO/Si, где $x = 50\text{\AA}$, $106\text{\AA}$. Слой Ta был напылен под углом 60° по отношению к подложке. В процессе такого наклонного напыления на

поверхности подслоя Ta формировался поверхностный полосовой рельеф, который обеспечивал необычно высокое значение наведенной одноосной анизотропии слоя Co, нанесенного непосредственно поверх буферного подслоя Ta [402]. При этом легкая ось закрепленного (во всех САФ нижнего) слоя Co формировалась перпендикулярно к направлению наклонного напыления, и потому легко определялась. Во всех экспериментах она была ориентирована перпендикулярно к горизонтальному краю на изображениях образцов.

На Рис. 5.3.1 показано перемагничивание двух структур, одна из которых $\text{SiO}_2/\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{Co}_{\text{PIN}}(26\text{\AA})/\text{Ru}(5\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})/\text{Ta}(25\text{\AA})$ (далее САФ1), имела лишь один слой кобальта Co_{PIN} [Рис.5.3.1(а)-(г)], тогда как вторая [Рис.5.3.1(д)-(з)] $\text{SiO}_2/\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{Co}_{\text{PIN}}(26\text{\AA})/\text{Ru}(5\text{\AA})/\text{Co}_{\text{FREE}}(21\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})/\text{Ta}(25\text{\AA})$ имела два слоя – Co_{PIN} и Co_{FREE} (далее САФ2). Внешнее поле в обоих случаях было приложено вдоль оси наведенной анизотропии слоя Co_{PIN} .

Несмотря на большую величину поля анизотропии слоя Co_{PIN} , которое было $\sim 1000\text{Э}$ [402], поле перемагничивания образца САФ1 оказалось существенно меньше. Процесс перемагничивания происходил за счет зарождения доменов с противоположной намагниченностью [Рис.5.3.1(б)] и распространения их границ вдоль образца [Рис.5.3.1(б)-(г)]. Стоит отметить, что МО сигнал на вертикальном крае образца отсутствовал, а интенсивность магнитооптического сигнала на

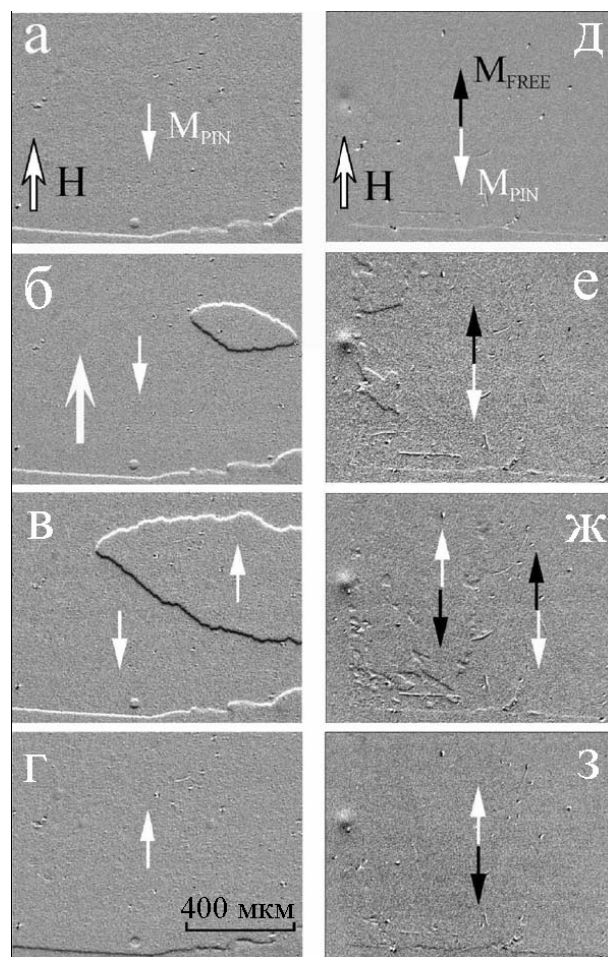


Рис.5.3.1. МО микрофотографии процесса формирования и движения ДГ (а)-(г) в ФМ системе $\text{Ru}(5\text{\AA})/\text{Co}(26\text{\AA})/\text{Ta}(50\text{\AA})$ и (д)-(з) в САФ $\text{Co}(21\text{\AA})/\text{Ru}(5\text{\AA})/\text{Co}(26\text{\AA})/\text{Ta}(50\text{\AA})$: (а) $H = 40\text{Э}$, (б) 44Э , (в) 44Э после 20 сек, (г) 48Э , (д) 20Э , (е) 300Э , (ж) 370Э , (з) 540Э .

параллельных горизонтальному краю образца участках ДГ была приблизительно вдвое выше МО сигнала, полученного непосредственно на данном краю (внизу рисунка). Это реализуется лишь в случае ориентации векторов намагниченности в доменах вдоль легкой оси, перпендикулярной горизонтальному краю образца. Т.е. важно подчеркнуть, что **М** слоя Co_{PIN} в доменах всегда ориентирована вдоль оси наведенной анизотропии.

В структуре САФ2 процесс перемагничивания [Рис.5.3.1(д)-(з)] также происходил за счет образования доменов [Рис.5.3.1(е)] и распространения ДГ [Рис.5.3.1(ж), (з)]. Сравнение МО изображений на Рис.5.3.1(а) (САФ1) с изображениями на Рис.5.3.1(д) (САФ2) показывает, что интенсивность МО сигнала на краю образца (внизу рисунка) САФ2 существенно ниже. Контраст МО изображений, представленных на [Рис.5.3.1(е)-(з)], был существенно увеличен (приблизительно на 2 порядка) при их цифровой обработке с тем, чтобы сделать сигнал на САФ2 более заметным. Видно [Рис.5.3.1(е)], что два домена зарождаются на левом краю образца. При увеличении внешнего поля, эти домены расширяются [Рис.5.3.1(ж)] и сливаются в один большой домен [Рис.5.3.1(з)]. Слабая МО интенсивность и фактически полное отсутствие контраста на левом краю образца и на его ДГ, параллельных левому краю, указывают на то, что ориентация намагниченностей в Co слоях практически антипараллельна. Этот вывод подтверждается также тем фактом, что зарождение и распространение ДГ требует приложения значительно больших значений внешнего магнитного поля по сравнению с образцом САФ1. Таким образом, САФ2 полностью соответствует по структуре и свойствам так называемым «синтетическим антиферромагнетикам».

МО портрет, отличный от двух предыдущих, был получен на третьей структуре, в которой толщина наклонно нанесенного подслоя Ta была увеличена с $50\text{\AA}$ до $106\text{\AA}$ (далее САФ3). МО изображения фрагмента этого образца (левый верхний угол) представлены на Рис.5.3.2 и Рис.5.3.3. Наличие МО сигнала на обоих взаимно перпендикулярных краях образца отчетливо указывает на то, что суммарная намагниченность САФ3 отклонена от

направления наведенной анизотропии. Взаимная ориентация намагниченностей в слоях может быть определена из измерений пиковой интенсивности МО сигнала как на доменных границах (Рис. 5.3.2) в процессе перемагничивания САФЗ, так и на краях (Рис. 5.3.3) намагниченного до насыщения образца.

Поля, прикладываемые к образцу в данном эксперименте, были намного меньше поля анизотропии запиннированного слоя и недостаточны для возбуждения спин-флоп процесса в структуре с антиферромагнитным обменным взаимодействием между слоями, т.е.

намагниченность M_{PIN} в закрепленном слое всегда направлена вдоль оси наведенной анизотропии, как и в случае с перемагничиванием САФ1 и САФ2. Таким образом, зная направление M_{PIN} в закрепленном ФМ слое, можно из данных рисунков 5.3.2 и 5.3.3 определить направление намагниченности M_{FREE} свободного слоя Co.

МО портреты образца САФЗ при его намагничивании вдоль легкой оси (обусловленной рельефом Ta) представлены на Рис.5.3.2. Процесс перемагничивания структуры начинается на краях и дефектах. Причем как в прямом [Рис.5.3.2(б)], так и в обратном [Рис.5.3.2(е)] направлениях, зарождение доменов новой фазы происходит в одних и тех же местах. Как и в предыдущих случаях, интенсивность I МО сигнала от полей рассеяния на доменных

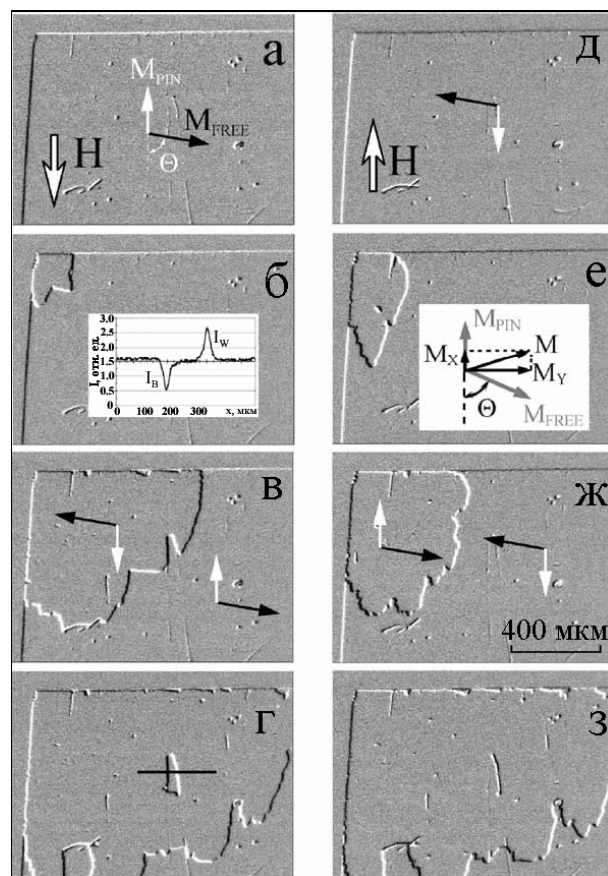


Рис.5.3.2. МО микрофотографии процесса формирования и движения доменных границ в Co(21Å)/Ru(5Å)/Co(26Å)/Ta(106Å). (а) $H = 120Э$, (б) $129Э$, (в) $129Э$ через 10 сек, (г) $129Э$ через 25 сек, (д) $-120Э$, (е) $-129Э$, (ж) $-129Э$ через 2сек, (з) $-129Э$ через 10 сек.

границах, параллельных краям образца, также приблизительно равны удвоенной интенсивности на этих краях.

Пример изменения интенсивности МО сигнала при фотометрировании вдоль прямой линии пересекающей две соседние ДГ [как показано на Рис.5.3.2(г)] представлен на вставке Рис.5.3.2(б). В случае малого угла фарадеевского вращения разность значений интенсивностей пиков I_B и I_W от черных и белых границ, соответственно, будет пропорциональна углу фарадеевского вращения ϕ и, следовательно, относительной величине усредненной по толщине двухслойной структуры компоненты намагниченности M_Y . Точно так же из измерений пиковой интенсивности МО сигнала на двух соседних горизонтальных ДГ определяется относительная величина компоненты M_X . Таким образом, усредненная по толщине двухслойной структуры величина намагниченности M и угол α ее отклонения от легкой оси характеризовались значениями I_B и I_W , измеренными для горизонтальных и вертикальных участков ДГ. Их анализ [вставка на Рис.5.3.2(е)] позволяет определить разориентацию (угол Θ) магнитных моментов $\mathbf{M}_{PIN}$ и $\mathbf{M}_{FREE}$ между закрепленным и свободным слоями Co , соответственно.

Из вставки на Рис.5.3.2(е) очевидно, что $\mathbf{M}_{PIN}$ и $\mathbf{M}_{FREE}$ могут быть представлены, как

$$M_X = M_{PIN} + M_{FREE} \cos\Theta = kI_X, \quad (5.3.1)$$

$$M_Y = M_{FREE} \sin\Theta = kI_Y, \quad (5.3.2)$$

где k – константа для данного эксперимента, $I_Y = |I_W|_Y + |I_B|_Y$ и $I_X = |I_W|_X - |I_B|_X$.

Относительные значения M_{FREE} и M_{PIN} были взяты пропорциональными толщине свободного и закрепленного слоев Co , соответственно. Угол Θ , рассчитанный из измеренных соответствующих значений МО интенсивности, оказался равным 82° .

Аналогичным образом направление намагниченности было также рассчитано из максимальных значений МО интенсивностей I_I и I_{II} , измеренных вдоль вертикальных и горизонтальных линий, соответственно, на взаимно

перпендикулярных сторонах угла однородно намагниченного образца, МО изображения которого в двух намагниченных состояниях показаны на Рис.5.3.3. Фотометрирование осуществлялось вдоль длинных осей прямоугольников, показанных на Рис.5.3.3(а). Из этого расчета взаимной ориентации намагниченностей в ФМ слоях следует, что магнитный момент свободного слоя Co развернут по отношению к магнитному моменту закрепленного слоя Co почти на 100° по часовой стрелке. Т.е. значение угла $\Theta = 180^\circ - 100^\circ = 80^\circ$ практически совпадает с полученным из МО интенсивностей на ДГ.

Неколлинеарное расположение спинов может быть обусловлено как биквадратичной обменной связью, так и конкуренцией между антипараллельным обменным взаимодействием через прослойку Ru и ферромагнитным обменным взаимодействием через ФМ мостики в немагнитной прослойке – пинхолы, которые обеспечивают параллельную ориентацию намагниченностей в ФМ слоях. В буквальном смысле, исследованный образец не является «синтетическим антиферромагнетиком». Т.е. можно говорить о нем, как о "синтетическом слабом ферримагнетике". Механизм перемагничивания синтетических "слабых ферримагнетиков", как было показано в [403-405], аналогичен механизму перемагничивания «синтетического антиферромагнетика», когда внешнее магнитное поле ориентировано либо вдоль направления суммарной намагниченности, либо вдоль наведенной подслоем Ta легкой оси. В каждом из слоев Co при некотором значении внешнего магнитного поля начинаются неоднородные спин-флип процессы, которые выражаются в скоррелированном зарождении и движении 180° доменных границ [как, например, на Рис.5.3.2(б) и (в)]. Сравнение МО изображений на рисунках Рис.5.3.3(а) и (б) выявляет инверсию контраста на краях образца, указывая на реверсирование намагниченности в обоих слоях Co .

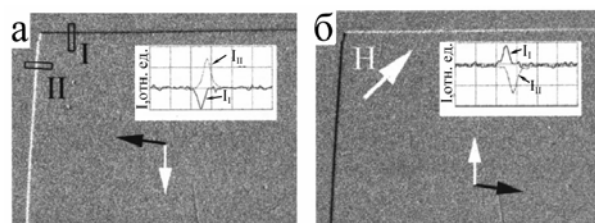


Рис.5.3.3. Микрофотографии, иллюстрирующие измерение МО интенсивности на краях структуры $Co/Ru/Co$ при $H = 0$ Э после приложения насыщающего поля: (а) $+600$ Э и (б) -600 Э.

Микромагнитный анализ влияния пинхолов на антиферромагнитно связанные слои был представлен Бобо и др. [405]. В их модели, когда вектора намагниченности в двух ферромагнитных слоях не параллельны, минимизация энергии дает магнитную структуру с вращением намагниченности, происходящим в ядре пинхола, а также и в магнитных слоях в пределах характерного расстояния d от пинхола, $d^2 = At_m/\sigma$; где A – обменная константа, t_m – толщина ферромагнитного слоя, и σ – плотность поверхностной энергии антиферромагнитной обменной связи. Когда антиферромагнитный обмен через прослойку конкурирует с ферромагнитным обменом через пинхолы, в пользу угловой взаимной ориентации намагниченностей в слоях могут быть представлены простые аналитические аргументы. Обменная энергия может быть записана как

$$E_{ex} = -|\mathcal{J}|\Sigma \cos\Theta_{ij} \quad (5.3.3)$$

где сумма вычисляется по ближайшим соседям в ферромагнитном слое и в пинхолах и Θ_{ij} – угол между соседними спинами. Разлагая выражение (5.3.3) в ряд Тейлора по Θ_{ij} , ограничиваясь членом второго порядка и отбрасывая постоянные члены, энергия E_{ex} может быть представлена, как квадратичная функция Θ_{ij} ,

$$E_{ex} = |\mathcal{J}|\Sigma \Theta_{ij}^2/2. \quad (5.3.4)$$

Поскольку характерная длина d и длина пинхола t_{Ru} через прослойку не зависят от Θ ; "закрученная" область около пинхола не расширяется и не сжимается, когда Θ изменяется. Угол между соседними спинами должен поэтому, быть пропорционален Θ , т.е. $\Theta_{ij} = g_{ij}\Theta$, где g_{ij} порядка $a/(t_{Ru}+2d)$ и a – параметр решетки. Поверхностная плотность энергии тогда может быть записана, как

$$E = \sigma \cos(\Theta) + A\varepsilon \Theta^2/t_{eff}, \quad (5.3.5)$$

где ε – часть поверхности, занятая пинхолами, и t_{eff} – расстояние, которое является комбинацией толщины Ru t_{Ru} и характерного расстояния d таким

образом, что $|\mathcal{G}|\Sigma(g_{ij})^2 = A/t_{\text{eff}}$.

Минимизация (5.3.5) относительно Θ приводит к простому результату

$$A\varepsilon/t_{\text{eff}}\sigma = \sin(\Theta)/2\Theta.$$

При $\varepsilon = 0$, $\Theta = \pi$ и $A\varepsilon/t_{\text{eff}}\sigma > 1/2$ намагниченности в обоих слоях ориентированы вдоль одной линии. Для промежуточных значений минимуму энергии отвечает угловая структура.

Описанный процесс перемагничивания реализуется лишь при условии наложения внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль наведенной оси анизотропии Co_{PIN} и направления результирующей намагниченности M , а также в диапазоне углов между ними. Процесс перемагничивания в полях, приложенных перпендикулярно к направлению результирующей намагниченности, происходил иначе. Вначале лишь один слой обратимо перемагничивался полем, значительно превышающим предыдущие значения полей перемагничивания. Однако при циклировании поля в образце возникала доменная структура. Причем одни наблюдаемые домены соответствовали исходному основному состоянию, а другие – новому основному состоянию, которое не являлось инверсией исходного основного состояния. На Рис.5.3.4 приведено МО изображение образца, перемагниченного из первоначального основного состояния [Рис.5.3.3(б)] после приложения около 80 циклов переменного поля амплитудой $\sim 60\text{Э}$, перпендикулярного к направлению исходной суммарной намагниченности. Вновь сформировавшиеся домены увеличивались в размере с каждым циклом. На рисунке они окрашены в розовый цвет в результате компьютерной обработки, в то время, как первоначальные области домена, обозначены зеленым. На Рис.5.3.4 ясно видно, что как вертикальный, так и горизонтальный края образца, попавшие в области с новыми доменами, оказались окрашены в черный цвет. Это означает, что суммарная намагниченность изменила свою ориентацию по сравнению с той,

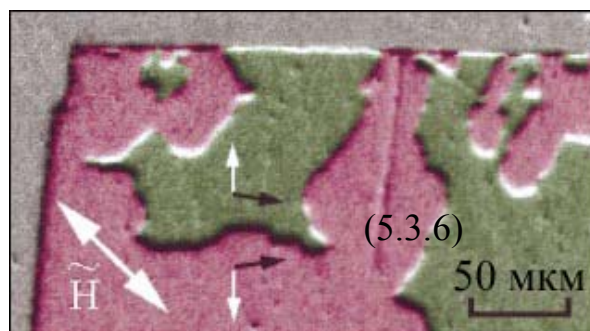


Рис.5.3.4. Микрофотография доменной структуры образца САФЗ после его размагничивания переменным полем, ориентированным под углом 90° по отношению к ориентации поля на Рис.5.3.3.

что приведена на Рис.5.3.3(б) на угол $\sim 90^\circ$. Направления намагниченности слоев Co в новых доменах были определены тем же способом, как это было сделано в предыдущем эксперименте, из анализа интенсивности МО сигнала на взаимно перпендикулярных краях образца после того, как образец был полностью перемагничен в новое основное состояние. В этом состоянии намагниченность свободного слоя Co_{FREE} оказалась повернута на $\sim 100^\circ$ против часовой стрелки относительно намагниченности закрепленного слоя Co_{PIN} .

На Рис.5.3.5 показаны особенности

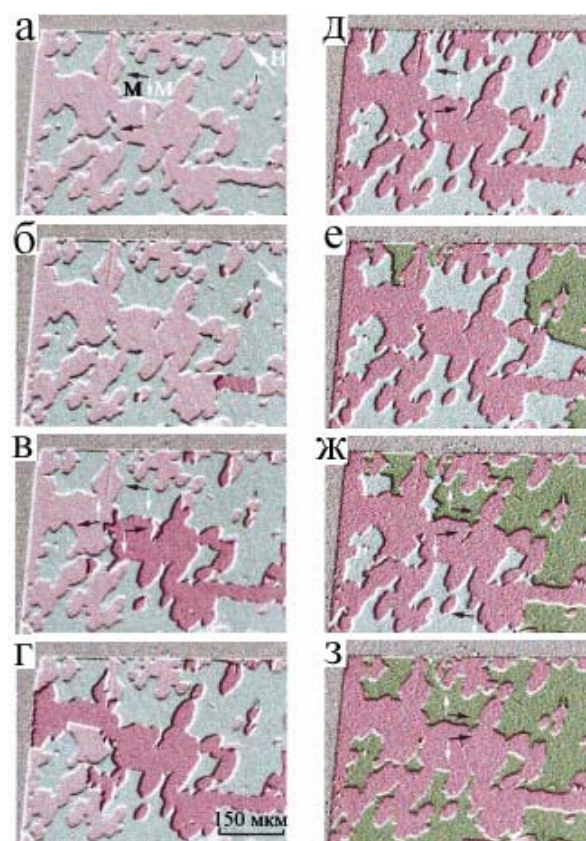


Рис.5.3.5. МО микрофотографии процесса перемагничивания двухфазной структуры САФЗ. (а) $H = 0\text{Э}$ после намагничивания полем $+600\text{Э}$, (б) -84Э , (в) -84Э через 45 сек, (г) -84Э через 90 сек, (д) -120Э , (е) -294Э , (ж) -300Э , (з) -348Э .

аномального процесса перемагничивания образца, имеющего два различных основных состояния, отделенных не- 180° -ми стенками. В такой двухфазной магнитной системе (с двумя основными состояниями) перемагничивание происходит в три этапа. На первом этапе [в слабом ($\sim 88\text{Э}$) поле], перемагничивание вновь образованных (розовых) доменов происходит через зарождение и рост 180° -х доменов (отмечено темно-розовым цветом). Однако зарождение таких обычных 180° -ых доменов, происходит, как правило, на аномальных не- 180° -ых доменных границах [Рис.5.3.5(б), (в)]. Такие вновь сформированные ДГ постепенно смещаются внутри новых предварительно созданных областей образца в течение небольшого интервала времени (дрейфуют), которое зависит от величины поля [Рис.5.3.5(б)-(д)], заметая почти всю эту область (помеченную розовым цветом). В течение этого процесса не- 180° -ые стенки практически не двигаются. На следующем этапе

перемагничивания (от $\sim 90\text{Э}$ до $\sim 290\text{Э}$) каких-либо видимых изменений в доменной структуре не наблюдалось. На третьем, заключительном этапе [Рис.5.3.5(е)-(з)], начинающемся в более высоких полях ($\sim 294\text{Э}$), происходит зарождение новых 180° -х доменов (отмечены темно-зеленым цветом) в областях представляющих собой фазу первоначального основного состояния.

С помощью компьютерного вычитания каждой последующей МО картинке из предшествующей можно проследить изменения положения не- 180° -ой стенки. На Рис.5.3.6 представлены положения таких границ в начале и в конце каждого этапа. Анализ таких разностных измерений показал, что не- 180° -ые стенки практически не двигаются в течение 1-го этапа [Рис.5.3.6(а)]. На втором этапе, не- 180° -ые стенки перемещались лишь на очень малые расстояния порядка МО изображения ширины самих стенок [Рис.5.3.6(б)]. Самое большое смещение происходило в течение третьего этапа [Рис.5.3.6(в)]. При этом стоит отметить, однако, что перемещения не- 180° -ых доменных границ происходили только при прохождении прилегающих к ним 180° -ых ДГ.

На Рис.5.3.5 проиллюстрированы изменения намагниченности в обоих слоях Со при увеличении отрицательного поля. После изменения направления поля на противоположное изменения намагниченности происходят так же, как и в предыдущем случае, в три этапа с последовательным формированием и дальнейшим ростом новой фазы (розовый цвет). Таким образом, в течение каждого полуцикла гистерезисной петли происходит однонаправленное движение малоподвижных (т.е. не- 180° -ых) границ, которые отделяют области образца с различными основными состояниями. Однако важно отметить, что

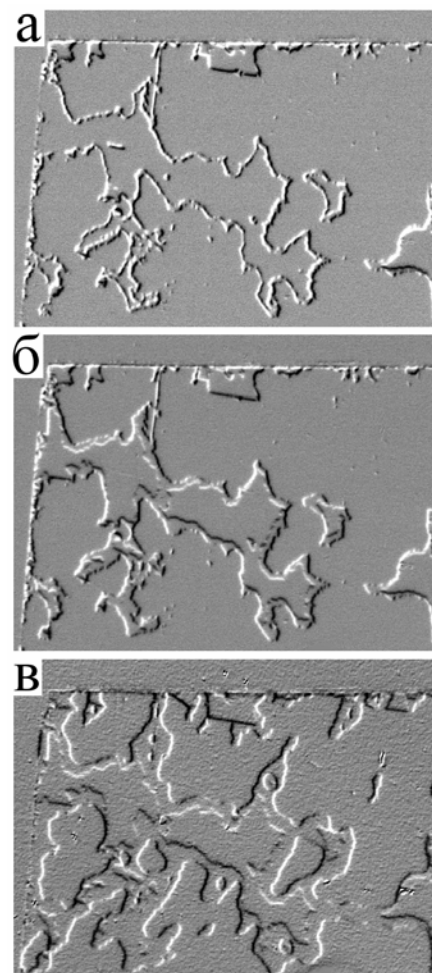


Рис.5.3.6. Изменение состояний малоподвижных ДГ: (а) на 1-м этапе, (б) на 2-м, (в) на 3-м.

после формирования в магнитном поле, перпендикулярном к суммарной намагниченности, доменной структуры, подобной тем, что приведены на Рис.5.3.4 или Рис.5.3.5, специфические не-180°-ые доменные границы не перемещались на сколько-нибудь заметные расстояния при отклонении этого поля от данного направления. При этом такие ДГ не зависели от величины приложенного поля вплоть до максимально достижимой в нашем эксперименте величины в 2.5кЭ.

Переориентации спинов в трехслойной структуре Co/Ru/Co, которые происходят под действием переменного внешнего магнитного поля, схематично представлены на Рис.5.3.7. Рис.5.3.7(а) соответствует основному состоянию образца, показанному на Рис.5.3.3(б). В этом состоянии спины свободного слоя повернуты на 100° по часовой стрелке относительно направления спинов в нижнем, высокоанизотропном слое. Рис.5.3.7(б). иллюстрирует распределение спинов, которое соответствует МО изображению на Рис.5.3.5(а). Анализ интенсивности МО сигналов, измеренных на Рис.5.3.4 и Рис.5.3.5, показывает, что магнитные моменты в одном из смежных доменов слоя Co_{FREE} занимают зеркально отраженную позицию по отношению к положению магнитных моментов в другом из них, в котором намагниченность свободного слоя повернута на 100° против часовой стрелки от направления намагниченности закрепленного слоя. Доменная граница между смежными доменами в свободном слое, приведенная на Рис.5.3.7(б), является 20°-ой доменной стенкой и обменно связана со 180°-ой доменной стенкой в высококоэрцитивном (закрепленном) слое.

Рис.5.3.7(в) соответствует рисункам 5.3.5(б)-(г) и демонстрирует инверсию направлений спинов в новой магнитной фазе, вызванной одновременным зарождением и движением обменно-связанных 180°-ых стенок в верхнем и

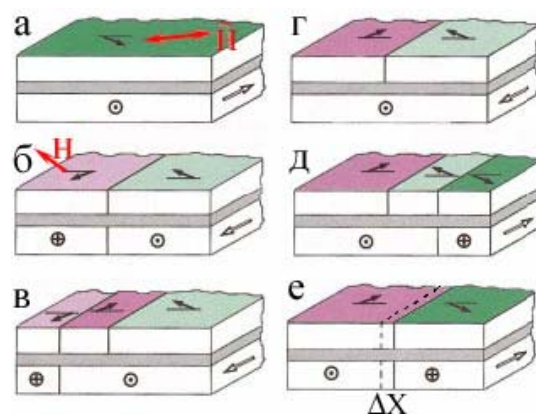


Рис.5.3.7. Схема распределения магнитных моментов в структуре Co/Ru/Co в различных состояниях процесса перемагничивания

нижнем слоях. Если направление вращения спинов внутри стенок одно и то же в обоих слоях, то верхние и нижние ФМ пленки будут сохранять ту же самую относительную ориентацию при движении таких обменно-связанных стенок. На Рис.5.3.7(г) продемонстрировано распределение спинов, которые сформировались в конце первого этапа [Рис.5.3.5(д)]. Закрепленный слой стал монодоменным, а в свободном слое сформировался 160° -ный домен. На Рис.5.3.7(д) показана инверсия направления спинов в областях образца с первоначальной магнитной фазой [рисунки 5.3.5(е) и 5.3.5(ж)] на третьем этапе перемангничивания. Рис.5.3.7(е) иллюстрирует распределение намагниченности после завершения третьего этапа, в результате которого произошло смещение первоначальной доменной границы на незначительную величину Δx . Стоит также отметить, что по разные стороны от 160° -ой доменной границы в свободном слое S_0 , показанном на Рис.5.3.7(г), магнитные моменты повернуты в противоположных направлениях относительно магнитных моментов в закрепленном слое. Поскольку на магнитные моменты с обеих сторон от такой стенки действуют конкурирующие силы, обусловленные антиферромагнитным обменным взаимодействием через прослойку Ru, неоднородным ферромагнитным взаимодействием через пинхолы и полем размагничивания пленки, такая доменная граница, как ожидается, будет смещаться в более высоких полях, чем вновь зародившаяся 180° -ная стенка в области с исходным расположением намагниченностей в слоях.

Изменение полярности поля приводит к той же последовательности перемангничивания образца: сначала перемангничивается «розовая» область, а затем «зеленая» с последующим смещением малоподвижной стенки на новую величину Δx . Таким образом, циклирование поля обеспечивает последовательный процесс смещения этой границы за счет постепенного ее перемещения в каждом полупериоде действия этого поля.

б. Структуры с клиновидной немагнитной прослойкой.

В предыдущей части параграфа рассматривались САФ-структуры с различными толщинами напыленного наклонно подслоя Ta и с фиксированной толщиной немагнитной прослойки Ru. При этом процессы перемагничивания в них оказались существенно различными. Если образцы с толщиной Ta $50\text{\AA}$ вели себя, как синтетический антиферромагнетик, то образцы с толщиной $106\text{\AA}$ имели структуру синтетического слабого ферромагнетика и аномальный характер процесса перемагничивания. В последнем случае поведение САФ-структуры, как предполагается, было обусловлено наличием пинголов, т.е. магнитных мостиков между ФМ слоями сквозь немагнитную прослойку. Возникновение таких мостиков в САФЗ оказалось возможным из-за более высоких «гребней» на более толстом танталовом подслое [402]. Если данное предположение верно, то тип структуры будет также определяться толщиной немагнитного слоя при фиксированной толщине профилированного немагнитного слоя.

В данной части параграфа изучено распределение намагниченности и механизм перемагничивания в САФ Co/Ru/Co в зависимости от эффективной толщины Ru. Образцы представляли собой отдельные пленки Co($25\text{\AA}$)/Ru(x)/Co($25\text{\AA}$), нанесенные на подслой Ta толщиной $50\text{\AA}$ наклонным магнетронным распылением, которое обеспечило высокое значение одноосной анизотропии слоя Co, нанесенного непосредственно на подслой Ta. Ru был нанесен в виде клина длиной 50 mm и толщиной от $0\text{\AA}$ до $100\text{\AA}$. Из него были вырезаны образцы со сторонами 4mm $\times$ 5mm с различными толщинами Ru. Сверху САФ была защищена слоем Au($25\text{\AA}$).

Процессы перемагничивания САФ структуры визуализировались с использованием метода МОИП. Небольшие отверстия ($\sim 100\mu\text{m}$ диаметром) были проделаны в каждом образце сквозь слои САФ для более точного определения направления вектора результирующей намагниченности **M** и расчета значений M , M_{FREE} и M_{PIN} слоев Co из прецизионных измерений интенсивностей магнитооптического сигнала от магнитных полюсов, которые

образуются на противоположных сторонах отверстия, как это показано на Рис.3.2.4 и Рис.5.3.8(а). Черная и белая окраска на краях соответствует полям рассеяния, выходящим из пленки и входящим в нее, соответственно. При условии, что намагниченность вблизи отверстия однородна, МО контраст максимален вдоль оси симметрии МО портрета, обусловленного полями рассеяния этого отверстия. На Рис.5.3.8(в) эта ось изображена стрелкой компаса. Результирующая намагниченность M при этом характеризуется величиной

интенсивности $I_A = (I_{\max} - I_{\min})/2$ [Рис.5.3.8(г)] и углом φ его вращения относительно оси легкого намагничивания структуры. Изменения этих значений во время перемагничивания свободного ФМ слоя позволяют определить распределение магнитного момента в этом слое. Влияние плоскостного внешнего магнитного поля на намагниченности индикаторной пленки учитывалось по методу, описанному в §3.2.

Данные, полученные для структуры с почти нулевой толщиной слоя Ru, представлены на Рис.5.3.8. МО изображения на Рис.5.3.8(а)-(в) иллюстрируют перемагничивание образца вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Здесь и на всех остальных МО микрофотографиях данного параграфа ось наведенной анизотропии ориентирована горизонтально. Значения I_A и φ в полях, приложенных перпендикулярно к ОЛН, представлены на Рис.5.3.8(д) и (е). Эти данные показывают, что процесс перемагничивания вдоль ОЛН происходит за счет зарождения и распространения доменных границ, тогда как

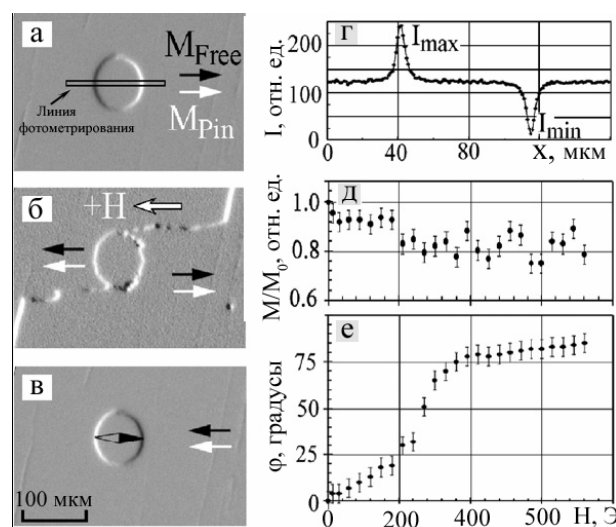


Рис.5.3.8. МО микрофотографии процесса перемагничивания Co/Ru(0Å)/Co однородной структуры в поле, ориентированном параллельно легкой оси (а)-(в): (а) $H = 0$ Э после намагничивания полем -500 Э; (б) $+33$ Э; (в) $+36$ Э; зависимость величины суммарной намагниченности M/M_0 (д) и угла φ (е) ее вращения от поля, перпендикулярного легкой оси; и (г) иллюстрирует изменение интенсивности МО сигнала вдоль линии фотометрирования.

перемагничивание вдоль трудной оси происходит в существенно более высоких полях и за счет вращения M .

При отклонении намагниченности от ОЛН внешним полем происходит уменьшение ее значения на $\sim 20\%$ [Рис.5.3.8(д)]. Это значит, что структура спинов является закрученной, подобно тому, как это происходит в объемных спиновых пружинах. Она формируется благодаря более высокой анизотропии на рифленной поверхности раздела Co/Ta.

При перемагничивании образцов с t_{Ru} до 2Å их МО портреты были практически идентичны портретам, полученным при $t_{Ru} = 0$. Однако для t_{Ru} , превышающих 2Å , эффективная суммарная намагниченность в нулевом поле монотонно изменяет свою ориентацию с толщиной Ru. Изменяется также и характер перемагничивания.

На Рис.5.3.9 представлен пример перемагничивания при $t_{Ru} = 3\text{Å}$ в полях, приложенных вдоль наведенной ОЛН [рисунки 5.3.9(а) и 5.3.9(б)] и перпендикулярно к ней [рисунки 5.3.9(в) и 5.3.9(г)]. Как можно видеть из МО изображений, в обоих случаях процесс перемагничивания структур протекает за счет зарождения доменов и движения доменных границ. Подобное поведение наблюдалось при всех других ориентациях поля.

При $t_{Ru} = 3\text{Å}$ измеренный угол суммарного магнитного момента ϕ был 77.5° . Предполагая, что намагниченность нижнего слоя Co M_{PIN} остается ориентированной вдоль легкого направления, определенного смежным подслоем Ta, можно оценить [как показано на вставке Рис.5.3.2(е)] угол между M_{PIN} и M_{FREE} , как равный 2ϕ или 155° . Полученные таким способом взаимные ориентации M_{PIN} и M_{FREE} , отражены на Рис.5.3.9 и Рис.5.3.10.

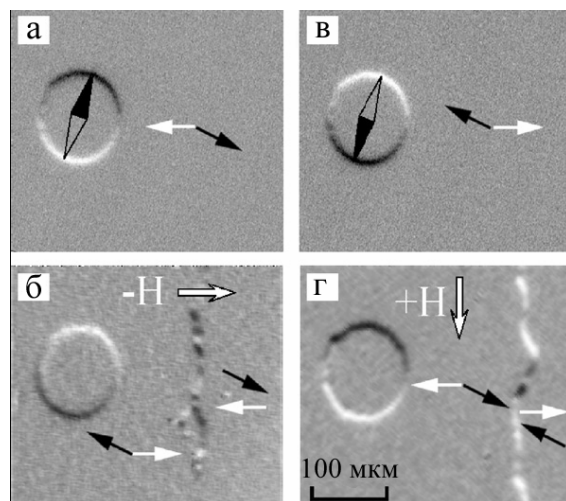


Рис.5.3.9. МО микрофотографии процесса перемагничивания однородной структуры Co/Ru(3Å)/Co полем ориентированным параллельно (а), (б) и перпендикулярно (в), (г) к легкой оси: (а) $H = 0\text{Э}$ после намагничивания в поле $+500\text{Э}$; (б) -360Э ; (в) 0Э после намагничивания в поле -500Э ; (д) $+66\text{Э}$

Из эксперимента следует, что намагниченности в слоях имеют неколлинеарную ориентацию и что достаточно сильное обменное взаимодействие между слоями Co обуславливает скореллированный спин-флип процесс при всех ориентациях поля. Стоит отметить также, что в диапазоне толщин до $3.2\text{\AA}$ относительная ориентация $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$ и $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ всегда сохраняется в процессе перемагничивания, то есть $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ всегда повернута против часовой стрелки относительно $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$.

Незначительное увеличение t_{Ru} ведет к состоянию, при котором наблюдаются два типа доменов - с отклонениями $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ относительно $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$ либо против, либо по часовой стрелке. Домены с ориентацией $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ по часовой стрелке относительно $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$ обнаруживались после приложения переменного внешнего поля под небольшим углом ($\alpha = +10^\circ$) к ОЛН. Когда переменное поле достаточной амплитуды было приложено перпендикулярно к $\mathbf{M}$, происходили зарождение и рост доменов с противоположным углом $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ относительно $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$ [Рис.5.3.10(а)]. Сформировавшиеся в переменном поле домены были отделены почти неподвижными не- 180° -ми доменными границами, подобными тем, что наблюдались в образце САФ3. Измерения относительной ориентации результирующей намагниченности в этом образце были выполнены так же, как и в предыдущих экспериментах, используя МО контраст на круглом отверстии в каждом из двух основных состояний, полученных после насыщения образца переменным полем соответствующей ориентации. Процесс же перемагничивания данной САФ с образовавшейся доменной структурой, представленный на Рис.5.3.10, был выполнен несколько в стороне от отверстия, около одного из краев образца, поскольку доменная

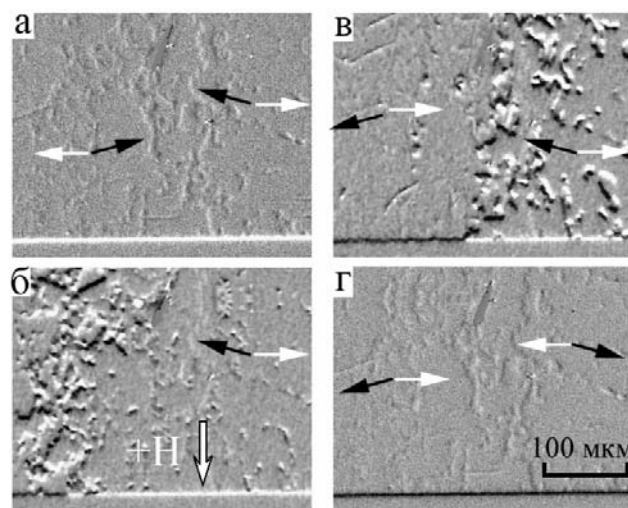


Рис.5.3.10. МО микрофотографии процесса перемагничивания Co/Ru(3.4 Å)/Co двухфазной структуры в поле параллельном ОЛН: (а) $H = 0\text{Э}$ после намагничивания в поле $+500\text{Э}$; (б) -90Э ; (в) -102Э ; (д) -114Э

структура там была видна более четко по сравнению с областью вблизи отверстия.

МО изображения на Рис.5.3.10 включают в себя край образца, видимый, как линия черно-белого контраста вдоль нижней стороны этих изображений. После перемагничивания в переменном поле распределение намагниченности таково, что на краю САФ формируются магнитные заряды одного знака [белая линия на Рис.5.3.10(а)], так же, как и на малоподвижных стенках, которые аналогичны head-to-head или tail-to-tail стенкам. Однако сравнительный анализ МО интенсивностей на этих стенках и на краю образца [Рис.5.3.10(а)] позволяет заключить, что магнитные моменты в ФМ слоях почти антипараллельны. При этом, когда к образцу приложено перемагничивающее поле, сначала перемагничивается один тип доменов, о чем свидетельствует изменение МО контраста на стационарных ДГ и на краю образца [цвет линии становится черным в левой части Рис.5.3.10(б),(в)]. Затем, в более высоких полях, второй тип доменов также, как и предыдущий, начинает перемагничиваться за счет зарождения и смещения 180° -х доменных стенок, приводя к инверсии МО контраста на стационарных стенках и вдоль всего края образца [Рис.5.3.10(г)].

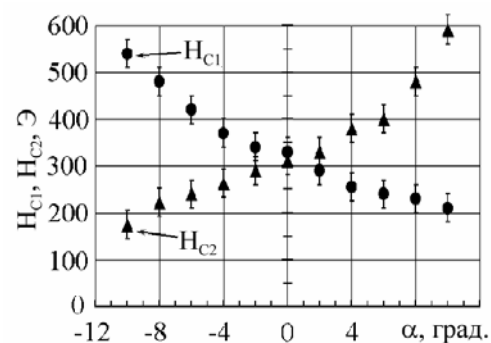


Рис.5.3.11. Зависимость критических полей зарождения 180° -х доменов для двух фаз САФ с $t_{RU} = 3.4 \text{ \AA}$ от угла между полем и ОЛН.

Когда же поле ориентировано строго вдоль легкой оси, перемагничивание обоих типов доменов происходит при одном и том же его значении. Отклонение $\mathbf{H}$ от этого направления ведет к двухступенчатому процессу перемагничивания. Критические значения поля H_{C1} и H_{C2} для зарождения и движения 180° -ых ДГ в этих двух типах доменов зависят от угла между внешним полем и ОЛН. Эти данные представлены на Рис.5.3.11. Изменение направления отклонения поля приводит и к изменению последовательности перемагничивания в доменах с различными знаками отклонения $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$.

Двухфазная магнитная структура наблюдалась в узкой области толщин Ru $3.2\text{\AA} < t_{\text{Ru}} < 3.5\text{\AA}$ с постоянной толщиной (здесь $50\text{\AA}$) подслоя Ta. При более толстой прослойке Ru МО контраст на краю отверстия и границах доменов ослабевал, указывая на приближение ориентации векторов $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ и $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$ к антипараллельной. Наблюдающийся слабый контраст остается, если значения $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ и $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$ не равны и, как результат, не полностью компенсируют друг друга.

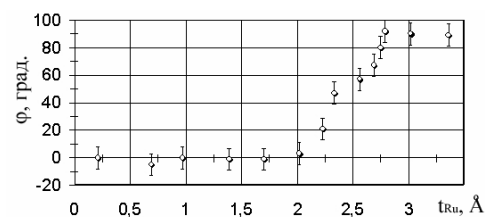


Рис.5.3.12. Зависимость угла поворота суммарной намагниченности САФ от толщины немагнитной прослойки Ru.

Зависимость угла ϕ поворота суммарной намагниченности образца от толщины немагнитной прослойки Ru (Рис.5.3.12) указывает на наличие постепенного перехода распределения магнитных моментов в САФ от ферромагнитного к антиферромагнитному упорядочению в слоях через скошенную фазу.

Суммируя поведение трехслойной структуры Co/Ru/Co во внешних магнитных полях, как функции t_{Ru} , можно заключить, что для эффективных толщин Ru меньших, чем $2\text{\AA}$ (область I на Рис.5.3.13), ориентация магнитных моментов в обоих ФМ слоях оказывается параллельной. Можно предположить, что для таких очень тонких прослоек Ru антиферромагнитное обменное взаимодействие через рутениевые островки (или кластеры) очень мало и суммарная намагниченность определяется прямым ферромагнитным обменным взаимодействием через большую

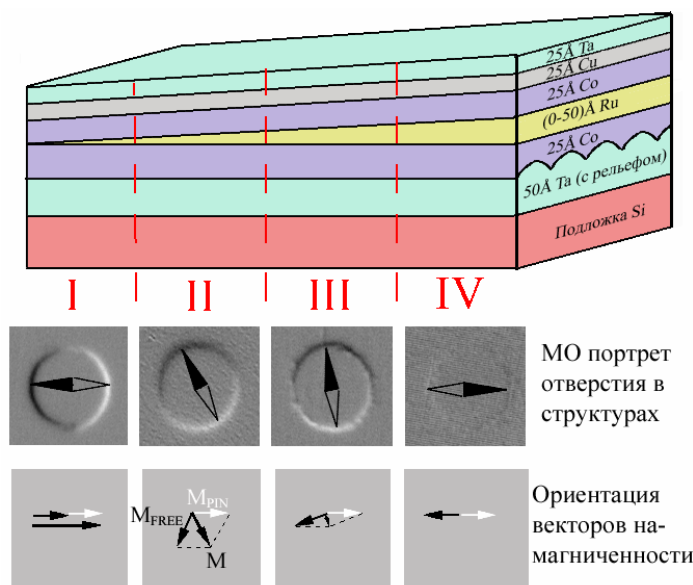


Рис.5.3.13. Схема структуры САФ с клиновидной прослойкой Ru; МО портреты клина вблизи отверстия и намагниченности суммарной $\mathbf{M}$ и в слоях $\mathbf{M}_{\text{FREE}}$ и $\mathbf{M}_{\text{PIN}}$ в разных участках.

площадь интерфейса, не занятую рутением. Когда же толщина прослойки становится близкой к параметру решетки монокристалла Ru (область II на Рис.5.3.13), плотность нанесенных кластеров Ru растет, и их площадь становится сопоставима с оставшейся не занятой рутением площадью. В этом случае в структуре САФ возникает неколлинеарная конфигурация намагниченностей в слоях, которая достаточно устойчива к воздействию внешнего магнитного поля. При дальнейшем увеличении t_{Ru} (область III на Рис.5.3.13) занятой рутением площади интерфейса уже достаточно, чтобы создать почти непрерывную пленку, слабое АФМ обменное взаимодействие через которую становится сопоставимым с прямым ферромагнитным обменным взаимодействием через остающиеся пинхолы. В этом диапазоне толщин состоянию с минимумом энергии отвечает состояние с неколлинеарной ориентацией $\mathbf{M}_{FREE}$ и $\mathbf{M}_{PIN}$, которое может изменяться под действием внешнего магнитного поля за счет формирования и смещения аномальных малоподвижных доменных границ. Наконец, когда плотность пинхолов становится незначительной (при $t_{Ru} > \sim 3.5 \text{ \AA}$), появляется антипараллельная ориентация $\mathbf{M}_{FREE}$ и $\mathbf{M}_{PIN}$ (область IV на Рис.5.3.13).

Таким образом, используя метод МОИП для изучения магнитной структуры трехслойных нанокompозитных систем Co/Ru/Co с осью легкого намагничивания, наведенной наклонно напыленным подслоем Ta, удалось показать, что взаимное распределение $\mathbf{M}_{FREE}$ и $\mathbf{M}_{PIN}$ и их характеристики перемагничивания обусловлены плотностью пинхолов в прослойке Ru с различной эффективной толщиной.

Заключение.

Экспериментально изучены элементарные акты процесса перемагничивания нового класса нанокompозитных многослойных материалов – синтетических антиферромагнетиков с магнитостатическим закреплением одного из ФМ слоев за счет формирования полосового рельефа на подложке. В результате изучения магнитной структуры и характера перемагничивания трехслойных нанокompозитных систем Co/Ru/Co с осью легкого намагничивания,

наведенной наклонно напыленным подслоем Ta, показано, что взаимное распределение M_{FREE} и M_{PIN} и их характеристики перемагничивания зависят от глубины рельефа подложки и толщины немагнитной прослойки между ФМ слоями. Обнаружено, что с увеличением толщины наклонно напыленного подслоя Ta и уменьшением толщины прослойки Ru обменное межслоевое взаимодействие между ФМ слоями меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному через формирование состояния со скошенными магнитными фазами в промежуточной области. Показано, что процесс перемагничивания САФ протекает за счет неоднородного спин-флип процесса через формирование и движение скоррелированных в ФМ слоях 180° -градусных доменных границ или аномальных мало подвижных не- 180° -х границ. Установлено, что в этом состоянии доменная структура и ее преобразование во внешнем магнитном поле обусловлены плотностью пинхолов в прослойке Ru.

Выводы к Главе 5

1. Выявлено влияние толщины немагнитных слоев в магнитных свехрешетках на распределение намагниченности и динамику доменных границ и их структуру. Установлено, что тип и величина межслоевого обменного взаимодействия обуславливают различия в ширине кооперативных доменных границ head-to-head and tail-to-tail, которые играют определяющую роль в процессе перемагничивания.

2. Установлено, что в случае преобладающего ферромагнитного обмена между слоями вектора намагниченности в смежных слоях ориентируются параллельно, и ДГ разделяют области с противоположно направленными суммарными намагниченностями. Тонкая структура таких ДГ на изображениях выявляет неоднородное по толщине распространение частичных доменных границ в индивидуальных слоях или группах слоев.

3. Показано, что в случае, когда между слоями преобладает антиферромагнитный обмен, процесс перемагничивания носит двухстадийный

характер. При перемагничивании образца, находящегося в состоянии насыщения, на первом этапе после достижения перемагничивающим полем критической величины, в нем происходит зарождение доменных стенок, разделяющих области с параллельной и антипараллельной ориентацией намагниченности в смежных слоях. Эти ДГ, наблюдаемые в режиме реального времени, демонстрируют «крип» в постоянном поле и размагничивают заметаемые ими области. На втором этапе дальнейшее перемагничивание таких сверхрешеток происходит непрерывно за счет процессов вращения намагниченности без видимого формирования доменных границ.

4. Обнаружены спин-переориентационные фазовые переходы в магнитных сверхрешетках CoNiCu/Cu с антиферромагнитным обменным взаимодействием между магнитными слоями. Показано, что в зависимости от величины и направления поля различные коллинеарные, скошенные симметричные и несимметричные фазы (подобные тем, что теоретически описаны в [232]) могут реализовываться неоднородным спин-флоп процессом благодаря зарождению и смещению межфазных стенок, структура которых существенно отличается от классических ферромагнитных доменных границ. Впервые определены относительные ориентации спинов в подрешетках антиферромагнитных сверхрешеток на всех стадиях их перемагничивания, идентифицированы коллинеарные и угловые фазы разных типов, возникающие в результате зарождения и смещения доменных границ при различных направлениях внешнего магнитного поля относительно оси легкого намагничивания.

5. Установлена корреляция между величиной ГМС и микромеханизмом перемагничивания сверхрешеток Co/Cu, полученных электроосаждением, для различных толщин медных прослоек. Сверхрешетки с отсутствующим эффектом ГМС демонстрируют кооперативное поведение спинов, которое подобно тому, что проявляется в тонких ферромагнитных пленках с плоскостной двухосной анизотропией, тогда как сверхрешетки с

существенным ГМС, напротив, демонстрируют частично связанные спиновые неколлинеарные конфигурации, ответственные за наблюдаемое явление гигантского магнитосопротивления.

6. Установлено, что перемагничивание обладающих эффектом ГМС как симметричных, так и несимметричных спиновых вентилях, содержащих слои Со, происходит на начальном этапе за счет процессов неоднородного вращения намагниченности с последующим образованием микродоменов в свободном слое, а на втором – за счет неоднородных процессов вращения намагниченности в закрепленном обменным взаимодействием слое. В спиновых вентилях, содержащих ФМ слои NiFe, первый этап характеризуется формированием макродоменов с обратной намагниченностью. При этом Со-SVC оказались более устойчивы к высоким температурам отжига, чем NiFe-SVC.

7. Обнаружено, что увеличение температуры отжига спинвентильной системы $\text{Py/Cu/Py/Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ ведет к изменениям в обменной связи между двумя ферромагнитными слоями, влияющим на тепловую стабильность, магнитные и магнитотранспортные свойства таких спиновых вентилях. Выявлено, что в охлажденной после отжига до комнатной температуры области спинового вентиля с изначально ферромагнитной обменной связью между ФМ слоями возникают участки с антиферромагнитной обменной связью.

8. Выявлено влияние условий формирования несимметричных спиновых вентилях на преобразование их доменной структуры и, как следствие, на величину эффекта гигантского магнитосопротивления в них. Установлено, что в образцах с верхним расположением АФМ слоя формируется стабильное основное состояние с однонаправленной анизотропией и максимумом ГМС $\sim 9.6\%$, тогда как в образцах с нижним расположением АФМ слоя направление их оси однонаправленной анизотропии изменяется с изменением направления перемагничивающего магнитного поля и, как следствие, ГМС не превышает $\sim 3\%$. Различие в поведении доменов и величинах ГМС двух типов спиновых

вентилей обусловлено различиями структуры АФМ слоя и интерфейса АФМ/ФМ.

9. Детальное изучение процесса перемагничивания обменно-связанной трехслойной структуры Co/Ru/Co, нанесенной на наклонно напыленный подслой Ta показало, что основные состояния таких сэндвичей характеризуются отличной от нуля намагниченностью при $H = 0$ и неколлинеарными ориентациями намагниченности в двух слоях Co. В таких структурах в процессе перемагничивания обнаруживается синхронное преобразование доменной структуры в обоих ФМ слоях.

10. Обнаружено, что приложение магнитного поля, перпендикулярного к суммарному вектору намагниченности синтетического антиферромагнетика, при определенных условиях вызывает зарождение и расширение доменов с новым основным состоянием, характеризующимся противоположным направлением поворота намагниченности в свободном ФМ слое. Показано, что в таких гетероструктурах происходит аномальное перемагничивание через трехстадийный процесс за счет движения 180° -ых и не- 180° -ых доменных границ. Установлено, что состояния с отклоненными намагниченностями и их взаимные преобразования обусловлены конкуренцией между ферромагнитным и антиферромагнитным обменным взаимодействием через пинхолы и немагнитную прослойку Ru, соответственно, и определяются как глубиной рельефа подложки, так и толщиной немагнитной прослойки.

ОБЩИЕ ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

1. Проведено прямое экспериментальное изучение элементарных актов перемагничивания монополярных уединенных 180-градусных доменных границ в монокристаллах иттриево-железистого граната. Впервые получены прямые экспериментальные доказательства существования различных режимов движения доменной границы, контролируемых формированием в ней элементарных или нелинейных возбуждений намагниченности. Показано, что при смене режимов в процессе увеличения амплитуды внешнего поля происходит резкое (более чем на порядок) изменение подвижности стенки.

2. Впервые осуществлено систематическое экспериментальное исследование нелинейных процессов преобразования структуры ДГ и ее взаимодействия с концентрирующимися в месте ее расположения динамическими дефектами, ответственными за эффект магнитного последействия. Получены данные об эффективной глубине, размере и характерных временах формирования и рассасывания формируемой этими дефектами локальной потенциальной ямы. Изучено влияние пристеночных магнонов на динамические свойства ДГ, измерены их характеристики, анализ которых позволил впервые экспериментально доказать невзаимность спектра и оценить среднюю фазовую скорость пристеночных спиновых волн и параметр затухания прецессии спинов в осциллирующей блоховской стенке. Установлено, что переход ДГ в хаотический режим колебаний обусловлен возбуждением уединенных нелинейных волн солитонного типа, зарождение которых носит пороговый характер от амплитуды и резонансный от частоты внешнего магнитного поля, показано, что они играют решающую роль в кардинальном уменьшении подвижности ДГ в области высоких полей.

3. Установлено, что увеличение внешней накачки ведет к расширению спектра и увеличению плотности пристеночных магнонов, формированию

уединенных нелинейных волн - динамических солитонов и их распаду на пары блоховских линий - топологических солитонов. Измерены динамические характеристики 180-градусных доменных границ, блоховских линий и точек. Показано, что эффективная масса и коэффициент вязкого трения БЛ, вычисленные на основе экспериментальных данных для поляризованных БЛ, согласуются с теоретическими оценками. Обнаружена зависимость скорости и направления дрейфа БЛ, происходящего в закритическом синусоидальном поле, от величины и полярности поляризующего БЛ поля. Впервые измерен спектр колебаний блоховской точки вдоль блоховской линии. Установлено, что он имеет релаксационный характер. Показано, что рассчитанная по экспериментальным данным величина подвижности точки на $2 \div 3$ порядка меньше значений подвижностей линии и границы.

4. Развита метод магнитооптической индикаторной пленки, позволяющий в режиме реального времени получать информацию о доменной структуре нанокompозитных многослойных магнитных материалов и элементарных актах их перемагничивания, впервые выполнено прямое экспериментальное изучение преобразования доменной структуры в обменно-связанных гетерофазных тонкопленочных наномангнетиках.

5. Обнаружено явление асимметрии активности центров зарождения доменов в эпитаксиальных двухслойных структурах ФМ/АФМ при их перемагничивании, развита модель обменного смещения петли гистерезиса, показано, что наблюдаемая асимметрия несовместима со статической структурой АФМ спинов и указывает на присутствие в ней гибридной ДГ, состоящей из ФМ и АФМ участков.

6. Впервые в двухслойных гетерофазных нанокompозитных ФМ/АФМ и ММФ/МЖФ структурах экспериментально изучены элементарные акты перемагничивания, обусловленные преобразованием специфических

квазидвумерных обменных пружин. Установлено, что в обоих случаях реализуются механизмы неоднородного перемангничивания, характеризующиеся зарождением и эволюцией спиновых пружин разной хиральности, что обусловлено исходной разориентацией намагниченности магнитомягкого слоя, задаваемой дисперсией осей однонаправленной анизотропии на межфазной поверхности, играющей решающую роль в формировании основного состояния нанокompозитов и физических механизмов, определяющих нелинейные процессы преобразования их доменной структуры. Обнаружены новые моды перемангничивания таких обменно-связанных структур.

7. С использованием прямого МО наблюдения изучены неоднородные процессы перемангничивания в магнитных сверхрешетках и трехслойных структурах - спиновых вентиллях и синтетических антиферромагнетиках. Установлено, что тип и величина межслоевого обменного взаимодействия обуславливают различия в структуре и свойствах кооперативных доменных границ, которые играют определяющую роль в процессе перемангничивания. В структурах с антиферромагнитным межслоевым обменным взаимодействием обнаружены спин-переориентационные фазовые переходы, при которых за счет неоднородных спин-флоп процессов происходит зарождение и смещение межфазных стенок, структура которых существенно отличается от структуры классических ферромагнитных доменных границ. Установлено, что в них реализуются различные коллинеарные и неколлинеарные спиновые конфигурации, ответственные за величину эффекта гигантского магнитосопротивления, определяемого микромеханизмом перемангничивания слоистых структур. Впервые показано, что отжиг и пинхолы влияют на тип и величину межслоевой обменной связи, что приводит в определенных условиях к кардинальным изменениям в микромеханизме перемангничивания, влияющем на магнитные и магнитотранспортные свойства таких слоистых структур.

В заключение следует отметить, что разработанные методы прямого экспериментального изучения магнитной структуры и ее преобразования в квазидвумерных системах спинов, локализованных в доменных границах или в нанокompозитных гетерофазных слоистых структурах, позволили довести исследование магнитных свойств до уровня отдельной блоховской точки и доменной границы в супертонкой магнитной пленке в режиме реального времени. Полученные в диссертационной работе результаты позволили провести проверку основных положений теории и выявить целый ряд не предсказывавшихся ранее явлений, которые уже стимулировали дальнейшее развитие теории. Эти результаты могут иметь значение для решения не только фундаментальных задач по исследованию сугубо нелинейных процессов движения намагниченности в магнитоупорядоченных средах, но и практических. Развитая методика исследования динамического преобразования доменной структуры и полученные с ее помощью результаты о структуре намагниченности и ее эволюции в двумерных спиновых системах могут найти применение в процессе разработки новых элементов вычислительной техники и спинтроники. Таким образом, выбранное направление исследований представляется перспективным и можно надеяться, что дальнейшее расширение его в область высоких частот позволит получить еще много новых важных данных, необходимых для построения теории основного состояния нового класса нанокompозитных магнитных материалов в частности и магнитоупорядоченных сред в целом.

Выражаю глубокую и искреннюю благодарность профессору В.И.Никитенко за всестороннюю поддержку, постоянный и очень доброжелательный интерес к работе. Хотел бы поблагодарить за полезные обсуждения и помощь в работе Кабанова Ю.П. и Тихомирова О.А. Весьма признателен также всем сотрудникам ЛРСК, в той или иной форме способствовавшим успешному проведению работы.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Вонсовский С. В., Магнетизм. -М.: Наука, 1971, 1031с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел. - В кн.:Ландау Л.Д. Сборник трудов. -М.: Наука, 1969, т.1, с.128-143.
3. Хуберт А., Теория доменных стенок в упорядоченных средах. -М.: Мир, 1977, 306с.
4. Малоземов А., Слонзуски.Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. -М.: Мир, 1982, 384с.
5. Тикадзуми С., Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения.- М.: Мир, 1987, т.2, 419с.
6. Лисовский Ф. В., Физика цилиндрических магнитных доменов. -М.: Сов. радио, 1979, 190с.
7. Четкин М.В., Шалыгин А.И., де ла Кампа А. Скорость доменных границ в слабых ферромагнетиках. ЖЭТФ, 1978, т.75, № 6, с. 2345-2350.
8. Hothersall D.C. Electron images of two-dimensional domain wall. Phys. Stat. Sol. (b), 1972, v.51, No.2, p.529-536.
9. Погосян Я.М., Шишков А.Г., Телеснин Р.В. Гистерезисное изменение структуры доменной границы в тонких пленках. ФММ, 1970, т. 30, № 4, с.880-884.
10. Кринчик Г.С., Бенидзе О.М. Магнитооптическое исследование магнитных структур при микронном разрешении. ЖЭТФ, 1974, т.67, № 6, с.2181-2184.
11. Боков В.А., Волков В.В., Трофимова Т.К., Шер Е.С. Динамическое преобразование цилиндрических магнитных доменов при трансляционном движении. ФТТ, 1975, т.17, № 12, с.3591-3594.
12. Шишков А.Г., Ильичева Е.Н., Канавкина Н.Г., Колотов О.С. Подвижность блоховских линий в пермалловых пленках. ФТТ, 1976, т.18, №7, с.2134-2136.

13. Wantenaar G.H., Campbell S.J., Chaplin D.H., Sydney K.R., Wilson G.V. Transient enhancement studies of domain-wall pinning in ferromagnetic metals. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v.37, No.26, p.1767-1769.
14. О'Делл Т., Магнитные домены высокой подвижности. -М.: Мир, 1978, 197с.
15. Дедух Л.М., Никитенко В.И., Полянский А.А. Динамика 180-градусной блоховской стенки в иттриевом феррогранате. *ЖЭТФ*, 1980, т.79, №2, с.605-618.
16. Bostanjoglo O., Rosin I.R. Resonance oscillations of magnetic domain walls and Bloch lines observed by stroboscopic electron microscopy. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1980, v.57, No.2, p.561-568.
17. Боков В.А., Волков В.В., Карпович В.И., Карпович Е.И., Шер Е.С., Зайцев Н.В., Трофимова Т.К. Скорость доменных стенок в области насыщения в гранатовых пленках. *ФТТ*, 1980, т.22, №.4, с.1120-1125.
18. Горнаков В.С., Дедух Л.М., Кабанов Ю.П., Никитенко В.И. Динамика блоховских линий в иттриевом феррогранате. *ЖЭТФ*, 1982, т.82, №6, с.2007-2019.
19. Горнаков В.С., Дедух Л.М., Кабанов Ю.П. Движение доменных границ в монокристаллах иттриевого феррограната при высоких температурах. *ФТТ*, 1984, т.26, № 3, с.648-654.
20. Браун У.Ф., Микромагнетизм. -М.: Наука, 1979, 160с.
21. Филиппов Б.Н., Шматов Г.А., Миляев Ю.К. О зарождении доменной структуры в ферромагнитных пленках в неоднородных магнитных полях. *ЖТФ*, 1983, т.53, №10, с.2032-2038.
22. Иванов Б.А., Косевич А.М. Связанные состояния большого числа магнонов в ферромагнетиках с одноионной анизотропией. *ЖЭТФ*, 1977, т.72, №5, с.2000-2015.
23. Косевич А. М., Иванов Б. А., Ковалев А. С., Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. -Киев: Наукова Думка, 1983, 192с.

24. Елеонский В.М., Кулагин Н.Е., Новожилова Н.С. О новых примерах топологических солитонов в магнитоупорядоченных средах. ЖЭТФ, 1985, т.89, №6, с.2174-2180.
25. Kneller E.F., Hawig R. The exchange-spring magnet: a new material principle for permanent magnets. IEEE Trans. Magn., 1991, v.27, No.4, p.3588-3560.
26. Fullerton E.E., Jiang J.S., Grimsditch M., Sowers C.H., Bader S.D. Exchange-spring behavior in epitaxial hard/soft magnetic bilayers. Phys. Rev. B, 1998, v.58, No.18, p.12193-12200.
27. Mauri D., Siegmann H.-C., Bagus P.S., Kay E. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. J. Appl. Phys., 1987, v.62, No.7, p.3047-3049.
28. Berkowitz A.E., Takano K. Exchange anisotropy. J. Magn. Magn. Mater., 1999, v.200, p.552-570.
29. Nogues J., Schuller I.K. Exchange bias. J. Magn. Magn. Mater., 1999, v.192, p.203-232.
30. Heinrich B. Magnetic nanostructures. From physical principles to spintronics. Canad. J. Phys., 2000, v.78, No.3, p.161-199.
31. Ахиезер А.И., Боровик А.Е. О нелинейных спиновых волнах в ферромагнетиках и антиферромагнетиках. ЖЭТФ, 1967, т.52, №5, с.1332-1334.
32. Полянский А.А., Горнаков В.С. Устройство подавления нестабильностей стробоскопического регистратора. а.с.No.1478130, 1987.
33. Горнаков В.С., Полянский А.А. Подавление нестабильностей экспериментальных стробоскопических установок. ПТЭ, 1988, №6, с.156-159.
34. Аврутик А.М., Берзигияров П.К., Горнаков В.С., Полянский А.А. Многофункциональная автоматизированная установка по исследованию динамической структуры магнетиков. ПТЭ, 1989, №4, с.242-243.
35. Горнаков В.С., Никитенко В.И., Прудников И.А. Нелинейная динамика монополярной доменной границы. Письма в ЖЭТФ, 1992, т.55, №1, с.44-47.

36. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Prudnikov I.A., Synogach V.T. Elementary and nonlinear excitations in magnetic domain wall. *Fiz. Nizk. Temp.*, 1992, v.18, No.S1, p.199-204.
37. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Prudnikov I.A., Synogach V.T. Elementary excitations and nonlinear dynamics of a magnetic domain-wall. *Phys. Rev. B*, 1992, v.46, No.17, p.10829-10835.
38. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Synogach V.T. Two-dimensional magnons and domain wall dynamics in yttrium iron garnet. *IEEE Trans. Magn.*, 1993, v.29, No.3, p.2073-2076.
39. Gornakov V.S., Synogach V.T. Dynamic instability and magnetic after-effect in domain wall dynamics. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1994, v.133, p.24-27.
40. Synogach V.T., Gornakov V.S. Experimental study of local dynamic potential well of isolated domain wall. *IEEE Trans. Magn.*, 1994, v.30, No.6, p.4921-4923.
41. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Synogach V.T. Dynamical changes of the local potential well of a polarized domain wall. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1996, v.153, p.320-322.
42. Горнаков В.С., Дедух Л.М., Никитенко В.И., Сыногач В.Т. Исследование зависимости динамических свойств доменных границ в иттриевом ферро-гранате от состояния их структуры. *ЖЭТФ*, 1986, т.90, №6, с.2090-2103.
43. Nikitenko V.I., Dedukh L.M., Gornakov V.S., Synogach V.T., Topological and dynamic solitons in yttrium iron garnet, in: *Proceedings of the Third International Conference on Physics of Magnetic Materials*. -Singapore: World scientific, 1987, p.122-140.
44. Nikitenko V.I., Dedukh L.M., Gornakov V.S., Synogach V.T., Magneto-optical study of Bloch lines and dynamic solitons in ferrimagnet, in: *Proceedings of the International Symposium on Physics of Magnetic Materials*. -Singapore: World scientific, 1987, p.550-553.

45. Горнаков В.С., Дедух Л.М., Никитенко В.И. Движение блоховских линий в 180-градусной доменной стенке под действием гиротропных сил. ЖЭТФ, 1988, т.94, №3, с.245-255.
46. Dedukh L.M., Gornakov V.S., Nikitenko V.I. Dynamics of Neel lines in a Bloch wall. J. de Phys., 1988, v.49, No.12, p.C8-1865 - C8-1869.
47. Горнаков В.С., Никитенко В.И., Прудников И.А. Подвижность блоховской точки вдоль блоховской линии. Письма в ЖЭТФ, 1989, т.50, №.11, с.479-482.
48. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Kabanov Yu.P., Khapikov A.F., Shapiro A.J., Shull R.D., Chaiken A., Michel R.P. Asymmetry of domain nucleation and enhanced coercivity in exchange-biased epitaxial NiO/NiFe bilayers. Phys. Rev. B, 1998, v.57, No.14, p.R8111-R8114.
49. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Shapiro A.J., Shull R.D., Chaiken A. Influence of crystal lattice defects on domain wall nucleation and motion in exchange-bias films. MRS Symp. Proc., 1998, v.517, p.43-48.
50. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Kabanov Y.P., Khapikov A.F., Shapiro A.J., Shull R.D., Chaiken A., Michel R.P. Direct experimental study of the magnetization reversal process in epitaxial and polycrystalline films with unidirectional anisotropy. J. Appl. Phys., 1998, v.83, No.11, p.6828-6830.
51. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Kabanov Yu.P., Khapikov A.F., Shapiro A.J., Shull R.D., Chaiken A. Asymmetry of the remagnetization processes in exchange-biased NiFe/NiO bilayers. J. Magn. Magn. Mater., 1999, v.198-199, p.500-502.
52. Jiang J.S., Fullerton E.E., Sowers C.H., Inomata A., Bader S.D., Shapiro A.J., Shull R.D., Gornakov V.S., Nikitenko V.I. Spring magnet films. IEEE Tran. Magn., 1999, v.35, No.5, p.3229-3234.
53. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Shapiro A.J., Shull R.D., Liu K., Zhou S.M., Chien C.L. Asymmetry in elementary events of magnetization reversal in a ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer. Phys. Rev. Lett., 2000, v.84, No.4, p.765-768.

54. Liu K., Zhou S.M., Chien C.L., Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Shapiro A.J., Shull R.D. Anisotropy-dependent macroscopic domain structure in wedged-permalloy/uniform-FeMn bilayers. *J. Appl. Phys.*, 2000, v.87, No.9, p.5052-5054.
55. Shull R.D., Shapiro A.J., Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Jiang J.S., Kaper H., Leaf G., Bader S.D. Spin spring behavior in exchange coupled soft and high-coercivity hard ferromagnets. *IEEE Trans. Magn.*, 2001, v.37, No.4, p.2576-2578.
56. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Shapiro A.J., Shull R.D., Jiang J.S., Bader S.D. Direct experimental study of the exchange spring formation process. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v.246, No.1-2, p.80-85.
57. Lee C.G., Jung J.L., McMichael R.D., Fry R.A., Chen P.J., Egelhoff W.F., Gornakov V.S. Structural, magnetic and thermal stability of IrMn exchange biased layers. *J. Appl. Phys.*, 2002, v.91, No.10, p.8566-8568.
58. Chien C.L., Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Shapiro A.J., Shull R.D. Antiferromagnetic spin structure and domains in exchange-coupled multilayers. *IEEE Trans. Magn.*, 2002, v.38, No.5, p.2736-2740.
59. Кабанов Ю.П., Горнаков В.С. Особенности процесса перемангничивания нанокompозитных гетерофазных постоянных магнитов. *Письма в ЖТФ*, 2003, т.29, №5, с.8-14.
60. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Kabanov Y.P., Shapiro A.J., Shull R.D., Chien C.L., Jiang J.S., Bader S.D. Magneto-optical indicator film study of the hybrid exchange spring formation and evolution processes. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2003, v.258, p.19-24.
61. Shull R.D., Shapiro A.J., Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Zhao H.W. Stationary antiferromagnetic domains during magnetization reversal in an exchange-biased FeMn/Fe₇₆Mn₆C₁₈ bilayer. *J. Appl. Phys.*, 2003, v.93, No.10, p.8603-8605.
62. Chien C.L., Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Shapiro A.J., Shull R.D. Hybrid domain walls and antiferromagnetic domains in exchange-coupled

- ferromagnet/antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, 2003, v.68, No.1, p.014418.
63. Lee C.G., Jung J.G., Gornakov V.S., McMichael R.D., Chen A., Egelhoff Jr. W.F. Effects of annealing on the GMR and domain structure stabilization in a Py/Cu/Py/MnIr spin valve. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, v.272-276, p.1887-1888.
 64. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Shapiro A.J., Shull R.D., Yang F.Y., Chien C.L. Switching of domains and domain walls in $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ bilayers with non-180° ferromagnetic domains. *Phys. Met. Met.*, 2006, v.101, No.Suppl.1, p.S51-S55.
 65. Lee C.G., Gornakov V.S., Koo B.H., Shin K.S., McMichael R.D., Chen A., Egelhoff Jr W.F. Annealing temperature dependences of magnetization reversal in exchange-biased bilayers. *Physica B*, 2006, v.372, No.1-2, p.350-353.
 66. Горнаков В.С., Кабанов Ю.П., Никитенко В.И., Тихомиров О.А., Шапиро А.И., Шулл Р.Д. III. Хиральность формирующейся спиновой пружины и особенности перемагничивания двухслойной ферромагнитной системы. *ЖЭТФ*, 2004, т.126, №3, с.691-703.
 67. Gornakov V.S., Kabanov Yu.P., Nikitenko V.I., Tikhomirov O.A. Rotational hysteresis and chirality of the spin spiral structure in exchange coupled heterostructures. *Phys. Met. Met.*, 2006, v.101, No.Suppl.1, p.S37-S40.
 68. Gornakov V.S., Kabanov Yu.P., Tikhomirov O.A., Nikitenko V.I., Urazhdin S.V., Yang F.Y., Chien C.L., Shapiro A.J., Shull R.D. Experimental study of the microscopic mechanisms of magnetization reversal in FeNi/FeMn exchange-biased ferromagnet/antiferromagnet polycrystalline bilayers using the magneto-optical indicator film technique. *Phys. Rev. B*, 2006, v.73, No.18, p.184428.
 69. Bennett L.H., McMichael R.D., Swartzendruber L.J., Hua S., Lashmore D.S., Shapiro A.J., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Nikitenko V.I. Magneto-optical

- indicator film observation of domain structure in magnetic multilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, v.66, No.7, p.888-890.
70. Gornakov V.S., Dedukh L.M., Nikitenko V.I., Bennett L.H., McMichael R.D., Swartzendruber L.J., Hua S., Lashmor D.S., Shapiro A.J. Direct experimental study of domain structure in magnetic multilayers. *MRS Symp. Proc.*, 1995, v.384, p.277-282.
 71. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Kabanov Yu.P., Khapikov A.F., V.I., Bennett L.H., Chen P.J., McMichael R.D., Donahue M.J., Swartzendruber L.J., Shapiro A.J. Brown H.J., Egelhoff W.F. Magneto-optical indicator film study of the magnetization of a symmetric spin valve. *IEEE Trans. Magn.*, 1996, v.32, No.5, p.4639-4641.
 72. Дедух Л.М, Горнаков В.С., Кабанов Ю.П., Никитенко В.И. Прямое экспериментальное исследование спин-переориентационных фазовых переходов в антиферромагнитной сверхрешетке CoNiCu/Cu. *Письма в ЖЭТФ*, 1996, т.64, №11, с.778-782.
 73. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Bennett L.H., Brown H.J., Donahue M.J., Egelhoff W.F., McMichael R.D., Shapiro A.J. Experimental study of magnetization reversal processes in nonsymmetric spin valve. *J. Appl. Phys.*, 1997, v.81, No.8, p.5215-5217.
 74. Bennett L.H., Donahue M.J., Shapiro A.J., Brown H.J., Gornakov V.S., Nikitenko V.I. Investigation of domain wall formation and motion in magnetic multilayers. *Physica B*, 1997, v.233, No.4, p.356-364.
 75. Nikitenko V.I., Dedukh L.M., Gornakov V.S., Kabanov Yu.P., Bennett L.H., Donahue M.J., Swartzendruber L.J., Shapiro A.J., Brown H.J. Spin reorientation transitions and domain structure in magnetic multilayers. *IEEE Trans. Magn.*, 1997, v.33, No.5, p.3661-3663.
 76. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedukh L.M., Khapikov A.F., Moffat T.P., Shapiro A.J., Shull R.D., Shima M., Salamanca-Riba L. Direct experimental study of the microscopic remagnetization mechanism in Co/Cu magnetic superlattices. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v.199, p.477-479.

77. Dedukh L.M., Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Shapiro A.J., Shull R.D. Direct experimental study of magnetization reversal mechanisms of nanostructured materials. *Phys. Met. Met.*, 2001, v.91, p.S133-S138.
78. Shapiro A.J., Gornakov V.S., Nikitenko V.I., McMichael R.D., Egelhoff W.F., Tahk Y.W., Shull R.D., Gan L. Features of domain nucleation and growth in Co/Ru/Co synthetic antiferromagnets deposited on obliquely sputtered Ta underlayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2002, v.240, p.70-72.
79. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Egelhoff W.F., McMichael R.D., Shapiro A.J., Shull R.D. Anomalous switching behavior of antiparallel - coupled Co layers separated by a super thin Ru spacer. *J. Appl. Phys.*, 2002, v.91, No.10, p.8272-8274.
80. Gornakov V.S., Nikitenko V.I., Egelhoff W.F., McMichael R.D., Shapiro A.J., Shull R.D. Ru spacer thickness dependences of the domain nucleation and growth in Co/Ru/Co synthetic antiferromagnet. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2003, v.258-259, p.345-347.
81. Lee C.G., Gornakov V.S., Koo B.H., Shin K. GMR and magnetodynamics of $m\text{Ni}$ spin valves depending on growth order of FM and AFM layers. *IEEE Trans. Magn.*, 2005, v.41, No.10, p.2580-2582.
82. О'Делл Т. Ферромагнитодинамика. - М.: Мир, 1983, 254с.
83. Basterfield J. Domain structure and the influence crystals of yttrium iron garnet. *J. Appl. Phys.*, 1968, v.39, No.12, p.5521-5526.
84. Барьяхтар В.Г., Ганн В.В., Горобец Ю.И., Смоленский Г.А., Филиппов Б.Н. Цилиндрические магнитные домены. *УФН*, 1977, т.121, №4, с.593-628.
85. Балбашов А.М. and Червоненкис А.Я., Магнитные материалы для микроэлектроники. -М.: Энергия, 1979, 216с.
86. Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. -М.: Наука, 1985, 216с.
87. А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. -М.: Наука, 1967, 307с.

88. Neel L. Energie des parois de Bloch dans le couches minces. C. R. Acad. Sci., 1955, v.241, No.6, p.533-536.
89. Williams H.J., Goertz M. Domain structure of perminvar having a rectangular hysteresis loop. J. Appl. Phys., 1952, v.23, No.3, p.316-323.
90. De Blois R.W., Graham C.D. Domain observations on iron whiskers. J. Appl. Phys., 1958, v.29, No.6, p.931-939.
91. Shryer N.L., Walker L.R. The motion of 180 degree domain wall in uniform dc magnetic fields. J. Appl. Phys., 1974, v.45, No.12 pt.2, p.5406-5421.
92. Shtrikman S., Treves D. Internal structure of Bloch walls. J. Appl. Phys., 1960, v.31, No.5, p.1475-1485.
93. Виноградов О.А. Блоховские границы с чередующейся полярностью в тонких ферромагнитных пленках. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1965, т.29, №4, с.702-705.
94. Janak J.F. Structure and energy of the periodic Bloch wall. J. Appl. Phys., 1967, v.38, No.4, p.1789-1793.
95. Игнатченко В.А, Захаров Ю.В. Структура доменной границы в ферромагнетике конечной толщины. ЖЭТФ, 1965, т.49, №2, с.599-608.
96. Игнатченко В.А., Ким П.Д. Резонанс доменной стенки в тонких магнитных пленках. ЖЭТФ, 1981, т.80, №6, с.2283-2297.
97. Thiele A.A. Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of the magnetic domains. J. Appl. Phys., 1974, v.45, No.1, p.375-393.
98. Kittel C. Theory of the structure of ferromagnetic domains in films and small particles. Phys. Rev., 1946, v.70, No.11-12, p.965-971.
99. Bobeck A.H. Properties and device applications of magnetic domains in orthoferrites. Bell Sist. Techn. J., 1967, v.46, No.8, p.1901-1925.
100. Бобек Э.Э., Делла Торре Т., Цилиндрические магнитные домены, -М.: Энергия, 1977, 188с.
101. Slonczewski J.C. Theory of domain-wall motion in magnetic films and platelets. J. Appl. Phys., 1973, v.44, No.4, p.1759-1770.

102. Лисовский Ф.В. Физика ЦМД., в кн.: Доменные и магнитооптические запоминающие устройства. -М.: Наука, 1977, с.3-28.
103. Aharoni A. Two-dimensional model for a domain wall. J. Appl. Phys., 1967, v.38, No.8, p.3196-3199.
104. Filippov B.N., Korzunin L.G. The effect of magnetic surface anisotropy on the structure of domain walls in magnetic films. IEEE Trans. Magn., 1993, v.29, No.6, Pt.2, p.2563-2565.
105. Береснев В.И., Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г. Влияние магнитной анизотропии на подвижность доменных границ в тонких магнитных пленках. Письма в ЖТФ, 1998, т.24, №2, с.42-46.
106. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л. О температурной зависимости формы переходного слоя между доменами в ферромагнетиках и сегнетоэлектриках. ЖЭТФ, 1963, т.45, №3, с.772-779.
107. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л. О структуре доменной стенки в слабых ферромагнетиках. Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, №8, с.404-406.
108. Methfessel S., Middelhoek S., Thomas H. Domain walls in thin Ni-Fe films. IBM J. Res. Dev., 1960, v.4, No.2, p.96-106.
109. Huber E.E., Smith D.O., Goodenough J.B. Domain-wall structure in permalloy films. J. Appl Phys., 1958, v.29, No.3, p.294-295.
110. Stein K.U., Feldtkeller E. Wall streaming in ferromagnetic thin films. J. Appl. Phys., 1967, v.38, No.11, p.4401-4408.
111. Власко-Власов В.К., Дедух Л.М., Никитенко В.И. Доменная структура монокристаллов иттриевого феррограната. ЖЭТФ, 1976, т.71, №6, p.2291-2304.
112. Gossard A.C., Jaccarino V., Remeika J.P. NMR in domains and walls in ferromagnetic CrBr₃. J. Appl. Phys., 1962, v.33, No.3, p.1187-1188.
113. Tabor W.J., Bobeck A.H., Vella-Coleiro G.P., Rosenzweig A. A new type of cylindrical magnetic domains (bubble isomers). Bell Syst. Techn. J., 1972, v.51, No.6, p.1427-1431.

114. Chaudhari P., Herd S.R. Submicrometer stripes and bubbles in amorphous films. IBM J. Res. Dev., 1976, v.20, No.2, p.102-108.
115. Thiaville A., Arnaud L., Boileau F., Sauron S., Miltat J. First direct optical observation of Bloch lines in bubble garnets. IEEE Trans. Magn., 1988, v.24, No.2, p.1722-1724.
116. Thiaville A., Boileau F., Miltat J., Arnaud L. Direct Bloch line optical observation. J. Appl. Phys., 1998, v.63, No.8, p.3153-3158.
117. Theile J., Engemann J. Direct optical observation of Bloch lines and their motion in uniaxial garnet films using a polarizing light microscope. Appl. Phys. Lett., 1988, v.53, No.8, p.713-715.
118. Успенская Л.С., Власко-Власов В.К. Изучение движения вертикальных блоховских линий методом магнитооптической дифракции. ЖЭТФ, 1992, т.101, №3, с.944-956.
119. Rado G. T., Suhl H. E. Magnetism. -New York.: Academic Press, 1963, v.3, 464с.
120. Slonczewski J.C. Dynamics of magnetic domain walls. J. Magn. Magn. Mater, 1972, v.2, No.1, p.85-97.
121. Елеонский В.М., Кирова Н.Н., Кулагин Н.Е. Движение доменных границ во внешнем магнитном поле. ЖЭТФ, 1979, т.76, №2, с.705-710.
122. Sixtus K.J., Tonks L. Propagation of Large Barkhausen Discontinuities. Phys. Rev., 1931, v.37, No.8, p.930-958.
123. Williams H.J., Shockley W., Kittel C. Studies of the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary. Phys. Rev., 1950, v.80, No.6, p.1090-1094.
124. Galt J.K. Motion of a ferromagnetic domain wall in Fe_3O_4 . Phys. Rev., 1952, v.85, No.4, p.664-669.
125. Galt J.K. Motion of individual domain walls in a nickel-iron ferrite. Bell Syst. Techn. J., 1954, v.33, No.5, p.1023-1054.
126. Dillon J.F., Earl H.E. Domain wall motion and ferromagnetic resonance in a manganese ferrite. J, Appl. Phys., 1959, v.30, No.2, p.202-213.

127. Callen H., Josephs R.M. Dynamics of magnetic bubble domains with an application to wall mobilities. *J. Appl. Phys.*, 1971, v.42, No.5, p.1971-1981.
128. Calhoun B.A., Giess E.A., Rosier L.L. Dynamic behavior of domain walls in low-moment yttrium-gallium-iron garnet crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 1971, v.18, No.7, p.287-289.
129. Callen H., Josephs R.M., Seitchik J.A., Stein B.P. Wall mobility and velocity saturation in bubble-domain materials. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, v.21, No.8, p.366-369.
130. Vella-Coleiro G.P., Tabor W.J. Measurement of magnetic bubble mobility in epitaxial garnet films. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, v.21, No.1, p.7-8.
131. Malozemoff A.P., De Luca J.C. Ballistic overshoot in gradient propagation of bubbles in garnet films. *Appl. Phys. Lett.*, 1975, v.26, No.12, p.719-721.
132. Malozemoff A.P. Interacting Bloch lines: a new mechanism for wall energy in bubble domain materials. *Appl. Phys. Lett.*, 1972, v.21, No.4, p.149-150.
133. Humphrey F.B. Transient bubble domain configuration in garnet materials observed using high speed photography. *IEEE Trans. Magn.*, 1975, v.11, No.6, p.1679-1684.
134. Vella-Coleiro G.P. Walker-type velocity oscillations of magnetic domain walls. *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v.26, No.7, p.445-447.
135. Zimmer J.G., Morris T.M., Vural K., Humphrey F.B. Dynamic diffuse wall in magnetic bubble garnet material. *Appl. Phys. Lett.*, 1974, v.25, No.12, p.750-753.
136. Thiele A.A. Steady-state motion of magnetic domains. *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v.30, No.6, p.230-233.
137. Гуревич В.А. Динамика скрученной доменной границы в ферромагнетике. *ФТТ*, 1977, т.19, №10, с.2902-2910.
138. Hagedorn F.B. Dynamic conversion during magnetic bubble domain wall motion. *J. Appl. Phys.*, 1974, v.45, No.7, p.3129-3140.
139. Недлин Г.М., Шапиро Р.Х. Движение доменных стенок в магнитных пленках. *ФТТ*, 1975, т.17, №7, с.2076-2085.

140. Malozemoff A.P., Slonczewski J.C. Effect of Bloch lines on magnetic domain wall mobility. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v.29, No.14, p.952-955.
141. Vella-Coleiro G.P., Rosenzweig A., Tabor W.J. Dynamic properties of "hard" magnetic bubbles. *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v.29, No.14, p.949-952.
142. Thiele A.A., Hagedorn P.B., Vella-Coleiro G.P. Dynamic spin configuration for hard magnetic bubbles in translational motion. *Phys. Rev. B*, 1973, v.8, No.1, p.241-245.
143. Vella-Coleiro G.P. Time-dependent translational velocity of magnetic bubble domain. *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v.28, No.12, p.743-745.
144. De Leeuw F.H. Influence of an in-plane magnetic field on the domain wall velocity in Ga:YIG films. *IEEE Trans. Magn.*, 1973, v.9, No.4, p.614-616.
145. Kleparskii V.G., Dymchenko N.P., Kukharskaya S.K. Temperature dependence of domain walls on pulse displacement dynamics in magnetic uniaxial bubble materials. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1976, v.33, No.2, p.K117-K120.
146. Morris T.M., Zimmer J.G., Humphrey F.B. Dynamics of hard walls in bubble garnet stripe domains. *J. Appl. Phys.*, 1976, v.47, No.2, p.721-726.
147. Argyle B.E., Slonczewski J.C., Dekker P., Maekawa S. Gradientless propulsion of magnetic bubble domains. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1976, v.2, No.4, p.357-360.
148. Slonczewski J.C., Malozemoff A.P., Voegeli O. Statics and dynamics of bubble containing Bloch lines. *J. Appl. Phys.*, 1973, v.10, p.458-477.
149. De Leeuw F.H. An empirical relation for the saturation velocity in bubble domain garnet materials. *IEEE Trans. Magn.*, 1978, v.14, No.5, p.596-598.
150. Волков В.В., Боков В.А., Шер Е.С., Трофимова Т.К. Влияние параметров материала на критическую скорость доменных стенок в эпитаксиальных пленках редкоземельных феррогранатов. *ФТТ*, 1978, т.20, №12, с.3580-3584.
151. Dekker P., Slonczewski J.C. Switching of magnetic bubble states. *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v.29, No.11, p.753-756.

152. Slonczewski J.C. Theory of domain wall motion in magnetic films and platelets. J. Appl. Phys., 1973, v.44, No.4 Pt.II, p.1759-1770.
153. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Механика. -М.: Наука, 1973, 208с.
154. Vella-Coleiro G.P. Dynamic conversion effects in epitaxial garnet films. J. Appl. Phys., 1974, No.18, p.217-221.
155. Четкин М.В., Де ла Кампа А. О предельной скорости движения доменной границы в слабых ферромагнетиках. Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, №3, с.168-172.
156. Четкин М.В., Бынзаров Ж.И., Гадецкий С.Н., Щербаков Ю.И. Исследования нелинейной динамики доменных границ в ортоферрите иттрия методом высокоскоростной фотографии. ЖЭТФ, 1981, т.81, №5, с.1898-1903.
157. Четкин М.В., Гадецкий С.Н. Кинк на доменной границе ортоферрита. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, №5, с.260.
158. Четкин М.В., Кузьменко А.П., Гадецкий С.Н., Филатов В.Н., Ахуткина А.И. Взаимодействие движущихся доменных границ с волнами Лэмба. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, №5, с.223-226.
159. Четкин М.В., Смирнов В.Б., Парыгина И.В., Гадецкий С.Н., Лыков В.В., Звездин А.К., Попков А.Ф., Медников А.М., Гомонов С.В. Динамика кластеров блоховских линий в доменных границах пленок феррит-гранатов с перпендикулярной анизотропией. Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, №12, с.597-601.
160. Звездин А.К. О динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, №10, с.605-610.
161. Абызов А.С., Иванов Б.А. Динамическое торможение доменных границ в ферромагнетике. ЖЭТФ, 1979, т.76, №5, с.1700-1712.
162. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках. УФН, 1985, т.146, №3, с.417-458.
163. Дедух Л.М., Никитенко В.И., Полянский А.А., Успенская Л.С. Прямое исследование влияния динамического изменения структуры блоховской стенки на её подвижность. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, №6, с.452-455.

164. Le Craw R.C., Spencer E.G., Porter C.S. Ferromagnetic resonance line width in yttrium iron garnet single crystals. *Phys. Rev.*, 1958, v.110, No.6, p.1311-1319.
165. Spencer E.G., Le Craw R.C., Cloyston A.M. Low-temperature line-width maximum in yttrium iron garnet. *Phys. Rev. Lett.*, 1959, v.3, No.1, p.32-33.
166. Горнаков В.С., Дедух Л.М., Кабанов Ю.П., Полянский А.А. Ферромагнитный резонанс в пластически деформированных монокристаллах иттриевого феррограната. *ФТТ*, 1984, т.26, №7, с.2205-2207.
167. Hagedorn F.B., Gyorgy E.M. Domain wall mobility in single-crystal YIG. *J. Appl. Phys.*, 1961, v.32, No.3, p.2828-2838.
168. Harper H., Teale R.W. Damping of magnetic domain-wall motion in pure and ytterbium-doped yttrium iron garnet. *J. Phys. C (Ser. 2)*, 1969, v.2, No.11, p.1926-1933.
169. Dedukh L.M., Gornakov V.S., Nikitenko V.I. One-direction motion of Bloch lines during their nonlinear oscillation. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1983, v.75, No.2, p.K117-K119.
170. Дедух Л.М., Никитенко В.И., Сонин Э.Б. Движение блоховских линий в доменной границе. *УФН*, 1985, т.145, №1, с.158-160.
171. Doring W. Uber die tragkeit der wande zwischen weisschen bezirken. *Z. Naturf.*, 1948, v.3a, p.373-379.
172. Горнаков В.С., Дедух Л.М., Никитенко В.И. Динамические преобразования структуры доменной границы в переменном магнитном поле. *ЖЭТФ*, 1984, т.86, №4, с.1505-1515.
173. Никифоров А.В., Сонин Э.Б. Колебания блоховских линий в доменной границе. *Письма в ЖЭТФ*, 1984, т.40, №8, с.325-327.
174. Никифоров А.В., Сонин Э.Б. Колебания цепочки блоховских линий в доменной стенке. *ЖЭТФ*, 1986, т.90, №4, с.1309-1317.
175. Звездин А.К., Попков А.Ф. О динамике изолированной блоховской линии. *Письма в ЖЭТФ*, 1985, т.41, №3, с.90-92.

176. Кулагин Н.Е., Попков А.Ф. О динамике блоховских линий при больших скоростях. Письма в ЖЭТФ, 1986, т.43, №4, с.197-199.
177. Попков А.Ф. Динамика вертикальных блоховских линий вблизи изгибной неустойчивости доменной границы. ЖТФ, 1988, т.58, №8, с.1548-1550.
178. Иорданский С.В., Марченко В.И. О дрейфе блоховских линий в осциллирующем поле. ЖЭТФ, 1986, т.91, №5, с.1867-1874.
179. Никитенко В.И., Дедух Л.М., Горнаков В.С., Кабанов Ю.П. Масса и подвижность блоховских линий в доменных границах. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №2, с.152-156.
180. Nikitenko V.I., Gornakov V.S., Dedykh L.M., Kabanov Yu.P. Free and forced oscillations of Bloch lines in YIG. Phys. Stat. Sol. (a), 1981, v.63, No.1, p.K63-K65.
181. Никитенко В.И., Дедух Л.М., Горнаков В.С., Кабанов Ю.П. Резонансное генерирование блоховских линий. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, №6, с.402-404.
182. Dedukh L.M., Gornakov V.S., Kabanov Yu.P., Nikitenko V.I. Motion of a Bloch line in YIG under the action of a magnetic field normal to it. Phys. stat. sol. (a), 1981, v.68, No.1, p.K1-K4.
183. Кабанов Ю.П., Дедух Л.М., Никитенко В.И. Блоховские точки в осциллирующей блоховской линии. Письма в ЖЭТФ, 1989, т.49, №10, с.551-554.
184. Bethe H. Eigenwerte und eigenfunction der atomkette. Zs. Phys., 1931, v.71, No.2, p.205-271.
185. Ферромагнитный резонанс и поведение ферромагнетиков в переменных магнитных полях. Сборник статей. -М.: Изд. Иностранная литература, 1952, 349с.
186. Winter J.M. Bloch wall excitation. Application to nuclear resonance in a Bloch wall. Phys. Rev., 1961, v.124, No.2, p.452-459.

187. Janak J.F. Diffusion-damped domain-wall motion . J, Appl. Phys., 1963, v.34, No.11, p.3356-3362.
188. Janak J.F. Quantum theory of domain wall motion. Phys. Rev., 1964, v.134, No.2A, p.411-422.
189. Sparks M., Ferromagnetic relaxation theory. -New York.: McGraw-Hill, 1964, 227p.
190. Yang C.N., Yang C.F. One-dimensional chain of anisotropic spin-spin interaction. I. Proof of Bethe's hypothesis for ground state in a finite system. II. Properties of the ground-state energy per lattice site for an infinite system. Phys. Rev., 1966, v.150, No.1, p.321-339.
191. Овчинников А.А. Комплексы из нескольких спинов в линейной гезенберговской цепочке. Письма в ЖЭТФ, 1967, т.5, №2, с.48-51.
192. Ахиезер И.А., Боровик А.Е. К теории спиновых волн конечной амплитуды. ЖЭТФ, 1967, т.52, № 2, с.508-513.
193. Моносов Я.А., Нелинейный ферромагнитный резонанс. -М.: Наука, 1971, 376с.
194. Гочев И.Г. Связанные состояния магнонов в линейной анизотропной цепочке. ЖЭТФ, 1971, т.61, №10, с.1974-1978.
195. Гуревич А.Г., Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. - М.: Наука, 1973, 592с.
196. Thiele A.A. Excitation spectrum of magnetic domain walls. Phys. Rev. B, 1973, v.7, No.1, p.391-397.
197. Гилинский И.А. Колебания магнитных моментов в доменной границе. ЖЭТФ, 1975, т.68, №3, с.1032-1045.
198. Thiele A.A. Excitation spectrum of a magnetic domain wall containing Bloch lines. Phys. Rev. B, 1976, v.14, No.7, p.3130-3165.
199. Ковалев А.С., Косевич А.М. Связанные состояния N бозонов в одномерной системе с парным и трехчастичным взаимодействием. ФНТ, 1976, т.2, №7, с.913-918.

200. Елеонский В.М., Кирова Н.Н., Кулагин Н.Е. О скорости движения доменных границ. ЖЭТФ, 1976, т.71, № 6, с.2349-2355.
201. Lakshmanan M. Continuum spin system as an exactly solvable dynamic system. Phys. Lett., 1977, v.61, No.1, p.53-54.
202. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейная локализованная волна намагниченности ферромагнетика как связанное состояние большого числа магнонов. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.25, №11, с.516-520.
203. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейная локализованная волна намагниченности ферромагнетика как связанное состояние большого числа магнонов. ФНТ, 1977, т.3, №7, с.906-921.
204. Елеонский В.М., Кирова Н.Н., Кулагин Н.Е. О предельных скоростях и типах простых волн магнитного момента. ЖЭТФ, 1978, т.74, №5, p.1814-1821.
205. Бабич И.М., Косевич А.М. Влияние магнитодипольного взаимодействия на динамику одномерного солитона намагниченности. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, № 4, с.224-227.
206. Богдан М.М., Ковалев А.С. Точные многосолитонные решения одномерных уравнений Ландау-Лифшица для неизотропного ферромагнетика. Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, №8, с.453-457.
207. Slonczewski J.C., Argyle B.E., Spreen J.H. Domain-wall vibrations. IEEE Trans. Magn., 1981, v.17, No.6, p.2760-2765.
208. Косевич А.М. Нелинейная динамика намагниченности в ферромагнетиках. Динамические и топологические солитоны. ФММ, 1982, т. 53, №3, с.420-446.
209. Бабич И.М., Косевич А.М. Нелинейные двухпараметрические возбуждения в анизотропном ферромагнетике. ЖЭТФ, 1982, т.82, №4, с.1277-1286.
210. Барьяхтар В.Г. Феноменологическое описание релаксационных процессов в магнетиках. ЖЭТФ, 1984, т.87, №4, с.1501-1508.

211. Звездин А.К., Попков А.Ф. Резонансное торможение ДГ в периодически неоднородной среде. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.10, №5, с.449-452.
212. Звездин А.К., Попков А.Ф. Распространение спиновых волн в движущейся доменной границе. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, №8, с.348-351.
213. Дедух Л.М., Никитенко В.И., Сыногач В.Т. Экспериментальное исследование элементарных возбуждений в блоховской стенке. Письма в ЖЭТФ, 1987, т.45, №8, с.386-388.
214. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных пленках. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, №7, с.343-347.
215. Иванов Б.А., Косевич А.М. Связанные состояния большого числа магнонов в трехмерном ферромагнетике (магнонные капли). Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, №9, с.495-499.
216. Карпман В.И., Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973, 175с.
217. Нелинейные волны. Сборник статей. М.: Мир, 1977, 320с.
218. Михайлов А.В., Шимохин И.А. О спектре возбуждений доменных границ в одноосном ферромагнетике. ЖЭТФ, 1990, т.97, №6, с.1966-1973.
219. Бутрим В.И., Иванов Б.А., Мицай Ю.Н. Затухание изгибных колебаний доменных границ в ферромагнетиках. ФТТ, 1987, т.29, №12, с.3644-3650.
220. Горобец Ю.И., Фиошин В.И., Джежеря Ю.И. Торможение доменной стенки в ферромагнетике с дефектами. УФЖ, 1991, т.36, №8, с.1215-1220.
221. Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. - М.: Мир, 1976, т.2, 505с.
222. Cascon A., Koiller J., Rezende S.M. Bifurcations of mode equations: spin waves . Physica D, 1991, v.54, No.1-2, p.98-124.
223. Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б. Колебания блоховских линий с блоховскими точками. ФТТ, 1988, т.30, №11, с.3272-3275.

224. Куфаев Ю.А., Сонин Э.Б. Динамика точки Блоха - точечного солитона в ферромагнетике. ЖЭТФ, 1989, т.95, №4, с.1523-1529.
225. Heinrich B., Cochran J.F. Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions. Adv. Phys., 1993, v.42, No.5, p.523-639.
226. Bennett L. H. and Watson R. E., Magnetic multilayers. -Singapore.: World Scientific, 1994, 385p.
227. Goto E., Hayashi N., Miyashita T., Nakagawa K. Magnetization and switching characteristics of composite thin magnetic films. J. Appl. Phys., 1965, v.36, No.9, p.2951-2958.
228. Mauri D., Kay E., Scholl D., Howard J.K. Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich. J. Appl Phys., 1987, v.62, No.7, p.2929-2932.
229. Malozemoff A.P. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. Phys. Rev. B, 1987, v.35, No.7, p.3679-3682.
230. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Van Dau F.N., Petroff F., Etienne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.2472-2475.
231. Binasch G., Grunberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. Phys. Rev. B, 1989, v.39, No.7, p.4828-4830.
232. Dieny B., Gavigan J.P., Rebouillat J.P. Magnetization processes, hysteresis and finite-size effects in model multilayer systems of cubic or uniaxial anisotropy with antiferromagnetic coupling between adjacent ferromagnetic layers. J. Phys.: Condens. Matter, 1990, v.2, p.159-185.
233. Parkin S.S.P., More N., Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. Phys. Rev. Lett., 1990, v.64, p.2304-2307.

234. Dieny B., Speriosu V.S., Parkin S.S.P., Gurney B.A., Wilhoit D.R., Mauri D. Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, 1991, v.43, No.1, p.1297-1300.
235. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., and Ливитин Р.З., Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. -М.: Наука, 1979, 320с.
236. Meiklejohn W.H., Bean C.P. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, 1956, v.102, No.5, p.1413-1414.
237. Meiklejohn W.H., Bean C.P. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, 1957, v.105, No.3, p.904-913.
238. Roth W.L. Multispin axis structures for antiferromagnets. *Phys. Rev.*, 1958, v.111, No.3, p.772-782.
239. Roth W.L. Magnetic structures of MnO, FeO, CoO, and NiO. *Phys. Rev.*, 1958, v.110, No.6, p.1333-1341.
240. Darnell F.J. Exchange anisotropy in oxidized iron-cobalt particles. *J. Appl. Phys.*, 1961, v.32, No.3, p.S186-S187.
241. Hsu C.M., Lin H.M., Tsai K.R., Lee P.Y. High resolution transmission electron microscopy and magnetic properties of nanocrystalline iron particles with oxidized and nitrided surfaces. *J. Appl. Phys.*, 1994, v.76, No.8, p.4793-4799.
242. Greiner J.H., Croll I.M., Sulich M. Unidirectional properties in the iron-iron sulfide system. *J. Appl. Phys.*, 1961, v.32, No.3, p.S188-S189.
243. Iwata T., Kai K., Nakamichi T., Yamamoto M. Exchange anisotropy in single crystals of Cu-Mn alloys . *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1970, v.28, No.3, p.582-589.
244. Kouvel J.S. The ferromagnetic-antiferromagnetic properties of copper-manganese and silver-manganese alloys. *J. Phys. Chem. Sol.*, 1961, v.21, No.1-2, p.57-70.
245. Abdul-Razzaq W. and Wu M. Synthesis and magnetization of a reentrant Ni-Mn thin-film system. *J. Appl. Phys.*, 1991, v.69, No.8, p.5078-5080.
246. Kouvel J.S., Graham C.D. Exchange anisotropy in disordered nickel-manganese alloys. *J. Phys. Chem. Sol.*, 1959, v.11, No.3-4, p.220-225.

247. Campbell I.A., Hurdequint H., Hippert F. Dzyaloshinsky-Moriya anisotropy in reentrant alloys. *Phys. Rev. B*, 1986, v.33, No.5, p.3540-3542.
248. Morita H., Hiroyoshi H., Fukamichi K. Field cooling effect on magnetic anisotropy of amorphous $\text{Fe}_{1.4}\text{Zr}_{86}$ alloy. *J. Phys. F*, 1986, v.16, p.507-513.
249. Goldfarb R.B., Rao K.V., Fickett F.R., Chen H.S. Magnetic susceptibility studies of amorphous Ni-Mn-P-B-Al alloys. *J. Appl. Phys.*, 1981, v.52, No.3, p.1744-1746.
250. Bransky J., Bransky I., Hirsch A.A. Exchange anisotropy in thin cobalt films deposited on a CoO single-crystal substrate. *J. Appl. Phys.*, 1970, v.41, No.1, p.183-185.
251. Schlenker C., Buder R. Ferromagnetic-antiferromagnetic coupling: NiFe thin films deposited on monocrystalline CoO substrates. *Czech. J. Phys. B*, 1971, v.21, No.4-5, p.506-509.
252. Berkowitz A.E., Greiner J.H. Exchange anisotropy and strain interactions in the Ni-NiO system. *J. Appl. Phys.*, 1965, v.36, No.10, p.3330-3341.
253. Berkowitz A.E., Greiner J.H. Interactions between Ni and NiO. *J. Appl. Phys.*, 1964, v.35, No.3, p.925-926.
254. Schlenker C., Buder R. Ferro-antiferromagnetic coupling between a nife thin film and its NiO single crystal substrate. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1971, v.4, No.1, p.K79-K82.
255. Lommel J.M., Graham J. Rotatable anisotropy in composite films. *J. Appl. Phys.*, 1962, v.33, No.3, p.1160-1161.
256. Janssen M.M.P. Observation of spin wave resonance in Ni thin films after adsorption of oxygen. *J. Appl. Phys.*, 1970, v.41, No.1, p.399-402.
257. Lin X., Murthy A.S., Hadjipanayis G.C., Swann C., Shah S.I. Magnetic and structural properties of Fe-FeO bilayers. *J. Appl. Phys.*, 1994, v.76, No.10, p.6543-6545.
258. Chen Y. J., Lottis D.K., Dahlberg E.D., Kuznia J.N., Wowchak A.M., Cohen P.I. Exchange effects in molecular-beam-epitaxy grown iron films. *J. Appl. Phys.*, 1991, v.69, No.8, p.4523-4525.

259. Chen Y. J., Lottis D. K., Dahlberg E. D., Magnetotransport properties of iron thin films. *J. Appl. Phys.*, 1991, v.69, No.8, p. 5822-5824.
260. Takahashi M., Yanai A., Taguchi S., Suzuki T.A Study of exchange anisotropy in Co-CoO evaporated thin films. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1980, v.19, No.6, p.1093-1106.
261. Smardz L., Kobler U., Zinn W. Oxidation kinetics of thin and ultrathin cobalt films. *J. Appl. Phys.*, 1992, v.71, No.10, p.5199-5204.
262. McGuire T.R., Plaskett T.S., Gambino R.J. Effectiveness of antiferromagnetic oxide exchange for sandwich layers. *IEEE Trans. Magn.*, 1993, v.29, No.6, pt.2, p.2714-2716.
263. Lin X., Hadjipanayis G.C., Shah S. I., Magnetic and structural properties of Co/CoO bilayers., *J. Appl. Phys.*, 1994, v.75, No.10, p.6676-6678.
264. Carey M.J., Berkowitz A.E. Exchange anisotropy in coupled films of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ with NiO and $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{O}$. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, v.60, No.24, p.3060-3062.
265. Bostanjoglo O., Kreisel P. Change of magnetic reversal in exchange coupled magnetic films. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1971, v.7, No.1, p.173-178.
266. Lin T., Mauri D., Staud N., Hwang C., Howard J.K., Gorman G.L. Improved exchange coupling between ferromagnetic N-Fe and antiferromagnetic Ni-Mn-based films. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, v.65, No.9, p.1183-1185.
267. Hagedorn F.B. Exchange anisotropy in oxidized permalloy thin films at low temperatures. *J. Appl. Phys.*, 1967, v.38, No.9, p.3641-3645.
268. Fulcomer E., Charap S.H. Temperature and frequency dependence of exchange anisotropy effects in oxidized NiFe films. *J. Appl. Phys.*, 1972, v.43, No.10, p.4184-4190.
269. Charap S.H., Fulcomer E. Magnetic aftereffect in oxidized Ni – Fe films. *J. Appl. Phys.*, 1971, v.42, No.4, p.1426-1428.
270. Bailey S.B., Peterlin T.M., Richard R.T., Mitchell E.N. Unidirectional anisotropy in permalloy films at 4.2°K. *J. Appl. Phys.*, 1970, v.41, No.1, p.194-196.

271. Soeya S., Tadokoro S., Imagawa T., Fuyama M., Narishige S. Magnetic exchange coupling for bilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiO}$ and trilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiFeNb}/\text{NiO}$ films. *J. Appl. Phys.*, 1993, v.74, No.10, p.6297-6301.
272. Soeya S., Imagawa T., Mitsuoka K., Narishige S. Distribution of blocking temperature in bilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiO}$ films. *J. Appl. Phys.*, 1994, v.76, No.9, p.5356-5360.
273. Carey M.J., Berkowitz A.E. Exchange anisotropy in coupled films of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ with NiO and $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{O}$. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, v.60, No.24, p.3060-3062.
274. Ambrose T., Chien C.L. Magnetic properties of exchange coupled $\text{NiFe}/\text{CoO}/\text{NiFe}$ trilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, v.65, No.15, p.1967-1969.
275. Gangopadhyay S., Hadjipanayis G.C., Sorensen C.M., Klabunde K.J. Exchange anisotropy in oxide passivated Co fine particles, *J. Appl. Phys.*, 1993, v.73, No.10, p.6964-6966.
276. Hempstead R., Krongelb S., Hompson D. Unidirectional anisotropy in nickel-iron films by exchange coupling with antiferromagnetic films. *IEEE Trans. Magn.*, 1978, v.14, No.5, p.521-523.
277. Cain W.C., Meiklejohn W.H., Kryder M.H. Effects of temperature on exchange coupled alloys of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -FeMn, $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ - α Fe_2O_3 , and $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -TbCo. *J. Appl. Phys.*, 1987, v.61, No.8, p.4170-4172.
278. Layadi A., Cain W., Lee J.-W., Artman J. Investigation of anisotropy by ferromagnetic resonance in exchange-coupled bilayer films. *IEEE Trans. Magn.*, 1987, v.23, No.5, p.2993-2995.
279. Soeya S., Tadokoro S., Imagawa T., Fuyama M., Narishige S. Magnetic exchange coupling for bilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiO}$ and trilayered $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{NiFeNb}/\text{NiO}$ films. *J. Appl. Phys.*, 1993, v.74, No.10, p.6297-6301.
280. Massenet O., Montmory R., Neel L. Magnetic properties of multilayer films of FeNi-Mn-FeNiCo and of FeNi-Mn . *IEEE Trans. Magn.*, 1965, v.1, No.1, p.63-65.
281. Waksman B., Massenet O., Escudier P., Kooi C.F. Spin-wave resonance in epitaxial Fe – Ni films and in coupled double layers of epitaxial Fe – Ni

- (Ferromagnetic) --- Fe –Ni –Mn (Antiferromagnetic). J. Appl. Phys., 1968, v.39, No.2, p.1389-1390.
282. Глазер А.А., Потапов А.П., Тагиров Р.И., Шур Я.С. Обменная анизотропия в тонких магнитных пленках. ФТТ, 1966, т.8, №10, с.3027-3031.
 283. Глазер А. А., Потапов А. П., Тагиров Р. И. Двухслойные пленки марганец-пермаллой с однонаправленной анизотропией (особенности доменной структуры). Изв. АН СССР, Сер. физ., 1966, т.ххх, №.6, с.1059-1061.
 284. Глазер А. А., Тагиров Р. И., Потапов А. П., Шур Я. С. О стабилизации ферромагнитной доменной структуры в тонких пленках с обменной анизотропией. ФММ, 1968, т.26, №2 с.289-297.
 285. Jungblut R., Coehoorn R., Johnson M.T., de Stegge J., Reinders A. Orientational dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ bilayers. J. Appl. Phys., 1994, v.75, No.10, p. 6659-6664.
 286. Kung K.T.Y., Louie L.K., Gorman G.L. MnFe structure-exchange anisotropy relation in the NiFe/MnFe/NiFe system. J. Appl. Phys., 1991, v.69, No.8, p.5634-5636.
 287. Chen M.-M., Tsang C., Gharsallah N. Exchange bias enhancement through interdiffusion of NiFe/FeMn/metal films. IEEE Trans. Magn., 1993, v.29, No.6, pt. 2, p.4077-4079.
 288. Tsang C., Lee K. Temperature dependence of unidirectional anisotropy effects in the Permalloy-FeMn systems. J. Appl. Phys., 1982, v.53, No.3, p.2605-2607.
 289. Russak M.A., Rossnagel S.M., Cohen S.L., McGuire T.R., Scilla G.J., Jahnes C.V., Baker J.M., Cuomo J.J., Hwang C. MnFe and NiFe thin films and magnetic exchange bilayers. J. Electrochem. Soc., 1989, v.136, No.6, p.1793-1798.
 290. Toney M.F., Tsang C., Kent H. J. Thermal annealing study of exchange-biased NiFe-FeMn films. J. Appl Phys., 1991, v.70, No.10, p.6227-6229.
 291. Schlenker C., Parkin S.S.P., Scott J.C., Howard K. Magnetic disorder in the exchange bias bilayered FeNi-FeMn system. J. Magn. Magn. Mater., 1986, v.54-57, pt.2, p.801-802.

292. Howard J.K., Huang T.C. Characterization of FeMn(N)/FeMn/Permalloy exchange coupled structures. *J. Appl. Phys.*, 1988, v.64, No.10, p.6118-6120.
293. Tsang C., Heiman N., Lee K. Exchange induced unidirectional anisotropy at FeMn-Ni₈₀Fe₂₀ interfaces. *J. Appl. Phys.*, 1981, v.52, No.3, p.2471-2473.
294. Hoshino K., Noguchi Sh., Nakatani R., Hoshiya H., Sugita Y. Magnetoresistance and interlayer exchange coupling between magnetic layers in Fe-Mn/Ni-Fe-Co/Cu/Ni-Fe-Co multilayers. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1994, v.33, No.3A, Pt.1, p.1327-1333.
295. Nakatani R., Hoshino K., Noguchi Sh., Sugita Y. Magnetoresistance and preferred orientation in Fe-Mn/Ni-Fe/Cu/Ni-Fe sandwiches with various buffer layer materials. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1994, v.33, No.1A, Pt.1, p.133-137.
296. Layadi A., Cain W., Lee J.-W., Artman J. Investigation of anisotropy by ferromagnetic resonance (FMR) in exchange-coupled bilayer films. *IEEE Trans. Magn.*, 1987, v.23, No.5, p.2993-2995.
297. Stoecklein W., Parkin S.S.P., Scott J.C. Ferromagnetic resonance studies of exchange-biased Permalloy thin films. *Phys. Rev. B*, 1988, v.38, No.10, p.6847-6854.
298. Speriosu V., Parkin S., Wilts C. Standing spinwaves in FeMn/NiFe/FeMn exchange-bias structures. *IEEE Trans. Magn.*, 1987, v.23, No.5, p.2999-3001.
299. Layadi A., Lee J.W., Artman J.O. Spin-wave FMR in annealed NiFe/FeMn thin films. *J. Appl. Phys.*, 1988, v.63, No.8, p.3808-3810.
300. Parkin S.S.P., Deline V.R., Hilleke R.O., Felcher G.P. Unidirectionally biased Permalloy: A polarized-neutron-reflection experiment. *Phys. Rev. B*, 1990, v.42, No.16, p.10583.
301. Blundell S.J., Bland J.A.C. Polarized neutron reflection as a probe of magnetic films and multilayers. *Phys. Rev. B*, 1992, v.46, No.6, p.3391.
302. Rave W., Cain W., Hubert A., Kryder M. Calculation of the magnetization in an exchange coupled layer. *IEEE Trans. Magn.*, 1987, v.23, No.5, p.2164-2166.

303. Stoecklein W., Parkin S.S.P., Scott J.C. Ferromagnetic resonance studies of exchange-biased Permalloy thin films. *Phys. Rev. B*, 1988, v.38, No.10, p.6847-6854.
304. Speriosu V., Parkin S., Wilts C. Standing spinwaves in FeMn/NiFe/FeMn exchange-bias structures. *IEEE Trans. Magn.*, 1987, v.23, No.5, p.2999-3001.
305. Meiklejohn W.H. Exchange Anisotropy. *J. Appl. Phys.*, 1962, v.33, No.3, p.1328-1335.
306. Меньшиков А.З., Казанцев В.А., Кузьмин Н.Н. Магнитное состояние железо-никель-марганцевых сплавов. *ЖЭТФ*, 1976, т.71, №2, 648-656.
307. Malozemoff A.P. Mechanisms of exchange anisotropy. *J. Appl. Phys.*, 1988, v.63, No.8, p.3874-3879.
308. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш., Физические свойства и применение магнитных пленок. -Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1975, 222с.
309. Мицек А.И., Пушкарь В.Н., Реальные кристаллы с магнитным порядком. -Киев: Наукова думка, 1978, 296с.
310. Власов К.Б., Мицек А.И. К термодинамической теории веществ, в которых возможно сосуществование ферро- и антиферромагнетизма. I. Процессы намагничивания. *ФММ*, 1962, т.14, №4, с.487-497.
311. Власов К.Б., Мицек А.И. К термодинамической теории веществ, в которых возможно сосуществование ферро- и антиферромагнетизма. II. Температурная зависимость параметров, определяющих магнитное состояние и вид кривой намагничивания. *ФММ*, 1962, т.14, №4, с.498-502.
312. Goto E., Hayashi N., Miyashita T., Nakagawa K. Magnetization and switching characteristics of composite thin magnetic films. *J. Appl. Phys.*, 1965, v.36, No.9, p.2951-2958.
313. Coehoorn R., de Mooij D.B., de Waard C. Meltspun permanent magnet materials containing Fe₃B as the main phase. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1989, v.80, No.1, p.101-104.
314. Strnat K.J., Strnat R.M.W. Rare earth-cobalt permanent magnets. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1991, v.100, No.1-3, p.38-56.

315. Coey J.M.D., Skomski R. New magnets from interstitial intermetallics. *Phys. Scr.*, 1993, v.49, No.315, p.315-321.
316. Skomski R., Coey J.M.D. Giant energy product in nanostructured two-phase magnets. *Phys. Rev. B*, 1993, v.48, No.21, p.15812-15816.
317. Ding J., McCormick P.G., Street R. Remanence enhancement in mechanically alloyed isotropic $\text{Sm}_7\text{Fe}_{93}$ -nitride. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1993, v.124, No.1-2, p.1-4.
318. Withanawasam L., Hadjipanayis G.C., Krause R.F., Enhanced remanence in isotropic Fe-rich melt-spun Nd-Fe-B ribbons, *J. Appl. Phys.*, 1994, v.75, No.10, p.6646-6648.
319. Kolk A., Douglas L., Schrader G. Switching properties of multilayer thin film structures. *J. Appl. Phys.*, 1962, v.33, No.3, p.1061-1062.
320. Bruyere J.C., Clerc G., Massenet O., Montmory R., Neel L., Paccard D., Yelon A. Coupling effect between the magnetizations of two thin layers separated by a thin nonmagnetic metallic layer. *J. Appl. Phys.*, 1965, v.36, No.3, p.944-945.
321. Heinrich B., Cochran J.F. Ultrathin Metallic Magnetic-Films - Magnetic anisotropies and exchange interactions. *Adv. Phys.*, 1993, v.42, No.5, p.523-639.
322. Falicov L.M. Pierce D.T., Bader S.D., Gronsky R., Hathaway K.B. Hopster H.J., Lambeth D.N., Parkin S.S.P., Prinz G., Salamon M., Schuller I.K., Victora R.H. Surface, interface, and thin-film magnetism. *J. Mater. Res.*, 1990, v.5, No.6, p.1299-1340.
323. Grunberg P., Schreiber R., Pang Y., Brodsky M.B., Sowers H. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, v.57, No.19, p.2442.
324. Majkrzak C.F., Cable J.W., Kwo J., Hong M., McWhan D.B., Yafet Y., Waczzak J.V., Vettier C. Observation of a magnetic antiphase domain structure with long-range order in a synthetic Gd-Y superlattice. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, v.56, No.25, p.2700-2703.

325. Salamon M.B., Sinha S., Rhyne J.J., Cunningham J.E., Erwin R.W., Borchers J., Flynn C.P. Long-range incommensurate magnetic order in a Dy-Y multilayer. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, v.56, No.3, p.259-262.
326. Parkin S.S.P., More N., Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, v.64, No.19, p.2304-2307.
327. Dieny B., Gavigan J.P. Minimum energy versus metastable magnetization processes in antiferromagnetically coupled ferromagnetic multilayers. *J. Phys.: Condens. Matter*, 1990, v.2, p.187-194.
328. Звездин А.К., Уточкин С.Н. О процессе намагничивания и механизме кинетических аномалий в магнитных наноструктурах. *Письма в ЖЭТФ*, 1993, т.57, №7, с.418-423.
329. Звездин А.К., Уточкин С.Н. Новые поверхностные структуры и спин-переориентационные фазовые переходы в анизотропных магнитных сверхрешетках. *Письма в ЖЭТФ*, 1993, т.57, №7, с.424-428.
330. Dieny B., Speriosu V.S., Metin S., Parkin S.S.P., Gurney B.A., Baumgart P., Wilhoit D.R. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures. *J. Appl. Phys.*, 1991, v.69, p.4774-4779.
331. Dieny B. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1994, v.136, No.3, p.335-359.
332. Zhang S., Levy P. Effect of domains on giant magnetoresistance. *Phys. Rev. B*, 1994, v.50, No.9, p.6089-6093.
333. Hardner H.T., Parkin S.S.P., Weissman M.B., Salamon M.B., Kita E. 1/f noise in giant magnetoresistive materials. *J. Appl. Phys.*, 1994, v.75, No.10, p.6531-6533 .
334. Fujiwara H., Ishikawa T., Doyle W.D. Self-stabilization of domain walls in antiferromagnetically coupled multilayered magnetic films. *J. Appl. Phys.*, 1994, v.75, No.10, p.6446-6448.
335. Ruhrig M., Schafer R., Hubert A., Mosler R., Wolf J.A., Demokritov S., Grunberg P. Domain observations on Fe - Cr - Fe layered structures: evidence

- for a biquadratic coupling effect. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1991, v.125, No.2, p.635-656.
336. Unguris J., Celotta R.J., Pierce D.T. Observation of two different oscillation periods in the exchange coupling of Fe/Cr/Fe(100). *Phys. Rev. Lett.*, 1991, v.67, No.1, p.140-143.
 337. Unguris J., Celotta R.J., Pierce D.T. Magnetism in Cr thin films on Fe(100). *Phys. Rev. Lett.*, 1992, v.69, No.7, p.1125-1128.
 338. Barnes J.R., O'Shea S.J., Welland M.E. Magnetic force microscope study of local pinning effects. *J. Appl. Phys.*, 1994, v.76, No.1, p.418-423.
 339. Dorosinskii L.A., Indenbom M.V., Nikitenko V.I., Ossipyan Y.A., Polyanskii A.A., Vlasko-Vlasov V.K. Studies of HTSC crystal magnetization features using indicator magnetooptic films with inplane anisotropy. *Physica C*, 1992, v.203, No.1-2, p.149-156.
 340. Grechishkin R.M., Goosev M.Yu., Ilyashenko S.E., Neustroev N.S. High-resolution sensitive magneto-optical ferrite-garnet films with planar anisotropy. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1996, v.156-158, p.305-306.
 341. Michel R.P., Chaiken A., Wang C.T., Johnson L.E. Exchange anisotropy in epitaxial and polycrystalline NiO/NiFe bilayers. *Phys. Rev. B*, 1998, v.58, No.13, p.8566-8573.
 342. Бернер Р., Кронмюллер Г., Пластическая деформация монокристаллов. -М.: Мир, 1969, 264с.
 343. Хирт Дж. and Лоте И., Теория дислокаций. -М.: Атомиздат, 1972, 599с.
 344. Лесник А.Г., Наведенная магнитная анизотропия. -Киев: Наукова Думка, 1976, 163с.
 345. Nikitenko V.I., Dedukh L.M. Application of the photoelasticity method to the investigation of stresses around individual dislocations and their influence on crystal properties. *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1970, v.3, No.2, p.383-392.
 346. Дедух Л.М., Никитенко В.И. Пьезооптический эффект и магнитное двойное лучепреломление в монокристаллах иттриево-железистого граната. *ФТТ*, 1970, т.12, №6, с.1768-1774.

347. Miyazaki T., Ajima T., Sato F. Dependence of magnetoresistance on thickness and substrate temperature for 82Ni-Fe alloy film. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1989, v.81, No.1-2, p.86-90.
348. Dudko O.K., Kovalev A.S. Magnetostructural topological defects in two-dimensional antiferromagnets. *Low Temp. Phys.*, 1998, v.24, No.6, p.422-431.
349. Ambrose T., Leifer K., Hemker K.J., Chien C.L. Studies of deposition order anomaly of exchange coupling in bilayers and trilayers of NiFe and CoO. *J. Appl. Phys.*, 1997, v.81, No.8, p.5007-5009.
350. Khapikov A. Theory of the magnetization reversal of ultrathin Fe films on Cr substrate. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, v.80, No.10, p.2209-2212.
351. Zhou S.M., Liu K., Chien C.L. Exchange coupling and mesoscopic domain structure in a wedged permalloy/FeMn bilayer. *Phys. Rev. B*, 1998, v.58, No.22, p.R14717-R14720.
352. Qian Z., Kief M.T., George P.K., Sivertsen J.M., Judy J.H. Kerr effect observations of magnetization reversal process in antiferromagnetically pinned permalloy thin films. *J. Appl Phys.*, 1999, v.85, No.8, p.5525-5527.
353. Koon N.C. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, v.78, No.25, p.4865-4868.
354. Schulthess T.C., Butler W.H. Consequences of спин-флор coupling in exchange biased films. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, v.81, No.20, p.4516-4519.
355. Stiles M.D., McMichael R.D. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, 1999, v.59, No.5, p.3722-3733.
356. Fullerton E.E., Jiang J.S., Grimsditch M., Sowers C.H., Bader S.D. Exchange-spring behavior in epitaxial hard/soft magnetic bilayers. *Phys. Rev. B*, 1998, v.58, No.18, p.12193-12200.
357. Dahlberg E.D., Miller B., Hill B., Jonsson B.J., Strom V., Rao K.V., Nogues J., Schuller I.K. Measurements of the ferromagnetic/antiferromagnetic interfacial exchange energy in CO/CoO and Fe/FeF₂ layers. *J. Appl Phys.*, 1998, v.83, No.11, p.6893-6895.

358. Fitzsimmons M.R., Yashar P., Leighton C., Schuller I.K., Nogues J., Majkrzak C.F., Dura J.A. Asymmetric magnetization reversal in exchange-biased hysteresis loops. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, v.84, No.17, p.3986-3989.
359. Krivorotov I.N., Leighton C., Nogues J., Schuller I.K., Dahlberg E.D. Relation between exchange anisotropy and magnetization reversal asymmetry in Fe/MnF₂ bilayers. *Phys. Rev. B*, 2002, v.65, No.10, 100402.
360. Gokemeijer N.J., Cai J.W., Chien C.L. Memory effects of exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, 1999, v.60, No.5, p.3033-3036.
361. Zhao H.W., Wang W.N., Wang Y.J., Zha W.S., Xiao J.Q. Investigation of exchange bias in FeMnC/FeMn bilayers. *J. Appl. Phys.*, 2002, v.91, No.10, p.6893-6895 .
362. Portier X., Petford-Long A.K., de Morais A., Owen N.W., Laidler H., O'Grady K. Magnetization reversal processes in exchange-biased systems. *J. Appl Phys.*, 2000, v.87, No.9, p.6412-6414.
363. Kuch W., Offi F., Chelaru L.I., Kotsugi M., Fukumoto K., Kirschner J. Magnetic interface coupling in single-crystalline Co/FeMn bilayers. *Phys. Rev. B*, 2002, v.65, No.14, 140408.
364. Offi F., Kuch W., Chelaru L.I., Fukumoto K., Kotsugi M., Kirschner J. Induced Fe and Mn magnetic moments in Co-FeMn bilayers on Cu(001). *Phys. Rev. B*, 2003, v.67, No.9, 094419.
365. Xu M., Lu Z., Yang T., Liu C., Cui S., Mai Z., Lai W., Jia Q., Zheng W. Relation between microstructures and magnetic properties upon annealing in Fe₅₀Mn₅₀/Ni₈₀Fe₂₀ films. *J. Appl. Phys.*, 2002, v.92, No.4, p.2052-2057 .
366. Dai B., Cai J.W., Lai W.Y. Structural and magnetic properties of NiFe/NiMn bilayers with different seed and cap layers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2003, v.257, No.2-3, p.190-194.
367. Lee J.H., Jeong H.D., Yoon C.S., Kim C.K., Park B.G., Lee T.D. Interdiffusion in antiferromagnetic/ferromagnetic exchange coupled NiFe/IrMn/CoFe multilayer. *J. Appl. Phys.*, 2002, v.91, No.3, p.1431-1435.

368. Astalos R.J., Camley R.E. Magnetic permeability for exchange-spring magnets: Application to Fe/Sm-Co. *Phys. Rev. B*, 1998, v.58, No.13, p.8646-8653.
369. Mibu K., Nagahama T., Shinjo T., Ono T. Magnetoresistance of Bloch-wall-type magnetic structures induced in NiFe/CoSm exchange-spring bilayers. *Phys. Rev. B*, 1998, v.58, No.10, p.6442-6446.
370. Fullerton E.E., Jiang J.S., Bader S.D. Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, v.200, No.1-3, p.392-404.
371. Platt C.L., Berkowitz A.E., David S., Fullerton E.E., Jiang J.S., Bader S.D. Reversal modes of exchange-spring magnets revealed by torque magnetometry. *Appl. Phys. Lett.*, 2001, v.79, No.24, p.3992-3994.
372. Benaissa M., Krishnan K.M., Fullerton E.E., Jiang J.S. Magnetic anisotropy and its microstructural origin in epitaxially grown SmCo thin films. *IEEE Trans. Magn.*, 1998, v.34, No.4, p.1204-1206.
373. Strnat K.J., Strnat R.M.W. Rare earth-cobalt permanent magnets. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1991, v.100, No.1-3, p.38-56.
374. Fitzsimmons M.R., Leighton C., Nogués J., Hoffmann A., Liu K., Majkrzak C.F., Dura J.A., Groves J.R., Springer R.W., Arendt P.N., Leiner V., Lauter H., Schuller I.K. Influence of in-plane crystalline quality of an antiferromagnet on perpendicular exchange coupling and exchange bias. *Phys. Rev. B*, 2002, v.65, No., 134436.
375. Schulthess T.C., Butler W.H. Coupling mechanisms in exchange biased films. *J. Appl. Phys.*, 1999, v.85, No.8, p.5510-5515.
376. Gokemeijer N.J., Ambrose T., Chien C.L. Long-range exchange bias across a spacer layer. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, v.79, No.21, p.4270-4273.
377. Krivorotov I.N., Leighton C., Nogués J., Schuller I.K., Dahlberg E.D. Origin of complex exchange anisotropy in Fe/MnF₂ bilayers. *Phys. Rev. B*, 2003, v.68, No.5, 054430.

378. Scholl A., Liberati M., Arenholz E., Ohldag H., Stohr J. Creation of an anti-ferromagnetic exchange spring. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, v.92, No.24, 247201.
379. Roy S., Fitzsimmons M. R., Park S., Dorn M., Petravic O., Roshchin I.V., Li Z.-P., Batlle X., Morales R., Misra A., Zhang X., Chesnel K., Kortright J.B., Sinha S. K., Schuller I.K. Depth profile of uncompensated spins in an exchange bias system. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, v.95, No.4, 047201.
380. Kim J.-V., Stamps R.L. Hysteresis from antiferromagnet domain-wall processes in exchange-biased systems: Magnetic defects and thermal effects. *Phys. Rev. B*, 2005, v.71, No.9, 094405.
381. Hubert A., Schafer R., *Magnetic Domains. The analysis of magnetic microstructures.* -Berlin-Heidelberg-New York.: Springer, 1998, 696c.
382. Vlasko-Vlasov V.K., Welp U., Jiang J.S., Miller D.J., Crabtree G.W., Bader S.D. Field induced biquadratic exchange in hard/soft ferromagnetic bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, v.86, No.19, p.4386-4389.
383. Slonczewski J.C. Fluctuation mechanism for biquadratic exchange coupling in magnetic multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, v.67, No.22, p.3172-3175.
384. Slonczewski J.C. Overview of interlayer exchange theory. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1995, v.150, p.13-24.
385. Heinrich B., Cochran J.F., Kowalewski M., Kirschner J., Celinski Z., Arrott A.S., Myrtle K. Magnetic anisotropies and exchange coupling in ultrathin fcc Co(001) structures. *Phys. Rev. B*, 1991, v.44, No.17, p.9348-9361.
386. Maesaka A., Sugawara N., Okabe A., Itabashi M. Influence of microstructure on thermal stability of spin-valve multilayers. *J. Appl. Phys.*, 1998, v.83, No.12, p.7628-7634.
387. Maesaka A., Ishii S., Okabe A. Transmission electron microscopy analysis of crystallographic transition from fcc to fct on PtMn spin valves. *J. Appl. Phys.*, 2000, v.88, No.7, p.3982-3987.
388. van Loyen L., Elefant D., Tietjen D., Schneider C.M., Hecker M., Thomas J. Annealing of Ni₈₀Fe₂₀/Cu and Co/Cu multilayers. *J. Appl. Phys.*, 2000, v.87, No.9, p.4852-4854.

389. Takiguchi M., Ishii S., Makino E., Okabe A. Thermal degradation of spin valve multilayers caused by Mn migration. *J. Appl. Phys.*, 2000, v.87, No.5, p.2469.
390. Schmalhorst J., Bruckl H., Reiss G., Gieres G., Wecke J. Magnetotransport and microstructure of annealed magnetic tunnel junctions . *J. Appl. Phys.*, 2002, v.91, No.10, p.6617-6625.
391. Schmalhorst J., Brückl H., Reiss G., Gieres G., Wecker J. Thermally induced changes of magnetic coupling in a pinned artificial antiferromagnet used in magnetic tunnel junctions. *J. Appl Phys.*, 2003, v.94, No.5, p.3268-3270.
392. Hua S.Z., Lashmore D.S., Salamanca-Riba L., Schwarzacher W., Swartzendruber L.J., McMichael R.D., Bennett L.H., Hart R. Giant magnetoresistance peaks in CoNiCu/Cu multilayers grown by electrodeposition. *J. Appl. Phys.*, 1994, v.76, p.6519-6521.
393. Alper M., Aplin P.S., Attenborough K., Dingley D.J., Hart R., Lane S.J., Lashmore D.S., Schwarzacher W. Growth and characterization of electrodeposited Cu/Cu-Ni-Co alloy superlattices. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1993, v.126, No.1-3, p.8-11.
394. Shima M., Salamanca-Riba L., Moffat T.P., McMichael R.D., Swartzendruber L.J. Structural and magnetic fourfold symmetry of Co/Cu multilayers electrodeposited on Si(001) substrates. *J. Appl. Phys.*, 1998, v.84, No.3, p.1504-1507 .
395. Lenczowski S.K.J., Gijs M.A.M., Giesbers J.B., van de Veerdonk R.J.M., de Jonge W.J.M. Interpretation of the giant magnetoresistance effect in Co/Cu(100) multilayers with the quantum model of giant magnetoresistance. *Phys. Rev. B*, 1994, v.50, No.14, p.9982-9988.
396. Bruyere J.C., Massenet O., Montmory R., Neel L. A coupling phenomenon between the magnetization of two ferromagnetic thin films separated by a thin metallic film--Application to magnetic memories. *IEEE Trans. Magn.*, 1965, v.1, No.1, p.10-12.

397. Gillies M.F., Chapman J.N., Kools J.C.S. Magnetization reversal mechanisms in NiFe/Cu/NiFe/FeMn spin-valve structures. *J. Appl. Phys.*, 1995, v.78, p.5554-5562.
398. Кандаурова Г.С., Свидерский А.Э. Процессы самоорганизации в многодоменных магнитных средах и формирование устойчивых динамических структур. *ЖЭТФ*, 1990, т.97, №4, с.1219-1229.
399. Keller J., Miltenyi P., Beschoten B., Guntherodt G., Nowak U., Usadel K.D. Domain state model for exchange bias. II. Experiments. *Phys. Rev. B*, 2002, v.66, No.1, p.014431.
400. Rhee J.R., Kim M.Y., Hwang J.Y., Lee S.S., Hwang D.G., Yu S.C., Lee H.B. Magnetoresistance of Ir₂₂Mn₇₈-based top, bottom, and dual spin valves. *J. Magn. Magn. Mater.*, 2004, v.272-276, pt.3, p.1877-1878.
401. Devasahayam A.J., Sides P.J., Kryder M.H. Magnetic, temperature, and corrosion properties of the NiFe/IrMn exchange couple. *J. Appl. Phys.*, 1998, v.83, No.11, p.7216-7218.
402. McMichael R.D., Lee C.G., Bonevich J.E., Chen P.J., Miller W., Egelhoff Jr. W.F. Strong anisotropy in thin magnetic films deposited on obliquely sputtered Ta underlayers. *J. Appl. Phys.*, 2000, v.88, No.9, p.5296-5299 .
403. Fulghum D.B., Camley R.E. Magnetic behavior of antiferromagnetically coupled layers connected by ferromagnetic pinholes. *Phys. Rev. B*, 1995, v.52, No.18, p.13436-13443.
404. Uzdin V.M., Demangeat C. Pinhole defects in Fe/Cr trilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1997, v.165, No.1-3, p.458-461.
405. Bobo J.F., Kikuchi H., Redon O., Snoeck E., Piecuch M., White R.L. Pinholes in antiferromagnetically coupled multilayers: Effects on hysteresis loops and relation to biquadratic exchange. *Phys. Rev. B*, 1999, v.60, No.6, p.4131-4141.