

**Министерство образования и науки Российской Федерации
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА**

**Влияние формы и латеральных размеров структур пермаллоя
на процесс и характеристики перемагничивания**

Выпускная квалификационная работа на степень магистра
студентки 922 группы
Пономаревой Александры Константиновны

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Успенская Л.С.

**г. Черноголовка
2015**

Оглавление

1.	Введение	3
2.	Литературный обзор	4
2.1.	Общие свойства ферромагнетиков и происхождение доменов.....	4
2.2.	Типы доменных границ.....	5
2.3.	Перемагничивание структур различной формы и размеров	6
3.	Экспериментальные методы наблюдения доменной структуры.....	9
3.1.	Метод магнитооптической визуализации при помощи индикаторных пленок	9
3.1.1.	Эффект Фарадея	9
3.1.2.	Наблюдение доменной структуры непрозрачных образцов при помощи индикаторных пленок	9
3.2.	Биттеровский метод наблюдения доменной структуры (метод порошковых фигур).....	12
4.	Микромагнитное моделирование при помощи пакета The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF)	13
5.	Образцы	14
	Результаты.....	15
5.1.	Влияние направления поля и толщины образца на вид доменной структуры	15
5.2.	Влияние размера на процесс перемагничивания в дисках и кольцах	17
5.3.	Перемагничивание полос	20
6.	Заключение.....	25
7.	Литература	26

1. Введение

Тонкие магнитные плёнки в настоящее время активно исследуются благодаря широким перспективам для их применения [1–4]. На основе тонких плёнок реализуется магнитная память, магнитные слои используются в гетероструктурах для управления свойствами структур, например, проводимостью. Потребность в увеличении плотности записи информации и уменьшении потерь энергии при записи и считывании стимулирует создание новых типов памяти, например MRAM, STT-RAM, основанных на использовании эффекта гигантского магнетосопротивления [2, 4]. Разрабатываются структуры с использованием сверхпроводников, что позволит избавиться от потерь на нагревание. Свойства гетероструктур зависят от магнитной структуры ферромагнитного слоя. От взаимных направлений намагниченности зависит сопротивление в структурах из двух ферромагнетиков, разделенных нормальным металлом, где наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления. Перемагничивая магнитный слой в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик, можно управлять фазой тока [5]. Появление доменной структуры в ферромагнетике в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик влияет на проводимость, увеличивая её за счёт ослабления магнитного поля вблизи границ и разрушая сверхпроводящее состояние, индуцируя появление вихрей, вблизи доменных границ [6].

Доменная структура определяется соотношением различных вкладов в общую энергию ферромагнетика. В объёмных образцах вклад поверхностных членов в энергию пренебрежимо мал, однако с уменьшением размеров он становится все более заметен. Поэтому сильнее проявляется зависимость вида доменной структуры тонких магнитных плёнок от их толщины и латеральных размеров, формы, качества подложки и др. [1, 7, 8, 9]. Таким образом, свойства тонких пленок значительно отличаются от свойств объёмного материала.

Ввиду большого количества факторов, влияющих на доменную структуру тонких плёнок, их кинетику перемагничивания и вид доменной структуры сложно предсказать. Для этого их исследуют экспериментально, используя прямые наблюдения.

2. Литературный обзор

2.1. Общие свойства ферромагнетиков и происхождение доменов

Особенностью ферромагнетиков является наличие спонтанного магнитного момента. Благодаря этому намагниченность образца может достигать больших значений при приложении небольшого внешнего поля. Кривая намагничивания имеет вид петли гистерезиса (рис. 1а).

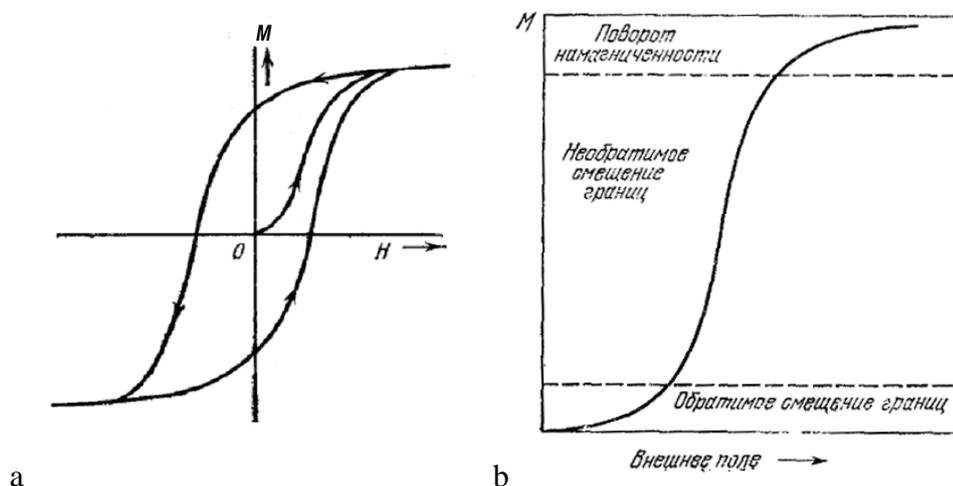


Рисунок 1. а – петля гистерезиса (из [10]); б – области на типичной кривой намагничивания, в которых преобладают различные процессы намагничивания (из [11]).

Суммарная намагниченность ферромагнитного образца может быть равной нулю, если образец разбивается на домены – области с однородной намагниченностью. Перемагничивание ферромагнетиков во внешнем поле происходит за счёт смещения доменных границ и увеличения размеров доменов, выгодно ориентированных по отношению к полю, и за счёт поворота вектора намагниченности к направлению прикладываемого поля (рис. 1б).

Доменная структура формируется, чтобы минимизировать энергию ферромагнетика, в которую входят энергия обменного взаимодействия, анизотропии, магнитостатическая энергия и магнитоупругая энергия. Обменное взаимодействие возникает вследствие перекрытия атомных оболочек, и отвечает за упорядочивание спинов. Плотность энергии обмена:

$$f_{об} = JS^2 \sum \varphi^2 \text{ или } f_{об} = A[(\partial\alpha_1)^2 + (\partial\alpha_2)^2 + (\partial\alpha_3)^2],$$

где $\varphi \ll 1$ – угол между направлениями соседних спинов S , J – обменный интеграл, α_i – направляющие косинусы вектора намагниченности с кристаллическими осями, $A = 2JS^2/a$ (для ОЦК решетки), a – постоянная решетки. Минимум обменной энергии соответствует упорядоченному состоянию магнитных моментов.

Наиболее выгодное направление намагниченности относительно кристаллографических осей определяется анизотропией, возникающей вследствие спин-орбитального взаимодействия. Плотность энергии анизотропии (для одноосных кристаллов):

$$f_K = \sum K_n \alpha^{2n},$$

где α – направляющий косинус намагниченности относительно выделенной оси, K_n – константы анизотропии. Минимальная энергия анизотропии соответствует случаю, когда намагниченность лежит вдоль некоторой выделенной «легкой оси».

Намагниченный образец создает вокруг себя поля рассеяния. Плотность энергии магнита в собственном поле равна:

$$f_{\text{маг}} = -\frac{1}{2} \mathbf{M}\mathbf{H}, \text{ или } f_{\text{маг}} = \frac{1}{2} NM^2,$$

где M – намагниченность, $H = -NM$ – собственное магнитное поле, N – размагничивающий фактор. Магнитостатическая энергия уменьшается, когда образец разбивается на домены.

Однако разбиение на домены не может продолжаться бесконечно, так как образование доменных границ ведет к увеличению энергии, поскольку, вследствие непараллельности магнитных моментов в границе, увеличивается обменная энергия и энергия анизотропии.

2.2. Типы доменных границ

Поворот вектора намагниченности на границе между доменами, вследствие действия обменных сил, происходит не скачком, а постепенно, в некоторой области между доменами. В зависимости от того, каким образом происходит этот разворот, выделяют два основных типа доменных границ: границы блоховского типа и границы неелевского типа. Кроме того, существуют границы смешанного типа («границы с перетяжками»).

В границе блоховского типа поворот намагниченности на 180° происходит в плоскости, перпендикулярной плоскости пленки (рис. 2а). Такие границы обычно наблюдаются в объёмных образцах и в плёнках, толщина которых много больше ширины доменной границы. В пермаллое такой переход ожидается при толщине порядка 100 нм [1].

В очень тонких плёнках более выгодно образование границ неелевского типа (рис. 2б). Намагниченность в неелевских границах поворачивается в плоскости плёнки и перпендикулярно плоскости границы. В плёнках промежуточной толщины наблюдаются границы смешанного типа (рис. 2с).

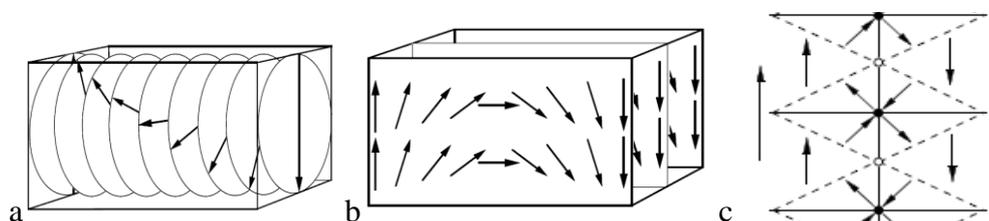


Рисунок 2. Поворот вектора намагниченности в 180° -доменных границах: а – граница блоховского типа, б – граница неелевского типа, с – граница смешанного типа (из [1]).

2.3. Перемагничивание структур различной формы и размеров

В очень маленьких частицах энергия, связанная с образованием переходного слоя оказывается больше магнитостатической энергии такой частицы. Поэтому ожидается переход к однодоменному состоянию при уменьшении размеров, до десятков или сотен нанометров в зависимости от материала [1, 7]. Перемагничивание таких частиц происходит путем вращения намагниченности, вследствие чего у них высокая коэрцитивность. Однодоменное состояние наблюдается также в узких продолговатых структурах, где намагниченность остается параллельной длинной стороне вследствие анизотропии формы (рис. 3с). Такие мелкие однодоменные частички используются для производства постоянных магнитов.

В частицах, размер которых выше критического для перехода в однодоменное состояние, но недостаточно большой для образования доменных границ, в случае низкой анизотропии наблюдается вихревое состояние [1, 7, 10–15]. В зависимости от размера частички перемагничивание может происходить за счёт движения вихря перпендикулярно приложенному полю (рис. 3а, б) или за счёт образования нескольких вихрей и неоднородного вращения намагниченности (4).

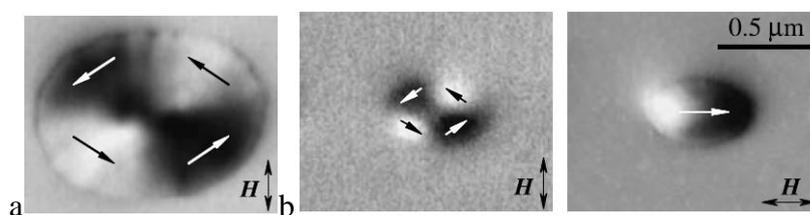


Рисунок 3. Изображения доменной структуры маленьких элементов Co толщиной 20 нм, полученные с помощью магнитно-силовой микроскопии. а, б – вихревое состояние, возникает после прикладывания поля вдоль короткой оси; с – однодоменное состояние, возникает после прикладывания поля вдоль длинной оси. Из [1]



Рисунок 4. Расчётное размагниченное состояние для тонкопленочного элемента, выполненное для параметров материала, соответствующих пермаллою толщиной 20 нм; длина частички ~ 1 мкм. Из [1]

Когда размер образца становится достаточно большим, перемагничивание происходит по классическому сценарию: за счёт формирования и роста доменов. Вид доменов зависит от соотношения разных вкладов в энергию. Классические примеры видов доменной структуры: доменная структура с замыкающими доменами (рис. 5а), которая формируется в образцах с одноосной анизотропией, и замкнутая структура, характерная для образцов с кубической анизотропией (рис. 5б); лабиринтная доменная структура и цилиндрические домены (рис. 6а, б), наблюдающиеся в тонких пленках с осью анизотропии, перпендикулярной плоскости пленки [1, 7, 12].

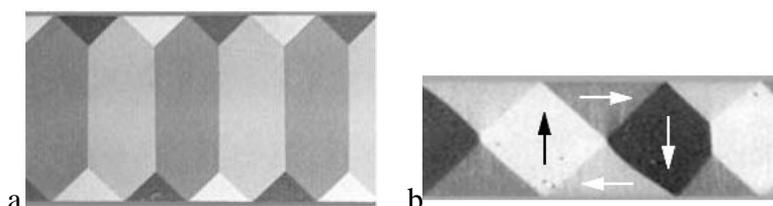


Рисунок 5. Конфигурация с замкнутым магнитным потоком а – характерная для одноосных образцов; б – в кубических кристаллах. (из [1])

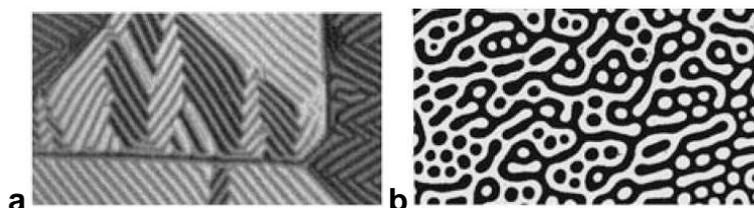


Рисунок 6. доменная структура в пленках с перпендикулярной анизотропией: а – плотноупакованные полосовые домены; б – цилиндрические магнитные домены. (из [1])

Вид доменной структуры и сценарий перемагничивания сильно зависят от формы образца и направления внешнего поля. В длинных и узких полосках может наблюдаться однодоменное состояние, даже когда их размеры заметно больше, чем однодоменный предел. С увеличением ширины полоски по отношению к длине происходит переход в многодоменное состояние [1, 7, 16].

Кинетика перемагничивания, коэрцитивность и вид доменов в образце сильно зависят от направления внешнего поля относительно лёгкого направления намагничивания. Анизотропия может определяться как кристаллографической анизотропией, так и формой образца. В случае поликристаллических плёнок, выращиваемых в присутствии внешнего магнитного поля, анизотропия определяется также направлением этого поля.

Рассмотрим перемагничивание маленькой однодоменной частички, осуществляемое путем однородного вращения намагниченности. В зависимости от направления внешнего поля относительно лёгкой оси вид петли гистерезиса сильно меняется [1, 7, 12]. В поле, ориентированном вдоль лёгкого направления намагниченности, петля гистерезиса широкая, и коэрцитивность наибольшая. В поле, направленном вдоль трудного направления намагниченности, коэрцитивность равна нулю, и гистерезис вырождается в нелинейную безгистерезисную зависимость (рис. 7).

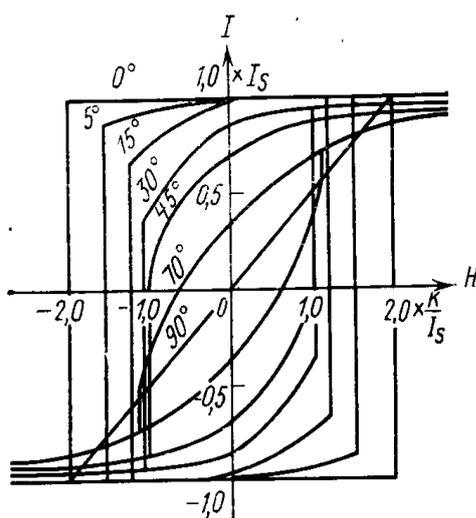


Рисунок 7. Петли гистерезиса одноосного ферромагнетика для различных ориентации магнитного поля относительно лёгкой оси. Из [12]

В образцах, где перемагничивание происходит за счёт формирования и расширения доменов, вид доменной структуры и сценарий перемагничивания также сильно отличаются для разных направлений внешнего поля относительно легкой оси.

В тонких плёнках перемагничивание вдоль лёгкого направления начинается с зарождения доменов на краях, перпендикулярных направлению внешнего поля, затем эти домены прорастают вглубь и расширяются (рис. 8a). В случае намагничивания вдоль трудного направления сначала намагниченность искривляется и появляется мелкая рябь, перпендикулярная внешнему полю, потом по всему образцу появляется множество мелких доменов, намагниченность в которых направлена под углом к приложенному полю, затем домены растут и одновременно поворачивается намагниченность (рис. 8b) [1, 16].

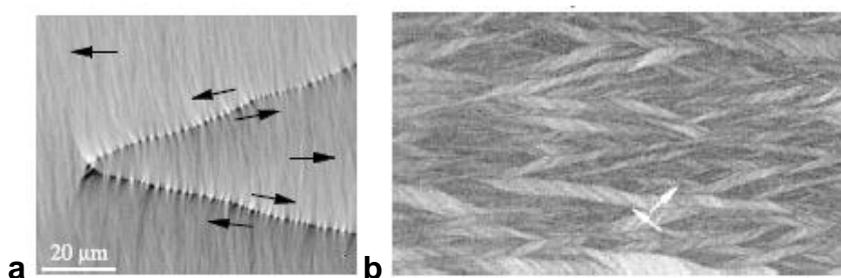


Рисунок 8. Доменная структура пленки кольбата (толщина 42 нм): *a* – перемагничивание вдоль ЛО, домены разделяет доменная граница с перетяжками; *b* – рябь, наблюдаемая при перемагничивании вдоль трудной оси.

На вид доменной структуры в тонких плёнках заметное влияние оказывает качество подложки и интерфейса пленка-подложка. Подложка может влиять на свойства магнитной плёнки в виде упругих деформаций, межповерхностной анизотропии, магнитостатических взаимодействий, и т.д. Например, заметная шероховатость подложки может индуцировать дополнительную анизотропию, перпендикулярную плоскости плёнки, вследствие чего в тонких плёнках наблюдаются границы не неелевского, а блоховского типа [8].

Итак, в ферромагнетиках существует доменная структура, возникающая для уменьшения полей рассеяния вследствие минимизации общей энергии. В тонких плёнках увеличивается относительный поверхностный вклад в энергию и сильнее проявляется влияние размеров и формы образца, качества подложки и др. Большое количество факторов, влияющих на формирование доменной структуры, усложняет предсказание типа доменной структуры в конкретном образце.

В данной работе стояла задача исследовать, как меняется процесс перемагничивания тонких плёнок пермаллоя, напылённых на более толстый подслоя ниобия, при изменении их формы и размеров. Исследования проводились при комнатной температуре, т.е. ниобий при этом находился в нормальном состоянии. Для экспериментального наблюдения доменной структуры в данной работе использовались метод магнитооптической визуализации и биттеровская техника (метод порошковых фигур). Было выполнено сравнение экспериментальных результатов с результатами микромагнитного моделирования.

3. Экспериментальные методы наблюдения доменной структуры

3.1. Метод магнитооптической визуализации при помощи индикаторных плёнок

3.1.1. Эффект Фарадея

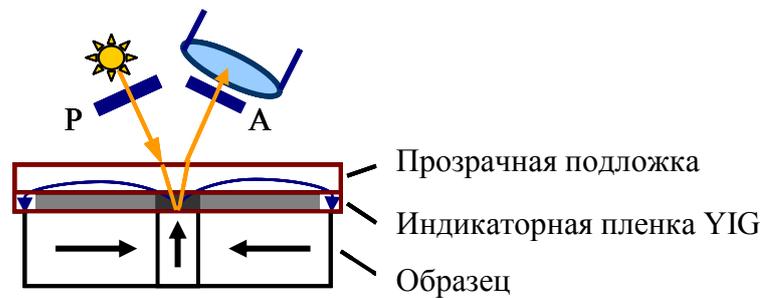
Визуализация доменной структуры образца при помощи индикаторных плёнок возможна благодаря эффекту Фарадея в индикаторной плёнке. Эффект Фарадея состоит в изменении плоскости поляризации проходящего сквозь образец света, которое возникает вследствие кругового двойного лучепреломления. Отличие показателей преломления для лево- и правополяризованных волн обусловлено тем, что тензор диэлектрической проницаемости зависит от магнитного поля. Угол, на который поворачивается плоскость поляризации, зависит от величины магнитного поля в образце и от угла между направлением распространения света и намагничённостью. Для эффекта Фарадея в ферромагнетиках угол поворота пропорционален намагничённости. Угол удельного вращения плоскости поляризации вдоль волнового вектора для диа- и парамагнетиков во внешнем поле равен (из [13]):

$$\varphi = (\pi/\lambda) (n_- - n_+) = (\omega a \cos(\theta)/2cn_0) H_e = R_V H_e,$$

где H_e – напряженность поля, θ – угол между H_e и волновым вектором, R_V – постоянная Верде ($n_- + n_+ \approx 2n_0$, $n_{\pm}^2 = n_0^2 \pm g$, $g = aH_e$). Если $\theta = 90^\circ$, то $\varphi = 0$. Следовательно, когда намагничённость перпендикулярна направлению распространения света, эффект Фарадея не наблюдается. При заданном направлении магнитного поля, если направление волнового вектора изменяется на противоположное, то направление вращения поляризации вдоль волнового вектора также меняется на противоположное. При этом относительно прежнего направления плоскость поляризации поворачивается в ту же сторону. Таким образом, если луч испытывает внутренние отражения от поверхностей пластинки, углы поворота плоскости поляризации складываются и эффект усиливается.

3.1.2. Наблюдение доменной структуры непрозрачных образцов при помощи индикаторных плёнок

Для наблюдения доменной структуры непрозрачных образцов при помощи эффекта Фарадея индикаторная плёнка помещается непосредственно на поверхность исследуемого образца [1, 8]. В качестве индикаторов использовались пленки иттрий-железистого граната с плоскостной анизотропией, в котором можно наблюдать сильный эффект Фарадея.



Над намагниченным образцом присутствуют поля рассеяния, возникающие над областями с перпендикулярной плоскости плёнки компонентой намагниченности, доменными границами и краями образца. Под действием этих полей вследствие эффекта Фарадея меняется поляризация света, дважды проходящего сквозь индикатор: при падении поляризованного света и после отражения от поверхности образца. Таким образом, при помощи данного метода можно наблюдать распределение вертикальной компоненты намагниченности в образце. Иногда для увеличения яркости изображения на нижнюю поверхность индикатора наносят зеркало. Однако разрешение данного метода тем лучше, чем меньше зазор между образцом и индикаторной пленкой. Наблюдение доменной структуры производится при помощи поляризационно-оптического микроскопа в отражённом свете.

В данной работе регистрация изображения производилась с помощью цифровой камеры SDU285 в режиме вычитания фона.

При почти скрещенных поляризаторе и анализаторе видны области просветления или затемнения, соответствующие противоположным направлениям перпендикулярной компоненты магнитного поля в индикаторе. Если намагниченность в доменах лежит в плоскости плёнки, то при наблюдении такой структуры, светлые и тёмные линии соответствуют доменными границами и краям образца, где присутствуют сильные поля рассеяния (рис. 9, 10). Серые области соответствуют доменам с плоскостной ориентацией намагниченности и немагнитному фону. Направление намагниченности в плоскости можно определять по контрасту на краю образца: светлые и темные края соответствуют противоположным направлениям намагниченности относительно края. Доменные границы блоховского типа видны, как яркие одинарные полосы (рис. 10а), неелевским границам соответствует двойной черно-белый контраст (рис. 10b) [8].

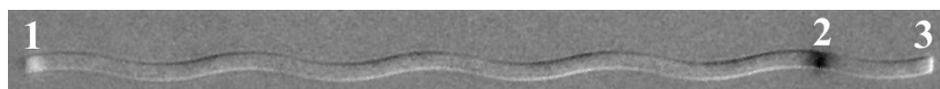


Рисунок 9. Магнитооптическое изображение доменной структуры в изогнутой полоске пермаллоя. 1, 2 – заряженные доменные границы с противоположно направленными полями рассеяния, 3 – контраст на краю полоски.

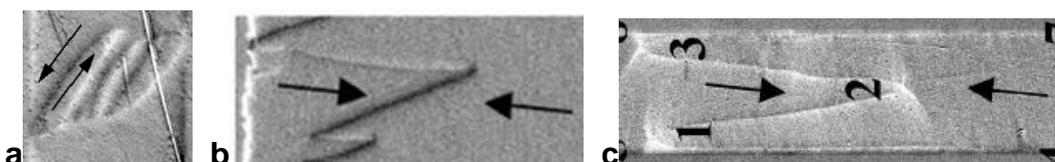


Рисунок 10. Магнитооптические изображения разных типов доменных границ: а – граница блоховского типа (из [9]), б – граница неелевского типа (из [8]), с – граница с перетяжками (из [8]).

Данный метод удобен тем, что можно прямо наблюдать доменную структуру и процесс перемагничивания в режиме реального времени. Метод имеет хорошую чувствительность, и, используя подходящий индикатор, можно увидеть доменную структуру даже при очень слабых полях рассеяния. Однако существует несколько ограничений. Поля рассеяния, индуцированные границей, не локальные, и их вертикальная компонента обнуляется лишь на некотором расстоянии. Следовательно, узкой доменной границе будет соответствовать более широкое пятно на изображении даже при идеальном прилегании индикаторной пленки к поверхности образца. Еще одно ограничение связано с наблюдением доменов или доменных границ с очень большой перпендикулярной компонентой намагниченности. Максимально возможное в данном индикаторе вращение плоскости поляризации света соответствует случаю, когда перпендикулярная плоскости плёнки компонента намагниченности в индикаторе становится равной намагниченности насыщения гранатовой пленки. Таким образом, если величина вертикальной компоненты поля рассеяния больше некоего значения, при котором наступает насыщение, эффект Фарадея в индикаторе становится независим от поля. Поэтому, если поля рассеяния над доменной границей больше, чем $4\pi M_s$ индикатора (400–1750 Гс в различных индикаторах), изображением таких границ будут яркие темные или светлые пятна (**рис. 7**). По такому изображению невозможно определить тип границы или увидеть, есть ли в границе какая-либо тонкая структура.

3.2. Биттеровский метод наблюдения доменной структуры (метод порошковых фигур)

Для наблюдения с помощью биттеровского метода на поверхность образца наносится коллоид из магнитных частичек. Частицы концентрируются вдоль доменных границ под действием полей рассеяния. Таким образом, можно наблюдать приповерхностную доменную структуру образца.

Концентрация частиц, в предположении, что все частички находятся в однодоменном состоянии и их взаимодействием можно пренебречь, зависит от величины магнитного поля следующим образом (из [10]):

$$p(H) = p(0) \frac{sh(x)}{x},$$

где $x = \mu H/kT$, а μ – магнитный момент одной частички.

Из графика функции $sh(x)/x$, изображенного на рисунке 11, видно, что при $x > 3$ функция $sh(x)/x$ быстро растет. Следовательно, при больших полях рассеяния концентрация частиц сильно отличается в зависимости от величины поля. Таким образом, в отличие от метода наблюдения с помощью индикаторных плёнок, использование биттеровской техники удобно в случае очень больших полей рассеяния, и позволяет увидеть достаточно тонкие изображения границ и понять, какой структуре соответствует то, что на магнитооптической картинке видно как широкое яркое пятно.

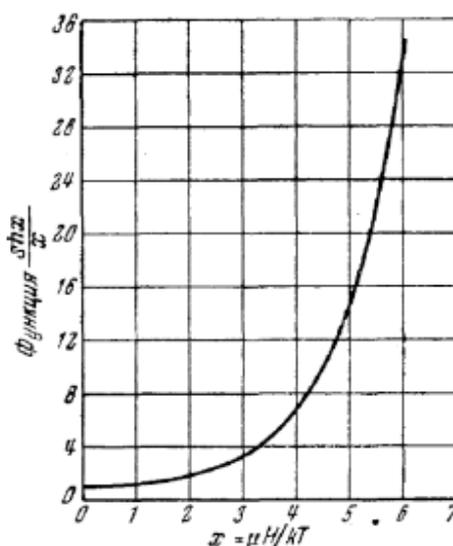


Рисунок 11. График функции $sh(x)/x$, определяющей плотность частиц в зависимости от $x = \mu H/kT$ (из [10])

Пространственное разрешение данного метода ограничивается только размерами частиц. Однако, если поля рассеяния над образцом отсутствуют или очень слабые, увидеть доменную структуру не удастся.

В данной работе для наблюдения доменной структуры при помощи биттеровского метода применялась феррожидкость EMG 705. Размер ферромагнитных частиц – 10 нм, намагниченность насыщения – 220 Гс (22 мТ).

4. Микромагнитное моделирование при помощи пакета The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF)

Для интерпретации полученных результатов проводилось моделирование с использованием программного пакета OOMMF [17], где локальная намагниченность вычисляется интегрированием уравнения Ландау-Лифшица для движения магнитного момента:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\bar{\gamma}|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{|\bar{\gamma}|\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})$$

Где \mathbf{M} – намагниченность, \mathbf{H}_{eff} – эффективное магнитное поле, определяемое с учётом обменного взаимодействия, анизотропии, собственного магнитостатического (размагничивающего) и прикладываемого внешнего поля, M_s – намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение, α – коэффициент затухания.

Моделировался процесс перемагничивания плёнок пермаллоя толщиной 20 нм в форме дисков и колец диаметром от 100 нм и выше и полосок размером 2000x200 нм и 4000x400 нм. Ширина колец была равна половине диаметра.

Чтобы проверить, могут ли влиять применяемые методы наблюдения на процесс перемагничивания, было проведено моделирование перемагничивания уединённой полоски пермаллоя, полоски, накрытой пластинкой иттрий-железистого граната, и полоски, на основной поверхности которой поперек длинной стороны лежали тонкие магнитомягкие железные цилиндрики диаметром 5 нм на расстоянии 5 нм друг от друга.

При моделировании были взяты стандартные параметры: для пермаллоя $A^{\text{Py}} = 10^{-11}$ Дж/м, $M_s^{\text{Py}} = 8,3 \cdot 10^5$ А/м, $K_1^{\text{Py}} = 10^3$ Дж/м³; для частичек железа $A^{\text{Fe}} = 2,1 \cdot 10^{-11}$ Дж/м, $M_s^{\text{Fe}} = 1,7 \cdot 10^6$ А/м; для иттрий-железистого граната $A^{\text{YIG}} = 4 \cdot 10^{-12}$ Дж/м, $M_s^{\text{YIG}} = 1,43 \cdot 10^5$ А/м, $K_1^{\text{YIG}} = 2 \cdot 10^3$ Дж/м³.

Расчётная ширина доменной границы в пермаллое при таких параметрах составляет порядка 100 нм. Для моделирования перемагничивания дисков и колец использовалась двумерная решетка, для полос – трехмерная. Размер ячейки при моделировании дисков и колец диаметром $d \leq 400$ нм был равен 2 нм, в остальных случаях – 5 нм.

5. Образцы

Эксперименты проводились на тонких плёнках пермаллоя, изготовленных в ИФТТ РАН методом магнетронного распыления на кремниевую подложку с напылённым на нее подслоем ниобия толщиной 100 нм. Напыление пермаллоя осуществлялось в присутствии плоскостного магнитного поля величиной около 600 Э. Толщины плёнок пермаллоя – 10, 20, 30, 40 и 60 нм.

Методом взрывной литографии были сформированы структуры в виде дисков, колец и широких полос. Размеры дисков и колец варьировались от 10 мкм до 200 мкм, ширина широких полос составляла 200 мкм.

На плёнке толщиной 40 нм были дополнительно сформированы структуры в виде прямых и волнистых полос (змеек). Ширина прямых полос варьировалась от 6 мкм до 200 мкм. Волнистые полосы имели ширину 10 мкм и кривизну от $0,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ до $3,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$.

Изучался процесс квазистатического перемагничивания под действием магнитного поля, направленного в плоскости структур. Поле создавалось катушками Гельмгольца, т. е. было однородно на размерах образца.

Результаты

5.1. Влияние направления поля и толщины образца на вид доменной структуры

Вид доменной структуры и кинетика перемагничивания отличается в плёнках разной толщины и для разных направлений внешнего поля. В самых тонких из исследованных пленок, толщина которых составляла 10 нм, формируется доменная структура с мелкими доменами, появляющимися после переключения поля (рис. 12). Домены появляются практически одновременно по всей поверхности образца для всех направлений поля, кроме вертикального. В вертикальном поле зарождение доменов начинается на краях. Для всех направлений поля, кроме диагонального H_{xy} , доменные границы направлены одинаково – под небольшим углом к вертикали. В поле H_{xy} границы параллельны полю. Направление лёгкой оси в данной плёнке, по-видимому, близко к вертикальному. Для данного направления наблюдалась максимальная коэрцитивность и поля начала перемагничивания (рис. 13а).

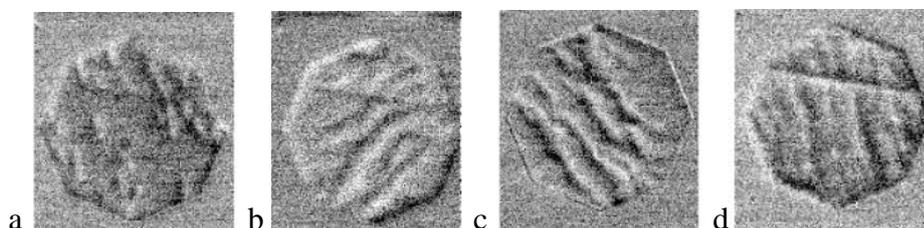


Рисунок 12. Доменная структура пленки толщиной 10 нм: а, – в горизонтальном поле H_x ; б – в диагональном поле H_{xy} ; с – в вертикальном поле H_y ; д – в диагональном поле H_{-xy}

Из зависимостей полей, в которых начинается перемагничивание, от направления, представленных на рис. 13, видно, что с увеличением толщины слоя пермаллоя уменьшается коэрцитивность – перемагничивание начинается всё в меньших полях, и при толщине пермаллоя 60 нм зарождение доменов во всех дисках начинается еще до переключения поля для любого направления. В плёнках толщиной 10, 20, 30 и 40 нм есть заметная анизотропия – перемагничивание при одном из направлений поля начинается гораздо раньше, чем в других. В толстой плёнке анизотропия в плоскости слабо выраженная.

В плёнках пермаллоя толщиной 20 и 40 нм для разных направлений поля отличались размеры доменов и вид доменных границ. В диагональном поле H_{xy} наблюдались широкие домены, с границами с перетяжками, (рис. 14). Доменные границы направлены параллельно полю. В пленке толщиной 40 нм такая же картина наблюдалась в горизонтальном поле H_x . В пленке толщиной 20 нм в горизонтальном и в вертикальном полях, в пленке толщиной 40 нм в вертикальном поле H_y и в диагональном поле H_{-xy} домены были узкие, с узкими заряженными границами, отклоненными от направления поля в сторону диагонали $xу$ (рис. 15). В пленке толщиной 20 нм в диагональном поле H_{-xy} четких доменов не видно, наблюдалось только неоднородное вращение намагниченности и мелкая рябь, вначале нечеткая, но все более заметная при увеличении поля (рис. 16). Направление легкого намагничивания в этих пленках, по-видимому, близко к направлению H_{xy} , а направление H_{-xy} – трудная ось.

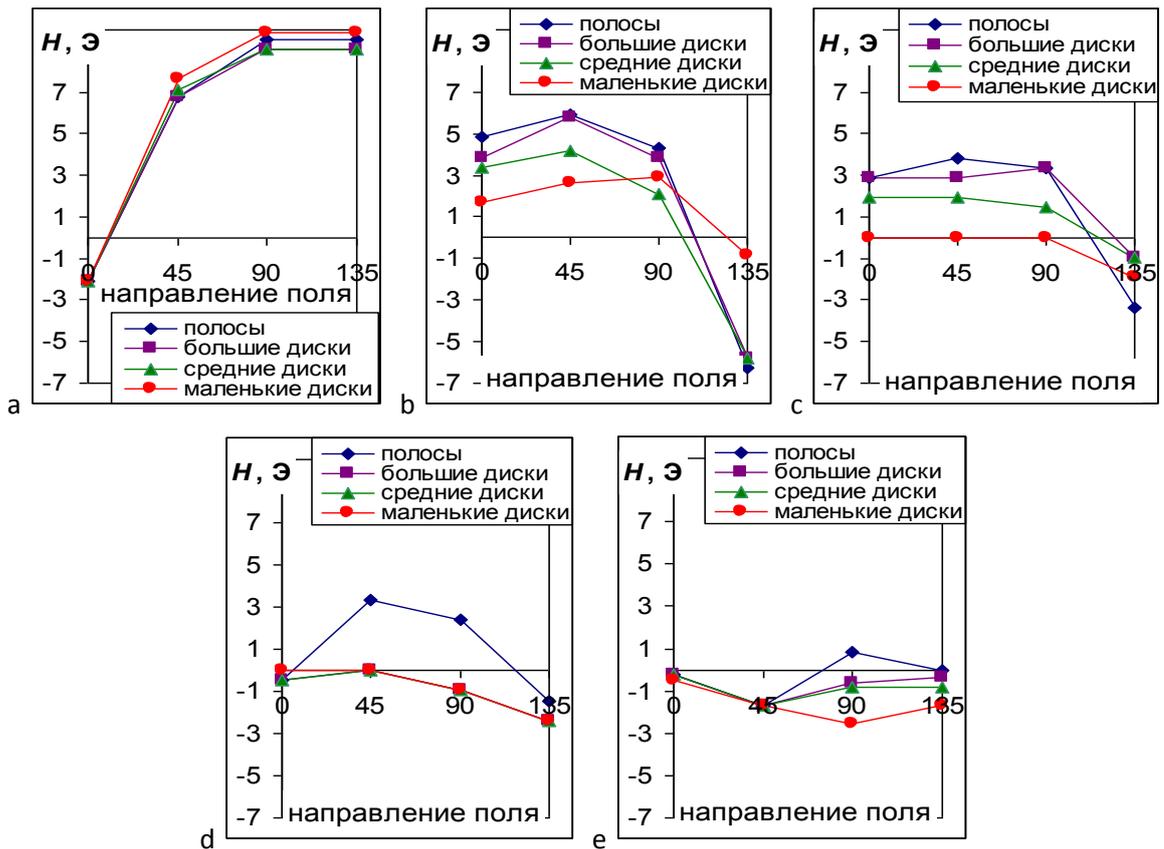


Рисунок 13. Начало перемагничивания для дисков диаметром 40, 100 и 200 мкм и полоски шириной 200 мкм (длинная сторона полоски параллельна оси y) в зависимости от направления поля (указано в градусах относительно горизонтального направления x): a – толщина пермаллоя 10 нм; b – толщина пермаллоя 20 нм, c – толщина пермаллоя 40 нм, d – толщина пермаллоя 30 нм, e – толщина пермаллоя 60 нм.

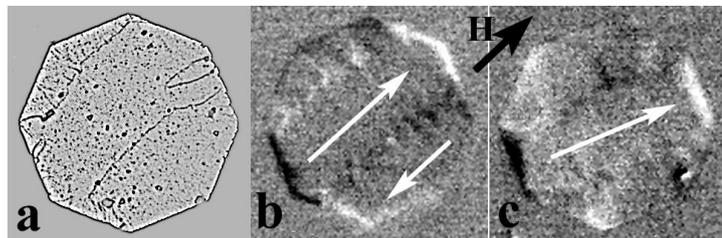


Рисунок 14. Доменная структура дисков диаметром 200 мкм в диагональном поле (ЛО): a – биттеровское изображение доменных границ в пленке толщиной 20 нм ($H = 4,65$ Э), b – магнитооптическое изображение доменных границ в пленке толщиной 20 нм ($H = 6$ Э), c – магнитооптическое изображение доменных границ в пленке толщиной 40 нм ($H = 4,8$ Э).

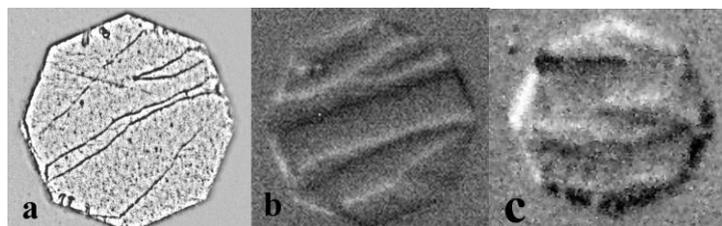


Рисунок 15. Доменная структура дисков диаметром 200 мкм: a – биттеровское изображение доменных границ в горизонтальном поле в пленке толщиной 20 нм ($H = 4$ Э), b – магнитооптическое изображение доменных границ в горизонтальном поле в пленке толщиной 20 нм ($H = 5,9$ Э), c – магнитооптическое изображение доменных границ в диагональном поле H_{xy} в пленке толщиной 40 нм ($H = 4,8$ Э).

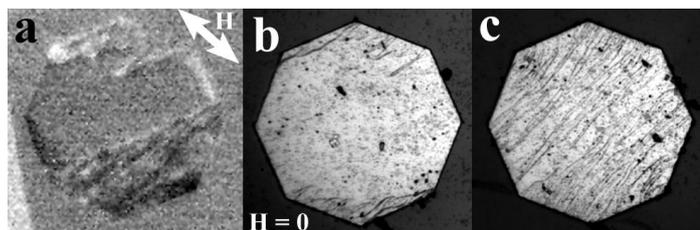


Рисунок 16. Доменная структура дисков диаметром 200 мкм и толщиной 20 нм в диагональном поле H_{xy} (вероятно, направление трудного намагничивания): *a* – магнитооптическое изображение; *b, c* – биттеровские изображения. $H = 0$.

Доменная структура в самых толстых из исследованных плёнок, толщиной 60 нм, представляет собой большой домен в центре диска, вытянутый в направлении прикладываемого поля, с мелкими замыкающими доменами по краям (рис. 17). Структура похожего типа наблюдалась также в плёнках толщиной 30 нм (рис. 18). Вид доменов при толщине слоя пермаллоя 30 и 60 нм не зависел от направления поля.

Сходство сценариев перемагничивания в пленках толщиной 30 нм и 60 нм и их отличие от процессов перемагничивания, наблюдавшихся в пленке толщиной 40 нм, вероятно, объясняется разной шероховатостью подслоя ниобия под пермаллоем [8].

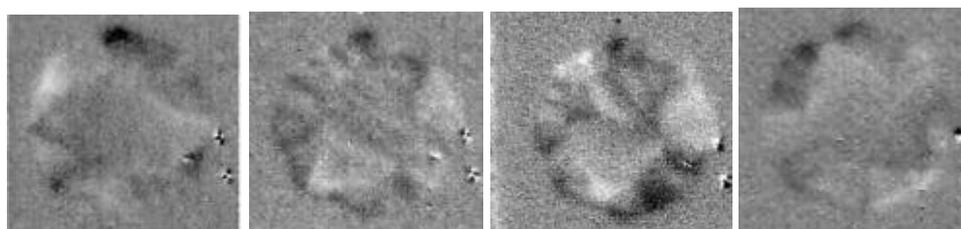


Рисунок 17. Доменная структура плёнки толщиной 60 нм ($H \approx 1$ Э): *a* – в горизонтальном поле H_x ; *b* – в диагональном поле H_{xy} ; *c* – в вертикальном поле H_y ; *d* – в диагональном поле H_{xy} .

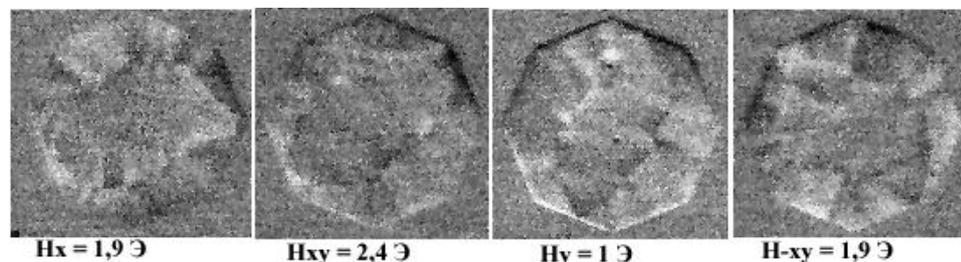


Рисунок 18 Доменная структура пленки толщиной 30 нм: *a* – в горизонтальном поле H_x ; *b* – в диагональном поле H_{xy} ; *c* – в вертикальном поле H_y ; *d* – в диагональном поле H_{xy} .

5.2. Влияние размера на процесс перемагничивания в дисках и кольцах

Зависимость сценария перемагничивания от латеральных размеров экспериментально исследовалась в плёнках толщиной 20 нм в форме дисков и колец диаметром от 40 до 200 мкм. В эксперименте в образцах больших размеров при перемагничивании вдоль лёгкого направления наблюдался классический процесс: на краях зарождались домены, которые затем прорастали вглубь и расширялись, занимая весь образец (рис. 12, 14-19). В больших дисках видны чёткие доменные границы и с помощью индикатора, и с использованием биттеровской техники.

В кольцах диаметром 200 и 100 мкм перемагничивание также происходило через образование множества мелких доменов, которые затем расширились. Домены появлялись в частях кольца, перпендикулярных прикладываемому полю (рис. 19). В отличие от дисков, где величина внешнего поля, в котором начиналось перемагничивание, зависит от направления этого поля, поля старта для колец были одинаковы при всех направлениях. В кольцах диаметром 200 и 100 мкм перемагничивание всегда начиналось уже при уменьшении поля до нуля. Однако окончание перемагничивания в кольцах наблюдалось позже, чем в дисках.

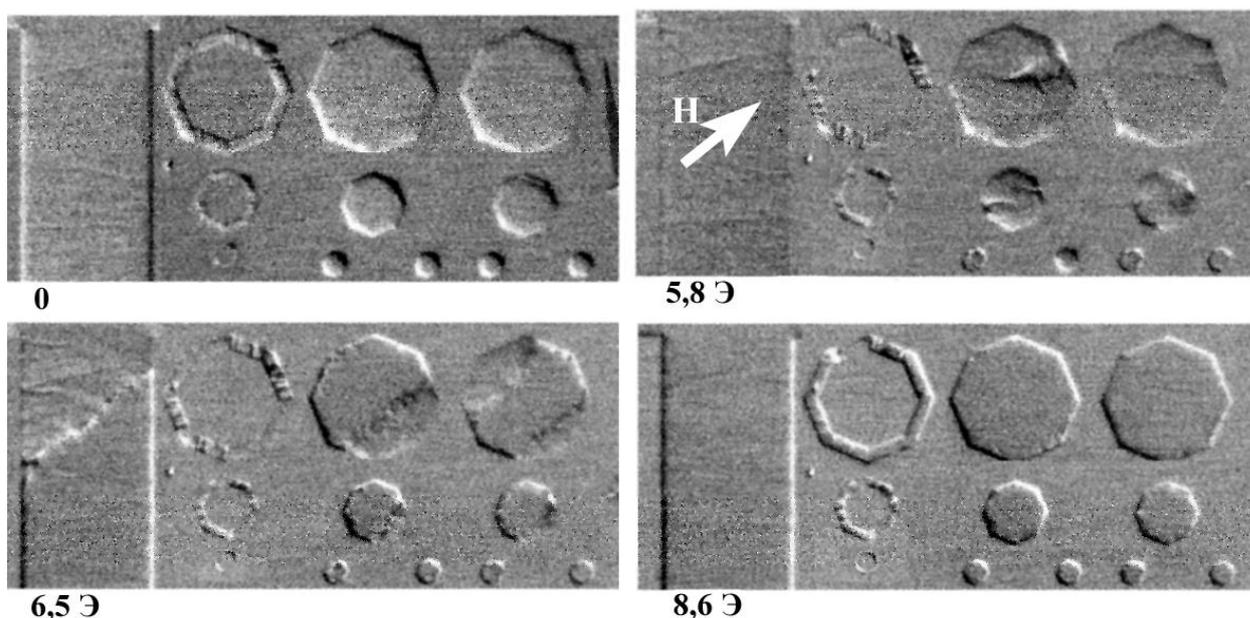


Рисунок 19. Перемагничивание дисков, колец и широкой полоски из пермаллоя толщиной 20 нм в диагональном поле H_{xy} .

При уменьшении латеральных размеров наблюдалось изменение сценария перемагничивания. В кольцах диаметром 40 мкм перемагничивание происходило через образование вихря с центром в середине кольца после переключения поля (рис. 20). Начало перемагничивания в кольцах диаметром 40 мкм так же, как и в больших кольцах, не зависело от направления внешнего поля, но происходило позже, чем во всех других структурах – дисках различного диаметра, широких полосках.

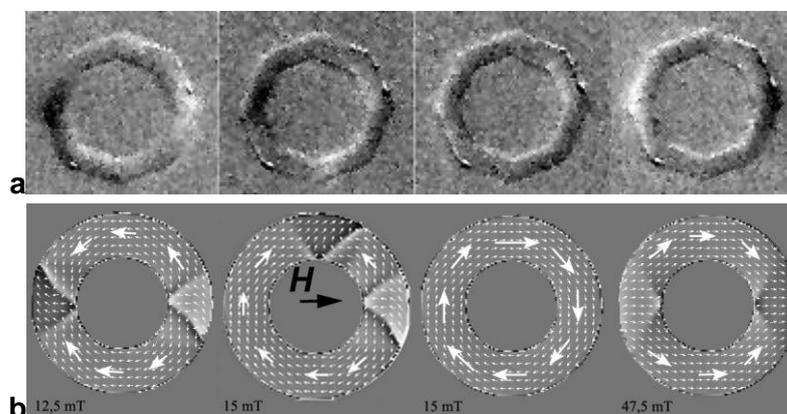


Рисунок 20 Перемагничивание маленького кольца в горизонтальном поле H_x : *a* – эксперимент, диаметр кольца 40 мкм; *b* – моделирование для кольца диаметром 0,8 мкм.

В дисках диаметром 40 мкм перемагничивание происходило, по-видимому, путём неоднородного вращения намагниченности, чётких доменных границ при визуализации с помощью индикаторных пленок не было видно (рис. 21). При наблюдении с помощью биттеровского метода перемагничивания маленьких дисков вдоль легкой оси, в диагональном поле H_{xy} , имел место другой сценарий перемагничивания: сразу после переключения поля по всему диску проявлялась «рябь», перпендикулярная направлению внешнего поля, после чего в центре диска формировался домен, который затем расширялся (рис. 22).

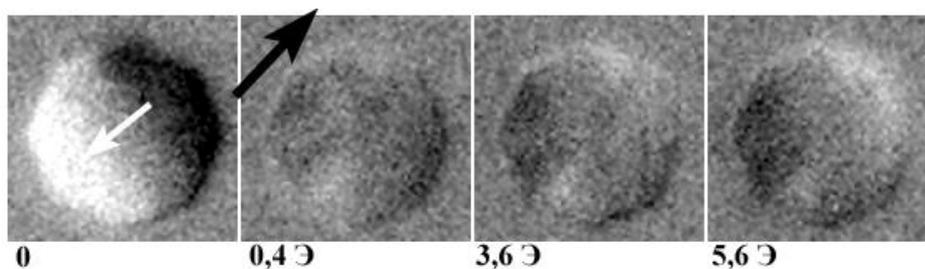


Рисунок 21. Магнитооптические изображения для перемагничивания диска диаметром 40 мкм. Толщина пермаллоя 20 нм.

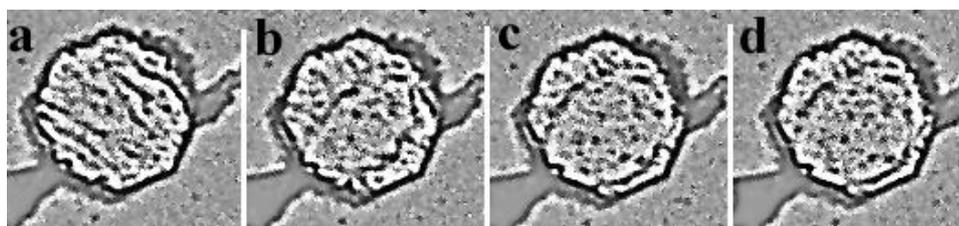


Рисунок 22. Биттеровские изображения для диска диаметром 40 мкм. Толщина пермаллоя 20 нм

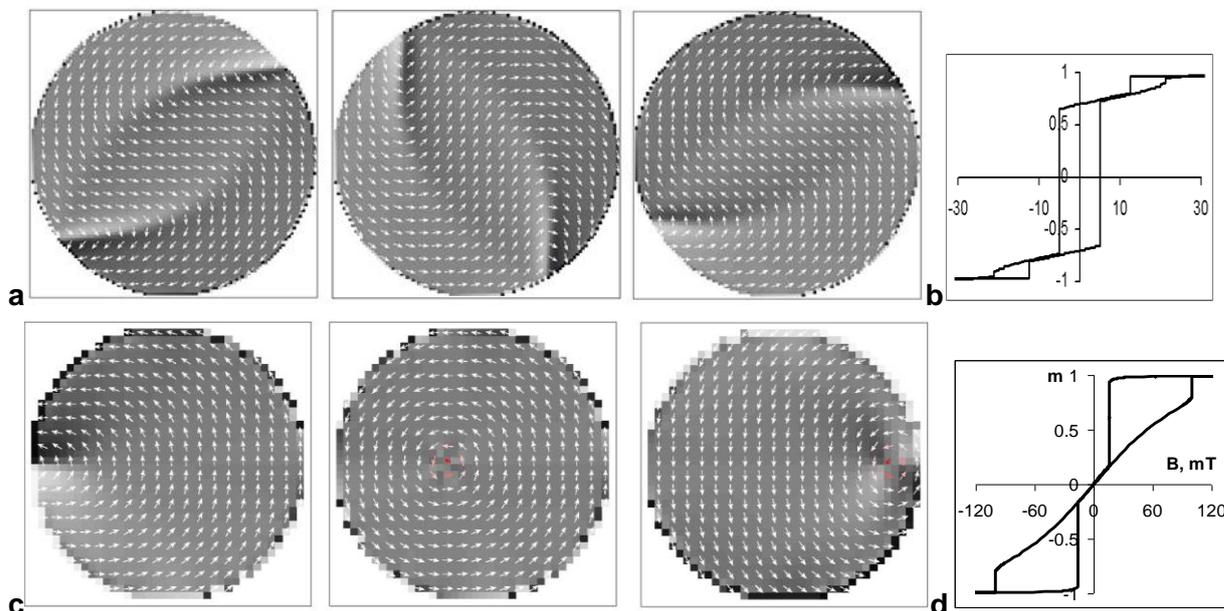


Рисунок 23. Результаты моделирования: a – для диска диаметром 0,4 мкм, b – петля гистерезиса для диска диаметром 0,4 мкм, c – результат моделирования для диска диаметром 0,2 мкм, d – петля гистерезиса для диска диаметром 0,2 мкм.

Микромагнитное моделирование также предсказывает смену сценария перемагничивания при уменьшении латеральных размеров. В дисках ожидается переход от классического сценария перемагничивания в больших образцах сначала к неоднородному вращению намагниченности (рис. 23а), а когда латеральные размеры становятся сопоставимы с шириной доменной границы – к перемагничиванию за счёт движения вихря (рис. 23с).

В кольцах всех размеров процессы перемагничивания начинаются с того, что при уменьшении поля от насыщения намагниченность немного поворачивается вдоль кольца и образуется «луковица»: состояние с 2 областями, закрученными по и против часовой стрелки, разделенные 2 границами. В кольцах малого диаметра после переключения поля эти границы движутся друг к другу, аннигилируют, и в образец входит вихрь (рис. 20b). Затем вихрь движется из центра кольца к его внутреннему краю и скачком выходит из образца. В кольцах большого диаметра после образования луковичного состояния границы между областями с противоположной закруткой имеют все более сложный вид, и из них формируются домены, которые затем расширяются на весь образец.

При изменении сценария перемагничивания моделирование предсказывает изменение вида петель гистерезиса. При уменьшении диаметра дисков и колец процесс становится немонотонным: появляются 2 скачка намагниченности, соответствующие входу и выходу вихря (рис. 23d). Кроме того, с уменьшением латеральных размеров увеличивается ширина петли и разница между полями для входа и выхода вихря.

Итак, при моделировании появление вихревого состояния наблюдается в дисках диаметром ниже 0,4 мкм и в кольцах, внешний диаметр которых ниже 0,8 мкм, а ширина меньше 0,4 мкм (рис. 20b, 23с). Таким образом, моделирование предсказывает изменение сценария перемагничивания в образцах субмикронных размеров, в то время как в эксперименте оно наблюдается уже в дисках диаметром 40 мкм.

Столь большая величина критического размера может быть обусловлена аномально большой шириной доменных границ в реальных плёнках пермаллоя, которая в свою очередь может быть обусловлена поликристаллической структурой плёнок и довольно высокой шероховатостью их поверхности (на уровне 1–6 нм), что приводит к появлению эффективной перпендикулярной анизотропии [8].

Предсказывая изменение сценария перемагничивания при уменьшении латеральных размеров, микромагнитное моделирование, однако, не предсказывает появление мелкой ряби перед формированием домена в маленьких дисках, которое наблюдалось в эксперименте, когда использовался биттеровский метод (рис. 22).

5.3. Перемагничивание полос

Сценарий перемагничивания при переходе от больших дисков к широким полоскам практически не меняется. Перемагничивание в широких полосках (200 мкм) происходит так же, как и в дисках такого же диаметра, – за счёт множества доменов, формирующихся на краях, перпендикулярных приложенному полю, прорастающих к противоположному краю и затем расширяющихся. Вид доменов в широких полосках такой же, как и в дисках (рис. 24).

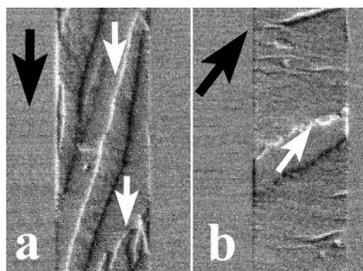


Рисунок 24. Магнитооптическое изображение доменных границ в полоске шириной 200 мкм и толщиной 20 нм; а – в вертикальном поле ($H_y \approx 5,5$ Э); б – в диагональном поле ($H_{xy} \approx 6$ Э).

Однако в узких полосках становится невыгодным существование множества ДГ на небольшой ширине. Поэтому перемагничивание в поле, приложенном вдоль длинной стороны, происходит за счет домена, занимающего по ширине всю полоску, который начинает своё формирование на одном из торцов и быстро растет в сторону противоположного края (или двух таких доменов, растущих с противоположных концов). Такой же процесс наблюдается и в змейках. Но в неоднородной по ширине змейке с наибольшей кривизной зарождение доменов происходит не только на краях, но и в сужениях в точках перегиба. Доменные границы типа head-to-head с большой перпендикулярной компонентой намагниченности с помощью индикатора видны широкие как яркие светлые и темные пятна (рис. 7, 25а).

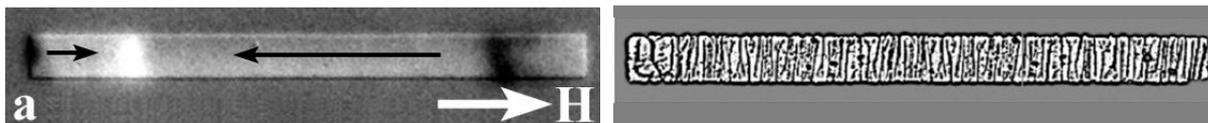


Рисунок 25. изображения доменной структуры в узкой полоске, полученные в ходе эксперимента: а – с использованием индикатора ($H \approx 4$ Э), б – с использованием магнитной жидкости

Надеясь более детально увидеть структуру доменных границ в узких полосках при помощи биттеровской техники, мы обнаружили, что в присутствии магнитной жидкости реализуется другой сценарий перемагничивания. Перед появлением чётких доменных границ по всей полоске появляется множество поперечных линий (рис. 25b), что похоже на рябь, наблюдавшуюся в маленьких дисках. Такая картина соответствует искривлению намагниченности в лабиринтную доменную структуру (рис. 31b, 32b). Это состояние возникает уже после переключения поля.

Величина внешнего поля, в котором исчезают последние доменные границы в волнистых полосках, при наблюдении с помощью биттеровского метода в несколько раз больше, чем была при наблюдении с помощью индикатора, когда подобной изогнутой магнитной структуры не наблюдалось (рис. 26 – полые круги). В поле, приложенном поперек полос, перемагничивание даже узких полос происходит за счет четких доменов, и рябь не наблюдалась. Моделирование перемагничивания узких полос из пермаллоя, в целом, подтверждает результаты эксперимента. При неизменных параметрах (размер ячейки при счете, параметры пермаллоя) получилось несколько разных сценариев перемагничивания.

Для уединенной полоски пермаллоя размером 2000x200 нм моделирование показывает перемагничивание за счёт роста доменов с концов полоски к центру. Доменные границы при этом могут быть как поперечными или вихревыми (рис. 28а–е), так и иметь более сложный вид (рис. 27). Искривление намагниченности в лабиринтную структуру, похожее на наблюдавшееся в экспериментах с использованием биттеровского метода, реализовалось при моделировании перемагничивания уединенной полоски пермаллоя размером 4000x400 нм (рис. 28f–j).

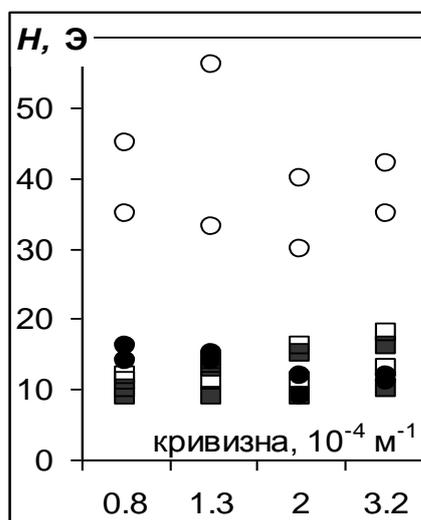


Рисунок 26. Перемагничивание змеек разной кривизны при разных методах наблюдения. Квадратами обозначены точки, полученные при наблюдении с помощью индикатора, кругами – с помощью биттеровской техники. Целые фигуры соответствуют началу перемагничивания, полые – окончанию. Отмечены максимальное и минимальное значения полей для каждого из условий.

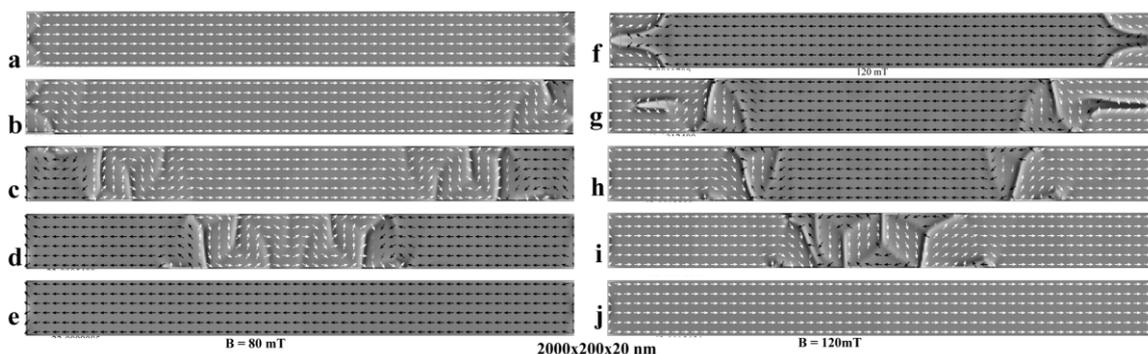


Рисунок 27. Результаты моделирования для уединённой полоски пермаллоя размером 2000x200 нм. а–е – сложная ДГ с «волной» намагниченности перед ней ($B = 80 \text{ мТ}$), f–j – образование и движение поперечной ДГ ($B = 120 \text{ мТ}$)

Поскольку результаты экспериментального наблюдения доменной структуры несколько отличались при использовании разных методов визуализации, было проведено моделирование для полосок из пермаллоя, накрытых гранатовой пленкой, и полосок из пермаллоя с поперечными тонкими железными брусочками на поверхности.

Результаты моделирования для полоски пермаллоя, накрытой пластинкой иттрий-железистого граната (рис. 29, 30), совпадают с результатами для уединенной полоски пермаллоя за одним исключением. Здесь не реализуется случай со сложными ДГ, показанный на рис. 27.

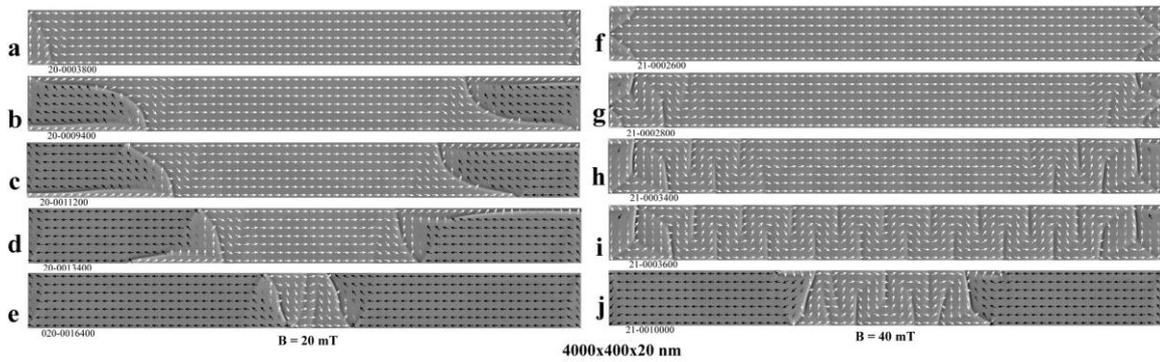


Рисунок 28. Результаты моделирования для уединенной полоски пермаллоя размером 4000×400 нм. *a – e* – образование и движение поперечной ДГ ($B = 20$ мТ), *f – j* – перед формированием доменов образуется лабиринтная структура ($B = 40$ мТ)

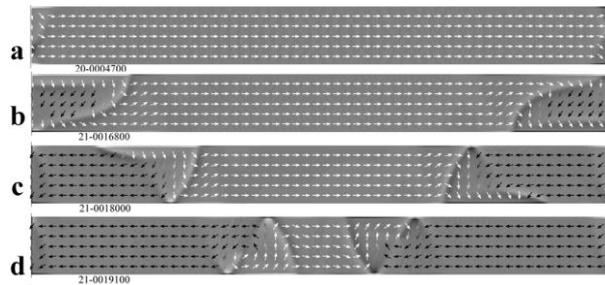


Рисунок 29. Результаты моделирования для полоски пермаллоя размером 2000×200 нм, накрытой пластинкой YIG (размер YIG $2000 \times 300 \times 20$ нм). Поперечная ДГ ($B = 40$ мТ)

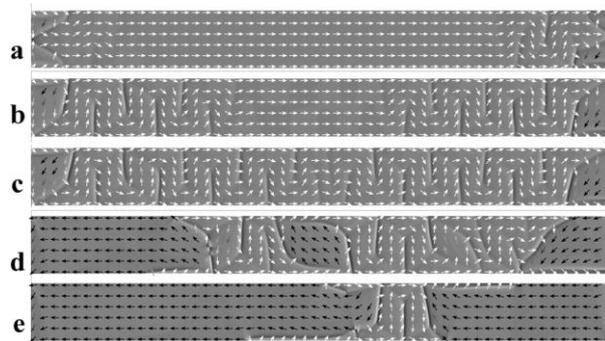


Рисунок 30. Результаты моделирования для полоски пермаллоя размером 4000×400 нм, накрытой пластинкой YIG (размер YIG $4000 \times 600 \times 20$ нм). Перед формированием доменов образуется лабиринтная структура ($B = 40$ мТ)

Для полоски из пермаллоя с железными брусочками на поверхности моделирование также предсказывает два возможных сценария, реализующихся для обоих размеров. Не менее часто, чем перемагничивание за счет простых границ реализуется случай с искривлением намагниченности в лабиринтную структуру перед образованием доменов (рис. 31а–d, 32).

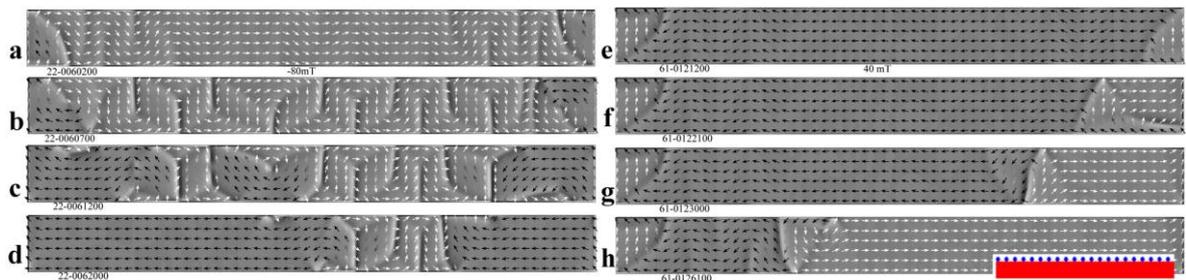


Рисунок 31. Результаты моделирования для полоски пермаллоя размером 2000×200 нм с железными брусочками на поверхности (вставка: синий – железо, красный – пермаллой). *a – d* – перед формированием доменов образуется лабиринтная структура ($B = 80$ мТ), *e – h* – образование и движение поперечной ДГ ($B = 40$ мТ)

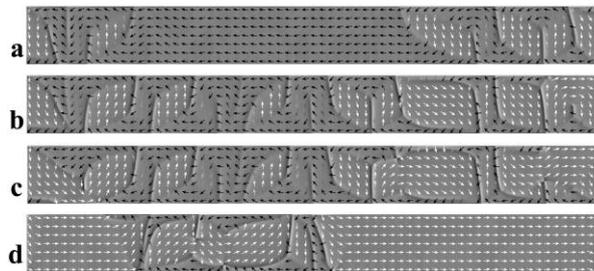


Рисунок 32. Результаты моделирования для полоски пермаллоя размером 4000×400 нм с железными брусочками на поверхности. Перед формированием доменов образуется лабиринтная структура ($B = 40$ мТ)

Таким образом, моделирование предсказывает два возможных сценария перемагничивания, которые могут реализоваться в полосках. Однако, при наблюдении в экспериментах с помощью биттеровской техники в узких полосках и даже в маленьких дисках все время наблюдается мелкая рябь перед перемагничиванием. Это можно объяснить, предположив, что взаимодействие намагниченности плёнки пермаллоя с магнитными частичками на её поверхности может влиять на перемагничивание и благоприятствовать образованию лабиринтной доменной структуры, что и наблюдалось в эксперименте.

6. Заключение

Для выполнения данной работы были освоены метод магнитооптической визуализации доменной структуры с помощью индикаторных плёнок и биттеровская техника.

С использованием этих методов было проведено экспериментальное исследование процесса перемагничивания микроструктур пермаллоя и его изменение при изменении формы и размеров и выполнено сравнение с результатами моделирования с помощью пакета OOMMF.

В результате проведенных исследований показано, что с увеличением толщины пермаллоя меняется кинетика перемагничивания: изменяется вид доменов, уменьшаются поля зарождения границ и коэрцитивность.

Показано, что кинетика перемагничивания и вид доменов в тонких плёнках, в которых есть явно выраженное лёгкое и трудное направление намагничивания, существенно отличаются для разных направлений внешнего поля.

Экспериментально определены критические размеры структур, при которых происходит изменение сценария перемагничивания.

Установлено, что реальные критические размеры для перехода от классического к вихревому сценарию перемагничивания на порядки отличаются от рассчитанных с помощью пакета OOMMF. Это отличие реальных критических размеров от расчетных можно объяснить тем, что ширина доменных границ в реальных образцах заметно больше расчетной вследствие поликристаллической структуры пленок, большой шероховатости поверхности и взаимодействия доменной границы с краями образца через поля рассеяния

Обнаружено, что феррожидкость, используемая для наблюдений по методу Биттера, влияет на сценарий процесса и характеристики перемагничивания, расширяя петлю гистерезиса в полтора – три раза и провоцируя формирование приповерхностной лабиринтной доменной структуры вблизи нулевого внешнего поля.

7. Литература

1. Alex Hubert, Rudolf Schäfer, Magnetic domains: The Analysis of Magnetic Domain Microstructures. Springer Verlag, Berlin, 1998
2. B. Heinrich, Magnetic nanostructures. From physical principles to spintronics, *Can. J. Phys.* 78: 161–199 (2000)
3. I. Zutic, Jaroslav Fabian, S. Das Sarma Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev. Mod. Phys.*, 76, 323 (2004)
4. J F Gregg, I Petej, E Jouguelet and C Dennis, Spin electronics—a review, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002) R121–R155
5. A. I. Buzdin, Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 77, No. 3, July 2005
6. А. Ю. Русанов, Т. Е. Голикова, С. В. Егоров, Изменение знака магнеторезистивного эффекта в бислойных структурах сверхпроводник/ферромагнетик при смене типа доменной структуры в ферромагнетике, *Письма в ЖЭТФ*, том 87, вып. 3, с.204–209, (2008)
7. C. L. Dennis et al, The defining length scales of mesomagnetism: a review, *J. Phys.: Condens. Matter*, 14, 2002, R1175
8. L. S. Uspenskaya, O. A. Tikhomirov, S. I. Bozhko, and A. A. Chugunov, Domain structure and magnetization of the permalloy/niobium bilayers, *J. Appl. Phys.* 113, 163907 (2013)
9. L.S. Uspenskaya, S.V.Egorov, Hysteresis phenomena in permalloy–niobium bilayer films, *Physica B*, 435, (2014), 160–162
10. К. Киттель, Физическая теория доменной структуры ферромагнетиков. *УФН*, 50, 452 (1950)
11. Ч. Киттель, Введение в физику твёрдого тела
12. Г. С. Кринчик, Физика магнитных явлений. М., Изд-во Моск. ун-та, 1976
13. С. В. Вонсовский, Магнетизм, М., Наука, 1971
14. M. Schneider, J. Liszkowski, M. Rahm, W. Wegscheider, D. Weiss, H. Hoffmann and J. Zweck, Magnetization configurations and hysteresis loops of small permalloy ellipses, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36, (2003), 2239–2243
15. M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, D. Weiss, V. Umansky, Vortex nucleation in submicrometer ferromagnetic disks, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 82, No. 23, 2003
16. L.A. Fomin, V.Yu.Vinnichenko, I.V.Malikov, G.M.Mikhailov, Micromagnetic states in Fe (001) rectangular epitaxial microstructures: The effect of magnetic anisotropy and aspect ratio, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 330, (2013), 6–11
17. M.J. Donahue and D.G. Porter, OOMMF User's Guide, Version 1.0 Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (Sept 1999), <http://math.nist.gov/oommf>