

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. Ломоносова

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Макаров Андрей Владимирович

**Исследование структурных, магнитных и магнитооптических
свойств трёхслойных тонкоплёночных систем
Fe/полидифениленфталид/Fe, Co/Gd/Co и Co/Cu/Co**

Специальность 1.3.12
Физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук
профессор Шальгина Е.Е.

Москва 2023

Оглавление	
Список сокращений и обозначений	4
Введение	5
Глава 1. Литературный обзор	13
1.1 Свойства тонкоплёночных систем с прослойкой полидифениленфталаида (ПДФ)	13
1.1.1 Основные особенности ПДФ	13
1.1.2 Особенности молекулярного строения и макромолекулярной структуры ПДФ	18
1.1.3 Эффект переключения в тонких плёнках ПДФ	20
1.1.3.1 Эффект переключения, обусловленный давлением и электрическим полем	20
1.1.3.2 Эффект переключения, обусловленный магнитным полем. Гигантское магнитосопротивление структур металл/полимер/металл	22
1.1.4 Природа высокопроводящего состояния в плёнках ПДФ	24
Выводы к разделу 1.1	26
1.2 Свойства многослойных тонкоплёночных систем с гадолиниевой прослойкой.....	27
1.2.1 Перспективные направления исследований тонкоплёночных систем с гадолиниевой прослойкой.....	27
1.2.2 Особенности магнитных свойств многослойных систем на основе гадолиния и 3d-переходных металлов	31
1.2.2.1 Фазовая диаграмма систем гадолиний/3d-переходный металл	31
1.2.2.2 Магнитные свойства приповерхностных слоёв. Поверхностные фазовые переходы систем гадолиний/3d-переходный металл.....	35
1.2.2.3 Коэрцитивные свойства многослойных систем гадолиний/кобальт ...	38
Выводы к разделу 1.2	40
1.3. Свойства многослойных тонкоплёночных систем с прослойкой меди	41
1.3.1 Косвенное обменное взаимодействие между слоями кобальта в системах Co/Cu	42
1.3.2 Зависимость обменного взаимодействия в системах Co/Cu от температуры.....	47
Выводы к разделу 1.3	51
Глава 2. Изучаемые образцы и методика проведения эксперимента	52
2.1 Изучаемые образцы	52

2.1.1 Fe/ПДФ/Fe	52
2.1.2 Co/Gd/Co	53
2.1.3 Co/Cu/Co.....	55
2.2 Методика проведения исследований.....	56
2.2.1 Сканирующая силовая микроскопия.....	56
2.2.2 Магнитооптические методы исследования.....	58
2.2.2.1 Магнитооптическая установка.....	58
2.2.2.2 Магнитооптический спектрометр.....	62
2.2.3 Измерения объёмных магнитных характеристик	65
2.2.4 Анализ экспериментальных погрешностей.....	67
Глава 3. Результаты исследования структурных, магнитных и магнитооптических свойств тонкоплёночных систем Fe/ПДФ/Fe, Co/Gd/Co и Co/Cu/Co	69
3.1 Морфология поверхности, магнитные и магнитооптические свойства систем Fe/ПДФ/Fe	69
3.1.1 Морфология поверхности образцов Fe/ПДФ/Fe.....	69
3.1.2 Магнитные свойства образцов Fe/ПДФ/Fe	71
3.1.3 Магнитооптические свойства образцов Fe/ПДФ/Fe	76
Основные результаты и выводы к разделу 3.1	78
3.2 Морфология поверхности, структурные, магнитные и магнитооптические свойства систем Co/Gd/Co.....	79
3.2.1 Структурные свойства и морфология поверхности образцов Co/Gd/Co	80
3.2.2 Влияние температуры на магнитные свойства и магнитополевое поведение образцов Co/Gd/Co	80
3.2.3 Магнитооптические свойства образцов Co/Gd/Co	89
Основные результаты и выводы к разделу 3.2	93
3.3 Влияние температуры на магнитные свойства систем Co/Cu/Co	94
Основные результаты и выводы к разделу 3.3	99
Заключение	99
Основные результаты.....	100
Список публикаций	101
Список цитируемой литературы.....	104
Благодарности.....	122

Список сокращений и обозначений

Аббревиатуры.

АСМ – атомный силовой микроскоп

АФ – антиферромагнитный

ГМС – гигантское магнитосопротивление

КРЭ – квантовые размерные эффекты

НМ – немагнитный* металл

ОЛН – ось лёгкого намагничивания

ОТН – ось трудного намагничивания

МСМ – магнитный силовой микроскоп

РККИ – взаимодействие Рудермана, Киттеля, Касуи, Иосиды

ФМ – ферромагнитный металл

Ф – ферромагнитный

ЭЭК – экваториальный эффект Керра

QWSs – Quantum Well States (дискретность энергетических уровней в плёнке)

Обозначения.

M – намагниченность

H_S – поле насыщения

H_C – коэрцитивная сила

Fe1 – нижний слой железа

Fe2 – верхний слой железа

* Немагнитные материалы – это материалы, в которых отсутствуют обменные взаимодействия между магнитоактивными ионами, упорядочивающие их магнитные моменты.

Введение

Актуальность темы исследования

Известно, что многослойные тонкоплёночные системы, состоящие из чередующихся слоёв магнитных и немагнитных материалов, активно изучаются с середины XX века [1–3]. Это обусловлено уникальностью их физических характеристик, перспективных для научных и практических приложений. В частности, с точки зрения фундаментальной физики они способствовали пониманию особенностей обменного взаимодействия и электронных спектров металлов при понижении их размерности. Изучение магнитных и магнитооптических свойств многослойных систем предопределило обнаружение новых эффектов [4]. В частности, в случае систем Fe/Cr/Fe было обнаружено гигантское магнитосопротивление, особенность которого проявлялась в изменении электрического сопротивления образца при изменении взаимного расположения намагниченности ферромагнитных слоёв под влиянием магнитного поля [5, 6]. Этот эффект оказался востребованным для практических применений, в частности, при создании устройств магнитной памяти и датчиков магнитного поля [7].

Ранее в МГУ им. Ломоносова на кафедре магнетизма физического факультета были изучены трёхслойные системы, содержащие ферромагнитные слои железа или кобальта и промежуточные между ними слои из диамагнитных (Ag, Au, Bi), парамагнитных (Ta, Mo, Pt, Pd) и полупроводниковых (Si) материалов. Проведённые исследования позволили установить зависимость магнитных характеристик образцов от их толщины при комнатной температуре, рассчитать периоды осцилляций обменного взаимодействия, а также определить толщину прослоек, при которых наблюдается обменное взаимодействие между магнитными слоями, характеризующееся антипараллельным расположением магнитных моментов слоёв [8–13].

Вместе с тем ряд проблем оставался нерешённым. Одной из таких проблем является анализ влияния температуры на магнитные характеристики и поведение

в магнитном поле трёхслойных тонкоплёночных магнитных систем. Проведённые ранее исследования многослойных систем $[\text{Co}/\text{Cu}]_n$ [14] и трёхслойных $\text{Co}/\text{Ru}/\text{Co}$ [15] показали, что обменное РККИ (Рудерман-Киттель-Касуйа-Иосида) взаимодействие уменьшается с ростом температуры. Причиной наблюдаемого уменьшения является возникновение спиновых волн в магнитных слоях, а также изменение фазового сдвига волновых функций электронов при отражении на интерфейсах [16]. Предполагалось, что изучение зависимости магнитных свойств систем от температуры позволит глубже понять взаимосвязь данных свойств с обменным взаимодействием. С целью решения указанных выше проблем было исследовано влияние температуры на магнитополовое поведение, а также на магнитные свойства $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$ систем с прослойкой из диамагнитной меди (Cu) и $\text{Co}/\text{Gd}/\text{Co}$ с гадолиниевой прослойкой.

Особенность систем $\text{Co}/\text{Gd}/\text{Co}$ заключается в том, что при температуре ниже комнатной наблюдается фазовый переход гадолиния в ферромагнитное состояние. Это приводит к тому, что на границе раздела слоёв между Co и Gd формируется сильное антиферромагнитное взаимодействие [17, 18]. Кроме того, для многослойных $[\text{Co}/\text{Gd}]_n$ и $[\text{Fe}/\text{Gd}]_n$ систем была обнаружена заслуживающая внимания фазовая диаграмма. Следует отметить, что условия изготовления образцов, а также отношение толщины слоя кобальта к толщине слоя гадолиния влияло на вид фазовой диаграммы [19, 20], в частности для некоторых образцов была обнаружена точка магнитной компенсации. Кроме того, для многослойных систем $[\text{Co}/\text{Gd}]_n$ и $[\text{Fe}/\text{Gd}]_n$, были открыты поверхностные фазовые переходы, при которых магнитный момент слоёв, близких к поверхности, поворачивается к полю, а внутри образца сохраняет своё направление [21, 22].

Исследования объёмных и приповерхностных магнитных свойств изучаемых $\text{Co}/\text{Gd}/\text{Co}$ систем при комнатной температуре были ранее выполнены в работе [23]. Полученные результаты были объяснены наличием магнитостатического взаимодействия между слоями кобальта.

Наконец следует обратить внимание на следующий факт. Интерес к проводящим полимерам в современной нано- и микроэлектронике стимулировал

изучение магнитных свойств тонких магнитных плёнок с полимерной прослойкой. В качестве такого материала был выбран полидифениленфталид (ПДФ), обладающий уникальными свойствами. Детальные исследования показали, что в обычных условиях тонкие ПДФ плёнки (толщиной меньше 1 микрометра) проявляют диэлектрические свойства. Однако при слабом внешнем воздействии, например, давления или магнитного поля, они испытывают переход в высокопроводящее состояние [24, 25]. Это позволило создать на их основе магнитные структуры, характеризующиеся высоким магнитосопротивлением (в частности, 10^7 % в магнитном поле порядка 100 мТ) [26]. В связи с этим их изучение заслуживало внимания с точки зрения разработки высокочувствительных спиновых клапанов.

Следует отметить, что в результате многочисленных исследований свойств полидифениленфталида ранее был получен большой объём информации. Однако влияние слоёв полимера на магнитные и магнитооптические свойства многослойных систем практически не изучалось. С этой точки зрения наибольшего внимания заслуживали трёхслойные системы нанометровой толщины, состоящие из двух ферромагнитных слоёв и промежуточного слоя полидифениленфталида.

Для трёхслойных Fe/ПДФ/Fe и Co/Gd/Co структур также проводилось изучение магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Ранее было обнаружено, что на спектральные зависимости ЭЭК трёхслойных тонкоплёночных магнитных структур оказывает влияние материал из немагнитной прослойки и её толщина. Исследование спектральных зависимостей ЭЭК для двухслойных структур Co/Si и Si/Co подтвердило влияние состава верхнего слоя на величину эффекта. Изучение этих образцов предопределило получение дополнительных сведений об их электронной и магнитной структуре, а также фазовом составе образцов.

Цели и задачи исследования

Целью диссертационного исследования является изучение структурных, магнитных и магнитооптических характеристик, а также температурных зависимостей магнитополевого поведения трёхслойных тонкоплёночных систем Fe/полидифениленфталид/Fe, Co/Gd/Co и Co/Cu/Co.

Для достижений поставленной цели были решены следующие задачи:

В случае Fe/ПДФ/Fe образцов

1. Исследована морфология поверхности тонкоплёночных Fe/ПДФ/Fe систем.
2. Проведён анализ особенностей магнитополевого поведения Fe/ПДФ/Fe образцов.
3. Исследованы зависимости магнитных характеристик Fe/ПДФ/Fe образцов от толщины слоёв железа и полидифениленфталита.
4. Изучены особенности спектральных зависимостей ЭЭК Fe/ПДФ/Fe систем.

В случае Co/Gd/Co образцов

1. Изучена морфология поверхности тонкоплёночных систем;
2. Исследованы особенности петель гистерезиса для Co/Gd/Co систем с различной толщиной слоя гадолиния и рассчитаны их магнитные характеристики.
3. Исследованы изменения поля насыщения и коэрцитивной силы Co/Gd/Co структур при уменьшении температуры от 300 до 100 К;
4. Изучены магнитооптические свойства тонкоплёночных трёхслойных систем Co/Gd/Co и их зависимость от толщины слоя гадолиния.

В случае Co/Cu/Co образцов

1. Изучено изменение формы петель гистерезиса при увеличении температуры от 100 до 350 К для трёхслойных тонкоплёночных Co/Cu/Co структур.
2. Исследованы в интервале от 100 до 350 К зависимости поля насыщения и коэрцитивной силы тонкоплёночных Co/Cu/Co структур от температуры.

Положения, выносимые на защиту:

1. В тонкоплёночных системах Fe/ПДФ/Fe петли гистерезиса, измеренные вдоль длины образцов, имеют двухступенчатую форму с размером ступенек, зависящим от толщины ПДФ слоя. Причиной возникновения двухступенчатой петли гистерезиса является магнитоэлектронное взаимодействие между слоями кобальта. При этом роль обменного взаимодействия незначительна. Значения поля насыщения и коэрцитивной силы при одинаковой толщине магнитных слоёв уменьшаются с увеличением толщины промежуточного ПДФ слоя из-за уменьшения взаимодействия.

2. Гадолиний оказывает сильное влияние на магнитные свойства систем Co/Gd/Co, которое проявляется в зависимости магнитного момента Co/Gd/Co от температуры и толщины прослойки. Кроме того, образец с толщиной гадолиния, равной 9.0 нм, при $T = 150$ К характеризуется минимальным значением магнитного момента и безгистерезисной формой петли переманчивания, что указывает на состояние магнитной компенсации. Интенсивность магнитооптического эффекта Керра Co/Gd/Co образцов уменьшается с ростом толщины гадолиниевого слоя, поскольку уменьшается вклад нижнего слоя кобальта в магнитооптический сигнал.

3. Коэрцитивная сила и поле насыщения образцов Co/Cu/Co возрастают при уменьшении температуры от 350 до 100 К, что обусловлено усилением обменного РККИ-взаимодействия между слоями кобальта и увеличением магнитной анизотропии структуры. Вместе с тем для Co/Cu/Co образца с $t_{Cu} = 3.2$ нм наблюдается двухступенчатая петля гистерезиса при комнатной температуре. Увеличение размера ступеньки петли гистерезиса для данного образца при уменьшении температуры вызвано усилением обменного РККИ-взаимодействия между слоями кобальта.

Научная новизна работы

1. Впервые исследовано магнитополевое поведение и магнитные характеристики трёхслойных тонкоплёночных Fe/ПДФ/Fe систем. Обнаружены особенности петель гистерезиса образцов. Для изучаемых образцов наблюдались

двухступенчатые петли гистерезиса с размером ступенек, зависящим от толщины ПДФ слоя.

2. Установлено, что спектральные зависимости и величина экваториального эффекта Керра в случае Fe/ПДФ/Fe образцов зависят от толщины слоя ПДФ. Максимальное значение ЭЭК наблюдается при минимальном значении толщины ПДФ слоя.

3. Впервые изучено влияние температуры на магнитополеное поведение и магнитные характеристики трёхслойных тонкоплёночных систем Co/Gd/Co. Обнаружено, что магнитный момент образцов с толщиной гадолия, равной 4.6 нм и 6.0 нм, увеличивается с ростом температуры. Для образца с толщиной гадолия, равной 9.0 нм, наблюдалось минимальное значение магнитного момента и безгистерезисная петля перемагничивания. Найдено, что коэрцитивная сила всех образцов уменьшается с ростом температуры.

4. Установлено, что магнитооптические спектры трёхслойных Co/Gd/Co систем и плёнок кобальта подобны. Это позволяет утверждать, что слой гадолия практически не влияет на вид спектральных зависимостей Co/Gd/Co образцов. Найдено, что с ростом толщины гадолиевого слоя экваториальный эффект Керра изучаемых образцов уменьшается.

5. Впервые было изучено влияние температуры на магнитополеное поведение и магнитные характеристики трёхслойных тонкоплёночных систем Co/Cu/Co. Обнаружено увеличение поля насыщения и коэрцитивной силы образцов при уменьшении температуры от 350 до 100 К.

Достоверность результатов

Для магнитных и магнитооптических измерений были использованы современные экспериментальные установки. Полученные данные обрабатывались на компьютере с применением математических программ. Для изучения различных свойств магнитных систем применялись современные экспериментальные методики, которые дополняли друг друга. Кроме того,

повторные измерения показали, что образцы имеют хорошую воспроизводимость результатов. Учитывая это, можно отметить высокую достоверность полученных в диссертационном исследовании результатов.

Практическая значимость работы

Результаты, полученные в данной работе при исследовании свойств трёхслойных систем, полезны для создания новых магнитных материалов в области микро- и нанoeлектроники. В частности, информация о магнитных свойствах Fe/ПДФ/Fe систем представляет интерес при синтезе новых тонкоплёночных магнитных систем с полимерными слоями и создании новых устройств спинтроники, в которых полимерный слой обеспечивает перенос спина. Изучение магнитных и магнитооптических свойств трёхслойных Co/Gd/Co систем востребовано при разработке новых тонкоплёночных систем с редкоземельными металлами, которые могут быть применены в устройствах микро- и нанoeлектроники. Кроме того, не вызывает сомнения тот факт, что экспериментальный анализ влияния температурной зависимости магнитных свойств трёхслойных тонкоплёночных систем с ферромагнитными слоями будет способствовать более глубокому пониманию обменного взаимодействия в изучаемых материалах.

Апробация работы

Результаты, полученные в настоящей работе, были представлены в 8 докладах на научных конференциях в России: XXIV Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов-2017” Секция “Физика”, Москва, Россия; Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2017), Москва, Россия; XXV Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов-2018”, Москва, Россия; VII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism (EASTMAG-2019)”, Екатеринбург, Россия; Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов-2020”, Москва, Россия; XXIV Международная конференция “Новое в магнетизме и магнитных материалах”, 2021, Москва, Россия; Международная конференция

студентов, аспирантов и молодых ученых “Ломоносов-2022”, Москва, Россия; VIII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism (EASTMAG-2022)”, Казань, Россия.

Публикации:

По теме диссертации опубликованы 7 статей в российских и зарубежных журналах. 4 индексируются в базе данных Scopus, 3 индексируются в Web of Science; опубликованы 8 тезисов докладов в трудах конференций.

Личный вклад автора в диссертационную работу

Автором совместно с научным руководителем были сформулированы цель и задачи исследований. Приведённые в научно-квалификационной работе данные были получены автором самостоятельно в процессе работы на экспериментальном оборудовании. Анализ и интерпретация полученных данных проводились автором совместно с научным руководителем. На основе прочитанных и проанализированных работ был написан литературный обзор по теме диссертации. Кроме того, автор принимал участие в подготовке и обсуждении научных публикаций.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, заключения, списка цитируемой литературы. Общий объём работы составляет 122 страницы, включая 54 рисунка и список использованных источников из 161 наименований.

Глава 1. Литературный обзор

1.1. Свойства тонкоплёночных систем с прослойкой полидифениленфталида (ПДФ)

1.1.1. Основные особенности ПДФ

Открытие в 1977 году проводящих ток полимеров предопределило начало нового направления исследований, в частности, органической электроники [27, 28]. Изучение плёнок полиацетиленов показало, что их электронные свойства чувствительны к допированию арсенидом фтора [27], йодом, бромом [28] и другими веществами. Известно, что полиацетилен в обычных условиях имеет сопряжённую структуру и является полупроводником с проводимостью, равной $10^{-5} \text{ (Ом}\times\text{см)}^{-1}$. В работе [27] было обнаружено, что допирование плёнок полиацетилена парами арсенида фтора приводит к резкому повышению проводимости. Высокие значения проводимости наблюдались также при допировании описанных выше материалов йодом [28]. Основное объяснение полученных данных, предложенное авторами работы, состояло в том, что при превышении концентрации ионов йода происходит переход Мотта, обусловленный экранированием кулоновского взаимодействия и распадом экситонов.

В последние годы проводящие свойства были обнаружены и у других сопряжённых полимеров, таких как полианилин, полипиррол, политиофен [29]. Отличительной особенностью этих материалов является наличие делокализованной π -сопряжённой системы электронов, которая сформирована путём перекрытия p_z орбиталей углерода и регулярного чередования простых и двойных связей углерода [30]. В целом они представляют собой квазиодномерные полупроводники с шириной запрещённой зоны, лежащей в диапазоне 1–3 эВ [31, 32].

В работах [33, 34] было установлено, что при допировании сопряжённых полимеров происходит изменение геометрии молекулы и перераспределение электронной плотности. Примесь ионизирует цепь с образованием полярона. Увеличение концентрации поляронов приводит к их взаимодействию и возникновению би-поляронов, которые способны переносить заряд вдоль цепи. С учётом того, что би-поляроны и поляроны образуют энергетические уровни в запрещённой зоне, проводимость полимера сильно повышается. Таким образом, сопряжённые полимеры характеризуются сложной структурой, благодаря которой могут проводить электрический ток. На рисунке 1 приведены примеры электропроводящих полимеров.

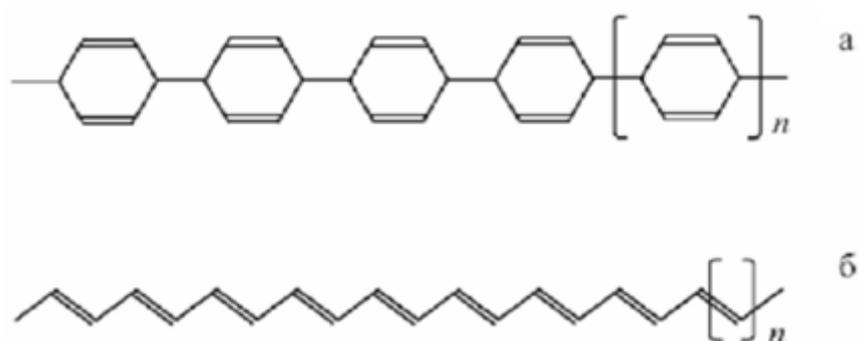


Рис. 1. Полимерные звенья электропроводящих полимеров: полифенилен (а), полиацетилен (б) [35].

На протяжении многих лет сопряжённые полимеры были единственным известным классом полимеров с высокой проводимостью. В отличие от сопряжённых полимеров, несопряжённые полимеры являются диэлектриками. В работах [36, 37] были проведены исследования транспортных свойств несопряжённых полимеров, в частности, изучены зависимости проводимости от давления для тонких плёнок несопряжённых полимеров, таких как: полипропилен, полиимид, тефлон. Было обнаружено, что при одноосном сжатии плёнок полиимида толщиной 2 – 30 мкм в направлении, перпендикулярном поверхности, наблюдается скачкообразное понижение сопротивления на несколько порядков. При этом значение критического давления было порядка 1 кбар (10^8 Па). Уменьшение давления возвращало образец в исходное состояние.

Следует отметить, что высокопроводящее состояние характеризуется необычной температурной зависимостью сопротивления. В частности, в интервале от 77 до 340 К оно слабо зависит от температуры, а затем уменьшается экспоненциально. При этом сопротивление зависит нелинейно от толщины плёнки.

Для объяснения наблюдаемого в работах перехода была предложена теоретическая модель [37, 38]. В соответствии с этой моделью под влиянием давления происходит распад акцепторных поверхностных состояний полимера, захватывающих электроны, следствием которого является увеличение энергии поляризации и сдвиг зоны проводимости полимера. При определённом значении давления работа выхода металла становится меньше зоны проводимости полимера, что способствует увеличению инжекции носителей заряда. В результате носители заряда проникают глубоко в толщину пленки и изменяют её проводящие свойства.

Следует указать, что, к сожалению, достижение высокопроводящего состояния в этих полимерах требовало значительных усилий. Для того чтобы достичь давления порядка 1 кбар, необходимо было использовать наковальни Бриджмена. Желание найти полимер, который будет испытывать переход в высокопроводящее состояние при слабых воздействиях, стимулировало синтез и исследование новых органических материалов.

В процессе синтеза и исследования новых полимеров сотрудниками Института органической химии УНЦ РАН в 1980-х годах был получен полидифениленфталид (ПДФ). Было обнаружено, что в обычных условиях полидифениленфталид является несопряжённым полимером. Ширина запрещённой зоны составляла 4.3 эВ. Работа выхода электрона была порядка 4.2 эВ, а первый потенциал ионизации порядка 6.2 эВ [39]. При этом полидифениленфталид имел хорошие плёнообразующие свойства, а также был растворим в различных органических веществах.

Исследования проводимости и распределения заряда в плёнках ПДФ [40] показали, что при толщине образцов больше 250 нм, они проявляют диэлектрические свойства. Уменьшение толщины образца ниже 250 нм приводит

к возникновению высокой проводимости. Особого внимания заслуживала особенность высокопроводящего состояния, проявляющаяся в том, что в полимере образуются каналы высокой проводимости внутри диэлектрической матрицы, по которым течёт ток. Проводимость каналов была порядка 10^5 – 10^1 $(\text{Ом}\cdot\text{см})^{-1}$; а площадь поперечного сечения менее 10^{-10} см^2 .

Среди других заслуживающих внимание явлений, наблюдаемых в плёнках полидифениленфталида, можно указать эффект электронного переключения, которое обусловлено различными воздействиями, в частности, магнитным полем [41], электрическим полем [42], давлением [43], а также изменением условий на границе раздела [44], термоионизацией ловушек (нагреванием) [45] и электрооптическими эффектами [46, 47]. Так, например, в работе [43] был обнаружен эффект переключения, обусловленный давлением на образец. При достижении определённого критического значения давления ($P_{\text{кр}}$) проводимость увеличивалась на 11 порядков и достигала значений, характерных для металлов. Заслуживает внимания также тот факт, что для достижения высокопроводящего состояния требовалось давление, равное 10^5 Па, которое значительно меньше критического давления 10^8 Па для тонких плёнок полиимида.

В работах [46, 47] изучались также особенности люминесценции. Было обнаружено, что в предпороговой области, предшествующей переходу в высокопроводящее состояние, в спектрах излучения возникает дополнительная структура. При помощи квантово-химических расчётов было установлено, что основной причиной перехода в высокопроводящее состояние является изменение геометрии молекулы полидифениленфталида. В частности, молекула полимера в нейтральном состоянии характеризуется широкой запрещённой зоной. При различных физических воздействиях она может переходить в другое состояние, которое определяется наличием электронных уровней в запрещённой зоне и изменением длины внутримолекулярных связей [35]. Следует указать, что тонкие пленки полидифениленфталида благодаря обнаруженным эффектам могут найти широкое применение в микро- и наноэлектронике.

В работе [48] была исследована проводимость многослойной системы металл/полимер/металл/полимер/металл. Результаты измерений показали, что изменение потенциала на среднем электроде оказывает сильное влияние на величину тока, проходящего через структуру. Этот эффект обусловлен тем, что два полимерных слоя обладают различной проводимостью. Управление проводимостью полимерных плёнок путём изменения потенциала на среднем электроде позволяет создать на их основе вертикальный транзистор с малыми размерами и высоким быстродействием.

Другим примером технологического использования подобных структур являются спиновые клапаны. В работах [49, 50] сообщалось о возможности достижения высоких значений гигантского магнитосопротивления (до 10^7 %) в трехслойных плёнках Ni/ПДФ/Al и Ni/ПДФ/Cu. При этом в начальном состоянии система находится в низкопроводящем состоянии и характеризуется сопротивлением, равным 10^8 Ом. При достижении небольшого критического поля, зависящего от материала электродов, происходил переход в высокопроводящее состояние. В результате сопротивление снижалось до 10 Ом.

Учитывая большую величину эффекта и низкие значения порогового магнитного поля, системы на основе плёнок полидифениленфталида оказались полезными при разработке элементов органической спинтроники.

Наконец изучение электролюминесцентных свойств полидифениленфталида вызывало также большой интерес. Оказалось, что в этом случае спектры поглощения ПДФ имеют сложную форму, обусловленную вкладом различных участков молекул. Необычное свойство полимера заключалось в том, что спектр испускания зависел от длины волны возбуждающего света и длительности измерения флуоресценции [51]. В работе [52] была доказана возможность изменять интенсивность люминесценции ПДФ посредством допирования атомами редкоземельных элементов. Эти особенности свидетельствовали о том, что с помощью внешних воздействий можно управлять люминесценцией ПДФ.

1.1.2. Особенности молекулярного строения и макромолекулярной структуры ПДФ

Полидифениленфталид является ароматическим полимером. Одна из его особенностей заключается в том, что он имеет в своей структуре кардовую фталидную группировку. Молекула полидифениленфталида состоит из сложных элементов, которые включают углеводородный ароматический каркас (бифенилен), боковой фталидный фрагмент, концевые антрахиноновые и дефектные антроновые группы [47]. Следует отметить, что концентрация концевых групп невелика (примерно одна группа на 100 дифениленфталидных фрагментов [53]). На рисунке 2 приведено строение структурного элемента полимера.

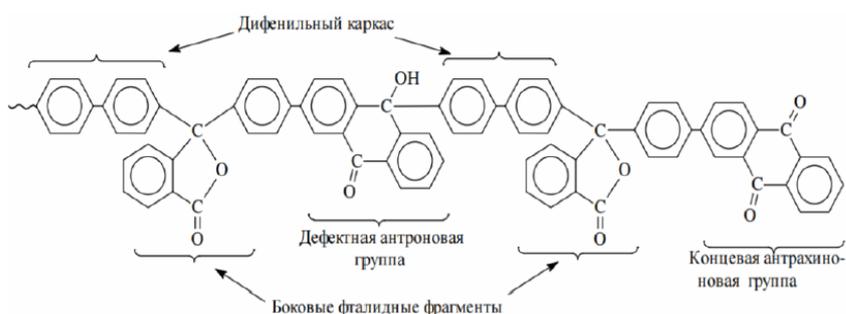


Рис. 2. Строение структурного элемента полидифениленфталида [47].

Молекулы полимера полидифениленфталида способны принимать различную геометрическую форму в пространстве. Возможные формы, которые различаются вращением частей молекулы вокруг одинарных связей или изменением валентных углов в молекуле, называются конформациями. Устойчивые конформации, соответствующие минимуму энергии, представляют собой конформационные изомеры [54]. Характеристикой такой связи является энергия сродства атомов или молекул к электрону (энергия связи электрона в соответствующем отрицательном ионе).

Исследование макромолекулярной структуры и определение конформационного состава плёнок полидифениленфталида были проведены в

работе [55]. Для этой цели рассматривались две спиральные и две линейные конфигурации с различным взаимным расположением фенильных групп (рис. 3). В теоретических вычислениях было найдено, что линейная синдиотактическая и спиральная изотактическая конфигурации наиболее стабильны.

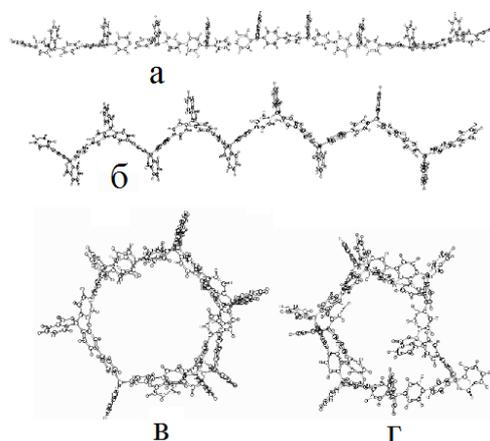


Рис. 3. Изображение молекул полидифениленфталата в различных конфигурациях: а) линейная изотактическая б) линейная синдиотактическая; в) спиральная изотактическая; г) спиральная синдиотактическая [55].

Изучение молекулярной структуры полимера с использованием атомно-силового микроскопа [55, 56] выявило, что в плёнках с толщиной, превышающей 100 нм, присутствуют ассоциаты, имеющие форму вытянутых эллипсоидов с диаметром 40–100 нм и толщиной 20–40 нм. В тонких плёнках и поверхностных слоях они не наблюдались. По предположению авторов статьи [55], ассоциаты образуются при слиянии молекул со спиральной структурой. В работе [56] при исследовании надмолекулярной структуры плёнок ПДФ, состоящих из слоёв толщиной 1 мкм, было обнаружено, что основные рассеивающие центры имеют размеры 28 и 110 нм, которые соответствуют продольному и поперечному размеру ассоциатов эллипсоидальной формы. Данные гранулометрического анализа показывают, что ассоциаты включают в себя 100–500 макромолекул [57].

Надмолекулярная структура полидифениленфталата оказывает влияние на его электрофизические и оптические свойства. Например, в работах [58, 59] сообщалось о том, что свойства тонких нанометровых плёнок (с $t < 100$ нм) существенно отличаются от более толстых. В тонких плёнках, помещённых

между металлическими электродами, наблюдалось бистабильное переключение между двумя состояниями с различной электропроводностью [58]. Включение высокопроводящего состояния происходило при значении потенциала на электроде, равном $-2 - -3$ В, а выключение – при $1 - 2.5$ В. Сопротивление в результате переключения изменялось в 100 раз.

1.1.3. Эффект переключения в тонких плёнках ПДФ

Среди явлений, наблюдаемых в тонких плёнках полидифениленфталида, наиболее заслуживающими внимания являются эффекты резкого изменения проводимости, которые называются также эффектами переключения. Если при обычных условиях плёнка является диэлектриком, то под влиянием внешних воздействий она способна изменять свои электрические свойства и переходить в высокопроводящее состояние. Этот эффект может быть обусловлен давлением, электрическим и магнитным полем, а также изменением потенциального барьера на интерфейсе металл/полимер. При этом электрические свойства полимера при переключении в высокопроводящее состояние не зависят от вида воздействия и материала электрода в системах металл/полимер. Заслуживающими внимания являются аномально низкая величина критического значения исследуемого воздействия (давления, электрического поля и др.), обратимый характер переключения и высокая проводимость, сравнимая с металлами [35].

1.1.3.1. Эффект переключения, обусловленный давлением и электрическим полем

Одно из первых исследований влияния давления на электрофизические свойства плёнок полидифениленфталида было выполнено в работе [43]. Для этой цели измерялись зависимости электрического тока от давления и вольтамперные характеристики образцов с различной толщиной. Для плёнок, толщина которых не превышала 0.5 мкм, было обнаружено увеличение проводимости на 11 порядков до $10^{-3} (\text{Ом}\times\text{см})^{-1}$, когда давление, действующее на плёнку, достигало

10^5 Па (рис. 4). Следует отметить, что эта величина была значительно ниже наблюдаемого ранее критического давления (10^8 Па) для фазового перехода металл-диэлектрик в полимерных плёнках, вызванного сдвигом зоны проводимости. Этот факт указывал на иной механизм возникновения высокопроводящего состояния.

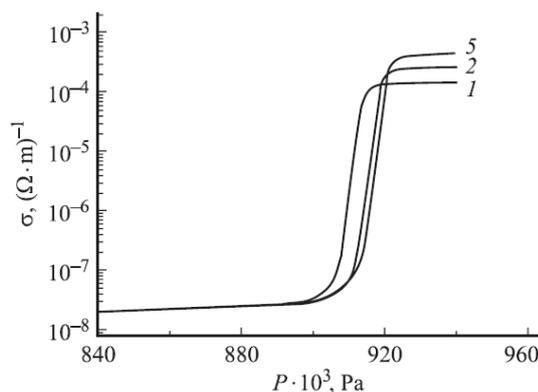


Рис. 4. Зависимость удельной проводимости от величины давления P . Цифры у кривых соответствуют значениям электрических напряжений (в В)[43]. Давление направлено перпендикулярно плоскости плёнки, значения давления приведены относительно атмосферного.

Для обнаружения особенностей движения заряда был проведён анализ вольтамперных характеристик [24]. Было обнаружено, что в начальном состоянии при низких напряжениях вольтамперная характеристика подчиняется экспоненциальному закону $I \sim \exp(U^n)$, который можно объяснить с помощью инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом в диэлектриках. После достижения критического давления вольтамперная характеристика становится линейной. Важно то, что зависимость проводимости образца от температуры приобретает вид, свойственный металлам, с небольшим ростом при понижении температуры.

Для более глубокого понимания процессов, происходящих при фазовом переходе и возникновении высокопроводящего состояния, в работах [60–62] были изучены электрофизические свойства тонких плёнок полимера в предпереходной области. Анализ вольтамперных характеристик образцов показал, что повышение

давления приводит к изменению параметров переноса заряда. Согласно гипотезе, предложенной авторами работы [60], избыточный заряд, инжестированный в плёнку полимера, взаимодействует с молекулой полидифениленфталида и вызывает образование глубоких ловушечных состояний в запрещённой зоне полимера. При некотором критическом уровне инжекции в запрещённой зоне возникает узкая зона ловушечных состояний, которые обуславливают переход плёнки полидифениленфталида из низкопроводящего состояния в высокопроводящее.

Плёнки, толщина которых меньше 5 мкм, характеризуются дисперсионным неравновесным транспортом носителей заряда [62]. Причиной дисперсионного транспорта является неравновесность энергетического распределения дырок и электронов. В результате время установления равновесия превышает время пролёта, а подвижность носителей заряда уменьшается со временем до равновесного значения [63].

1.1.3.2. Эффект переключения, обусловленный магнитным полем. Гиганское магнитосопротивление структур металл/полимер/металл

В настоящее время актуальны исследования влияния магнитного поля на электрофизические свойства плёнок полидифениленфталида с целью изучения перспективы их использования для спинтроники. Исследование транспорта заряда в многослойной структуре ферромагнетик / полимер / неферромагнитный металл, проведённое в работе [25], показало, что в магнитном поле порядка 130 мТл происходит изменение сопротивления образца на пять порядков при комнатной температуре.

В работе [64] изучалось магнитосопротивление системы Ni/полимер/Cu при различном начальном состоянии полимерного слоя, в частности, высокопроводящем и низкопроводящем. Было обнаружено, что для вышеуказанных структур наблюдается гигантское магнитосопротивление с изменением его значения на 6–8 порядков при достижении небольшого

магнитного поля, равного 50 – 180 мТл. При этом коэффициент ГМС имел разный знак в зависимости от начального состояния полимерного слоя. Если плёнка имела высокую проводимость, то её сопротивление возрастало в магнитном поле, и наоборот. Исследование вольтамперных характеристик структуры показало, что их форма зависит от величины магнитного поля, с увеличением которого она приобретает вид, характерный для инжекционного транспорта. Учитывая этот факт, авторами была предложена гипотеза, согласно которой гигантское магнитосопротивление в многослойных системах ферромагнетик / полимер / немагнитный металл имеет инжекционный характер, то есть его причиной является изменение сопротивления слоя полимера под действием инжектированного заряда.

Для выяснения возможной роли магнитострикции в образовании гигантского магнитосопротивления в работе [65] были исследованы зависимости магнитострикционных деформаций в структуре Ni/полидифениленфталид/Cu. Проведённые измерения показали, что как продольная, так и поперечная магнитострикция достигает насыщения в магнитном поле, равном 70 мТ, тогда как эффект ГМС наблюдается при величине поля, равной 180 мТ. Эти результаты позволили предположить, что магнитострикция не влияет на возникновение эффекта ГМС в изучаемой структуре.

В качестве возможной причины наблюдаемого переключения в магнитном поле для структур ферромагнетик/полимер было предложено изменение параметров потенциального барьера под действием тока, имеющего спиновую поляризацию. Впоследствии были проведены более глубокие исследования эффекта переключения слоистых структур с полимерным слоем под влиянием магнитного поля. В частности, для структуры Ni/ПДФ/Cu исследовалось влияние начального магнитного состояния ферромагнитного слоя на пороговое поле эффекта [66]. Для того чтобы установить необходимое магнитное состояние, образец помещался в магнитное поле на несколько часов. Было обнаружено, что при выдержке образца в магнитном поле остаточная намагниченность образцов увеличивается, а пороговое магнитное поле уменьшается. Однако в случае, когда

магнитное поле было приложено в плоскости образца вдоль оси лёгкого намагничивания, пороговое магнитное поле не уменьшалось. Для объяснения данных фактов было сделано предположение, что при техническом насыщении электрода происходит изменение свойств барьера Ni/ПДФ. Оно приводит к переключению структуры в высокопроводящее состояние. Когда образец находится в магнитном поле продолжительное время, то его поле насыщения уменьшается и, соответственно, уменьшается магнитное поле переключения.

В работе [26] были обобщены результаты исследований гигантского магнитосопротивления в структурах ферромагнетик/полимер/неферромагнитный металл. На основании исследований вольт-амперных характеристик и изменения параметров носителей заряда в магнитном поле были сформулированы основные механизмы, вызывающие переход образца из низкопроводящего состояния в высокопроводящее в магнитном поле. Первый обусловлен уменьшением потенциального барьера на границе ферромагнетик/ПДФ для инжекции электронов с одним из направлений спиновой поляризации, которое происходит под влиянием магнитного поля. Второй заключается в изменении концентрации носителей заряда.

Проведённый анализ работ, посвящённых исследованию переключения полидифениленфталида из низкопроводящего состояния в высокопроводящее, показывает, что оно может быть инициировано различными способами. В процессе переключения происходит резкое повышение проводимости и изменение транспорта носителей заряда. В этом случае проводимость имеет металлическую зависимость от температуры и высокую степень анизотропии. Основными механизмами переключения проводимости плёнки полидифениленфталида являются термоионизация ловушек, инжекция заряда из прилегающего электрода и изменение свойств потенциального барьера на границе раздела полидифениленфталид/металл. Следует отметить, что высокопроводящее состояние является обратимым.

1.1.4. Природа высокопроводящего состояния в плёнках ПДФ

При исследовании свойств тонких плёнок полидифениленфталида с толщиной менее 1 мкм было обнаружено, что они могут находиться в двух различных состояниях, в частности, низкопроводящем и высокопроводящем. В низкопроводящем состоянии основными носителями заряда являются дырки [61], а проводимость не превышает 10^{-14} Сименс/см [24]. Высокопроводящее состояние характеризуется высоким значением проводимости в направлении, перпендикулярном поверхности плёнки [40], электронным транспортом [62] и металлоподобной температурной зависимостью [67].

В качестве одного из простых объяснений переключения в высокопроводящее состояние в работе [68] были предложены электрический пробой, формирование сквозных отверстий в плёнке или металлических мостиков, связывающих электроды. Однако проверка следствий из этих предположений, а также исследование полимерных плёнок в просвечивающем электронном микроскопе показали, что пробой, сквозные отверстия и металлические мостики отсутствуют.

В работе [69] были проведены квантово-химические расчёты для исследования возможных конфигураций полимерной молекулы полидифениленфталида. Было установлено, что молекула полимера имеет две энергетически устойчивые конфигурации. В нейтральном состоянии C – O расстояние в боковой группе составляет 1.47 Å, тогда как ширина запрещённой зоны приблизительно равна 4.2 эВ. При захвате молекулой электрона молекула становится отрицательным ионом, и как следствие может перейти во второе энергетически устойчивое состояние с раскрытой C – O связью. При этом C – O расстояние увеличивается и достигает значения 3.65 Å. В указанном состоянии происходят изменения энергетической структуры и образование электронных уровней внутри запрещённой зоны.

Проверка возможности образования отрицательных молекулярных ионов полидифениленфталида при захвате электрона была экспериментально проведена в работе [70] методом масс-спектрометрии. Исследование кривых эффективного выхода, полученных для отрицательных молекулярных ионов, показало, что

устойчивые состояния, соответствующие молекулярным ионам с раскрытой С-О связью, действительно существуют. При этом их образование может происходить при взаимодействии полидифениленфталата с электронами тепловых энергий.

Изменение конфигурации молекулы приводит к образованию глубоких ловушечных состояний, на которые попадают носители заряда при инъекции из электрода. При исследовании высокой проводимости на границе раздела двух полимерных слоёв было найдено, что перенос носителей заряда происходит по боковым фталидным фрагментам молекулы [71]. Достижение критической концентрации глубоких состояний может привести к тому, что инъекция зарядов будет происходить на данные состояния [72].

В результате переключения плёнки полидифениленфталата в высокопроводящее состояние формируются проводящие каналы перпендикулярно её поверхности. При изучении свойств полимерной плёнки с толщиной 115 нм было обнаружено [73], что диаметр проводящего канала составляет 4 – 5 нм. Для объяснения структуры проводящих областей авторами работы было рассмотрено влияние надмолекулярной структуры. Плёнка состоит из ассоциатов молекул со спиральной структурой. Боковые фталидные фрагменты находятся на поверхности ассоциата. Поскольку перенос заряда происходит по фталидным фрагментам, то границы ассоциатов формируют узкие линейные области – каналы, по которым протекает ток.

Выводы к разделу 1.1.

Большинство исследований систем с полидифениленфталатом было сосредоточено на изучении их электрофизических свойств. Однако магнитные и магнитооптические свойства систем ферромагнетик/полидифениленфталат практически не изучались. Поэтому в данной работе исследовались магнитное поведение и магнитные характеристики трёхслойных образцов Fe/ПДФ/Fe, в частности, поле насыщения и коэрцитивная сила. Был проведён анализ их зависимости от толщины немагнитного полимерного слоя и слоёв

железа, а также изучены особенности магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра Fe/ПДФ/Fe систем.

1.2. Свойства многослойных тонкоплёночных систем с гадолиниевой прослойкой

1.2.1. Перспективные направления исследований тонкоплёночных систем с гадолиниевой прослойкой

Известно, что в настоящее время системы на основе редкоземельных (РЗМ) и переходных (ПМ) металлов активно изучаются учёными, что обусловлено перспективностью их практического применения. К этим материалам относятся тонкие плёнки сплавов РЗМ-ПМ и многослойные системы РЗМ/ПМ, которые состоят из чередующихся слоёв редкоземельных и переходных металлов. В вышеуказанных системах зарегистрированы различные типы обменных взаимодействий, в частности, РЗМ-РЗМ, ПМ-ПМ, РЗМ-ПМ, которые способствуют широкому многообразию их магнитных и магнитооптических свойств.

Тонкие плёнки сплавов РЗМ-ПМ впервые были получены в работе Орехотского [74] путём совместного испарения составляющих элементов Fe и Gd. В указанной выше работе проводились исследования магнитных свойств плёнок, в частности, изучались зависимости намагниченности насыщения от температуры и концентрации Gd. Было обнаружено, что при определённом значении температуры (фактически температуры компенсации) намагниченность насыщения достигает минимума, которое указывало на антипараллельное упорядочение магнитных моментов Fe и Gd. Вместе с тем, измерения петель гистерезиса, как в плоскости, так и перпендикулярно ей, свидетельствовали о наличии перпендикулярной магнитной анизотропии.

При дальнейших исследованиях напылённых плёнок Co-Gd [75] с одноосной анизотропией была обнаружена точка магнитной компенсации. Было

установлено, что температура компенсации стремительно уменьшается с увеличением концентрации кобальта, практически исчезая при некоторой критической концентрации.

Теоретическое и экспериментальное изучение свойств тонких плёнок Fe-HR [76, 77], Co-HR [78, 79] и Co-LR [79], где LR (light rare-earth) = Sm, Nd, Pr, Ce, La, а HR (heavy rare-earth) = Tm, Er, Ho, Dy, Tb, Gd, показало, что в системах Fe-HR и Co-HR наблюдается точка магнитной компенсации. Этот факт указывал на антипараллельное упорядочение магнитных моментов переходного металла (железа или кобальта) и тяжёлого редкоземельного металла. Однако в тонких плёнках Fe-LR и Co-LR намагниченность насыщения монотонно уменьшалась с увеличением температуры. Таким образом, приведённые выше результаты позволили предположить, что магнитные свойства систем РЗМ-ПМ определяются типом редкоземельного элемента.

Развитие методов получения тонких плёнок в 1980-х годах, таких как магнетронное напыление и осаждение из паровой фазы электронным пучком, а также изобретение молекулярно-лучевой эпитаксии позволили получать плёнки с хорошо контролируемыми составами и морфологией. Благодаря этому стало возможным изготовление плёнок со слоистой структурой, например, многослойных систем РЗМ/ПМ, в которых поочерёдно нанесены слои редкоземельного металла и переходного металла.

В ранних исследованиях многослойных структур РЗМ/ПМ [19, 20, 80] были обнаружены их общие свойства. Было найдено, что для систем Co/Gd и Fe/Gd вид зависимости намагниченности насыщения от температуры зависит от соотношения толщин между слоями. Наблюдаемый характер зависимостей намагниченности насыщения от температуры (с точкой магнитной компенсации) был объяснён ферромагнитным упорядочением магнитных моментов редкоземельного и переходного металлов. Этот вывод получил дополнительное подтверждение при сопоставлении измеренного магнитного момента и рассчитанного из модельных представлений, предполагающих однородную намагниченность слоёв [81]. Однако при некоторых температурах и толщинах

слоёв наблюдалось расхождение расчётов и эксперимента, что свидетельствовало о неоднородной спиновой структуре системы [82, 83].

Изучение свойств многослойных систем РЗМ/ПМ, полученных различными методами [20], показало, что видоизменение морфологии системы, например, размера зерна, текстуры, формы зёрен, а также состава и толщин слоёв может влиять на коэрцитивную силу и намагниченность насыщения. Это предопределяет возможность создания многослойных структур с заданными магнитными свойствами.

Заслуживающие внимания результаты при интерпретации явлений, наблюдаемых в многослойных системах РЗМ/ПМ, были получены в работах Camley [84 – 86]. Он предложил простую модель энергетического баланса для расчёта основного состояния системы и фазовой диаграммы. В соответствии с этой моделью, система разделяется на несколько слоёв, для каждого из которых необходимо составить выражение свободной энергии. Основной вклад в свободную энергию вносят энергия Зеемана и энергия антиферромагнитного обмена на границе раздела слоёв. Её минимизация для всей системы позволяет найти основное состояние. С помощью этой модели удалось объяснить ранее наблюдаемые особенности систем, а также предсказать новые. Причём некоторые из них были экспериментально обнаружены позднее (например, фазовые поверхностные переходы [87]).

Существенно то, что исследования магнитных свойств многослойных систем РЗМ/ПМ, в частности Fe/Gd и Co/Gd, развиваются в различных направлениях. Среди них можно выделить следующие:

1. Исследование фазовых переходов, индуцированных полем и температурой [88 – 90];
2. Изучение и уточнение профиля намагниченности систем, то есть зависимости величины и направления магнитных моментов слоёв от толщины $M(z)$ при различных значениях магнитного поля и температуры [91, 92];
3. Исследование явлений, наблюдаемых в приповерхностных слоях систем [21, 93];

4. Изучение особенностей границ раздела между слоями РЗМ и ПМ, а также обнаружение их влияния на магнитные свойства систем [94, 95];

5. Исследование магнитооптических свойств систем [96].

Следует отметить, что в настоящее время активно изучается динамика намагниченности систем Fe/Gd и Co/Gd [97, 98]. Интерес к ней обусловлен открытием в многослойных системах эффекта торка, обусловленного обменным взаимодействием (exchange coupling torque) [99] и индуцированного температурой магнитного переключения без внешнего поля [100].

Главным фактором, влияющим на магнитные свойства как тонких плёнок сплавов РЗМ-ПМ, так и многослойных систем РЗМ/ПМ, является обменное взаимодействие между редкоземельным и переходным металлами. Многочисленные исследования [35, 48–52] показали, что лёгкий редкоземельный металл в интерметаллических сплавах взаимодействует ферромагнитно с переходным металлом, а тяжёлый редкоземельный металл – антиферромагнитно. Очевидно, что перед описанием свойств изучаемых систем целесообразно описать электронную структуру переходных и редкоземельных металлов, а также свойства обменных взаимодействий между ними. При анализе литературы по данной теме было установлено, что обменное взаимодействие между редкоземельными и переходными металлами является косвенным обменным взаимодействием через 5d-электроны редкоземельного металла. Механизм взаимодействия основан на гибридизации 3d (ПМ) и 5d (РЗМ) состояний. Межслойное обменное взаимодействие характеризуется затухающим осциллирующим знакопеременным поведением. В поликристаллических системах РЗМ/ПМ обменное взаимодействие быстро затухает с расстоянием. Поскольку вблизи границы раздела между слоями ПМ и РЗМ оно имеет антиферромагнитный характер, то данные поликристаллические системы представляют собой искусственный ферримагнетик. Энергия обменного взаимодействия порядка 10^{-15} эрг и сильно зависит от свойств и состава интерфейса. Свойства многослойных систем РЗМ/НМ/ПМ с неферромагнитным металлом (НМ) зависят от толщины и состава неферромагнитной прослойки.

1.2.2. Особенности магнитных свойств многослойных систем на основе гадолиния и 3d-переходных металлов

1.2.2.1. Фазовая диаграмма систем гадолиний/3d-переходный металл

Изучение магнитных свойств многослойных структур Fe/Gd впервые было проведено в работе [19]. Было обнаружено, что вид температурной зависимости магнитного момента образцов находится в зависимости от толщин слоёв железа и гадолиния. В частности, для $[\text{Fe}(46 \text{ \AA})/\text{Gd}(35 \text{ \AA})]_{50}$ и $[\text{Fe}(33 \text{ \AA})/(\text{Gd}49 \text{ \AA})]_{50}$ наблюдалась точка магнитной компенсации, характерная для ферримагнетиков. При уменьшении соотношения толщин слоёв Fe и Gd ($t_{\text{Fe}}/t_{\text{Gd}}$) температура компенсации уменьшалась. Исследование многослойных систем Co/Gd, проведённое в работе [20], показало, что условия приготовления плёнок оказывают влияние на их кристаллическую структуру и магнитные свойства. В частности, была обнаружена корреляция между размером зерна и коэрцитивной силой. Для образцов Co/Gd, напылённых при повышенной температуре, наблюдалась точка магнитной компенсации. В целом, исследования многослойных систем РЗМ/ПМ показали, что антиферромагнитное обменное взаимодействие между слоями редкоземельного металла и переходного металла на границе раздела влияет на их магнитный момент и коэрцитивную силу. Необычные температурные зависимости коэрцитивной силы [81] и магнитного момента [19, 20] для систем на основе гадолиния и переходного металла (Fe, Co) показывали, что они имеют несколько различных фазовых состояний. Учитывая эти данные, R. E. Camley и D. R. Tilley построили модель многослойной системы Gd/ПМ и провели расчёты, которые позволили установить основные фазовые состояния, характерные для данных систем [101, 84 – 86].

Проведённые расчёты показали, что магнитное состояние слоистой системы Gd/ПМ определяется конкуренцией между различными видами энергий [84, 85]. Наиболее существенными из них являются обменная энергия, энергия Зеемана и энергия анизотропии. В зависимости от того, какой из вкладов в полную энергию

преобладает, наблюдаются различные магнитные фазы. В малых магнитных полях энергия Зеемана значительно меньше энергии обменного взаимодействия между слоями гадолиния и переходного металла, упорядочивающего антипараллельно их магнитные моменты. Поэтому система РЗМ/ПМ характеризуется коллинеарным упорядочением. Магнитные моменты слоев Gd (μ_{Gd}) и ПМ ($\mu_{\text{ПМ}}$) будут направлены противоположно друг другу и ориентированы параллельно полю. Учитывая, что энергия Зеемана равна: $E_Z = -\mu_{\text{Gd}}H - \mu_{\text{ПМ}}H$, направление магнитных моментов относительно поля зависит от соотношения между ними. Если $\mu_{\text{Gd}} < \mu_{\text{ПМ}}$, то $\mu_{\text{ПМ}}$ сонаправлен с магнитным полем, а μ_{Gd} направлен противоположно ему. Такое состояние получило название ПМ-ориентированное (ПМ-aligned). В случае $\mu_{\text{Gd}} > \mu_{\text{ПМ}}$ μ_{Gd} сонаправлен с магнитным полем, а $\mu_{\text{ПМ}}$ направлен противоположно ему – Gd-ориентированное или Gd-aligned. В сильных магнитных полях, когда энергия Зеемана становится одного порядка с энергией обменного взаимодействия $E_Z \sim E_{ex}$, возникает скошенная (или скрученная) магнитная фаза. Она характеризуется неоднородным распределением магнитных моментов по толщине, неколлинеарной ориентацией магнитных моментов слоёв и их отклонением от линии направления магнитного поля. Распределение магнитных моментов в слоях гадолиния и переходного металла, соответствующее различным фазам, представлено на рисунке 5 [102].

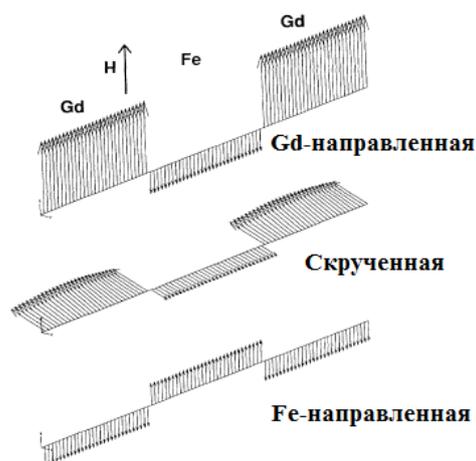


Рис. 5. Конфигурация магнитных моментов в ПМ-ориентированной, скошенной (скрученной) и Gd-ориентированной фазе [102].

В работе [85] было теоретически показано, что фазовые магнитные

состояния системы определяют её макроскопические магнитные свойства, например температурную зависимость намагниченности и магнитную восприимчивость. С целью проверки этой гипотезы в работе [81] были исследованы температурные зависимости магнитополевого поведения и магнитного момента многослойных систем Fe/Gd. Для образцов с толщиной периода $\lambda = (t_{\text{Fe}} + t_{\text{Gd}})$ больше 67 \AA при низких температурах на петлях гистерезиса наблюдалось два характерных участка. От 0 до некоторого значения H_{sf} намагниченность имела постоянное значение. Выше H_{sf} она монотонно возрастала (рис. 6). Изменение магнитополевого поведения при высоких значениях поля свидетельствовало о фазовом переходе. Согласно работе [85] при высоком значении магнитного поля происходит спин-флоп переход – резкий поворот магнитных моментов, в результате которого система переходит из коллинеарного состояния в скошенное. Причиной возрастания намагниченности является изменение ориентации магнитных моментов с увеличением магнитного поля в скошенной фазе, тогда как в коллинеарном состоянии направление намагниченности не изменяется. В целом, это исследование позволило раскрыть связь между фазовыми состояниями и макроскопическими магнитными свойствами, а также установить особенности фазовых переходов.

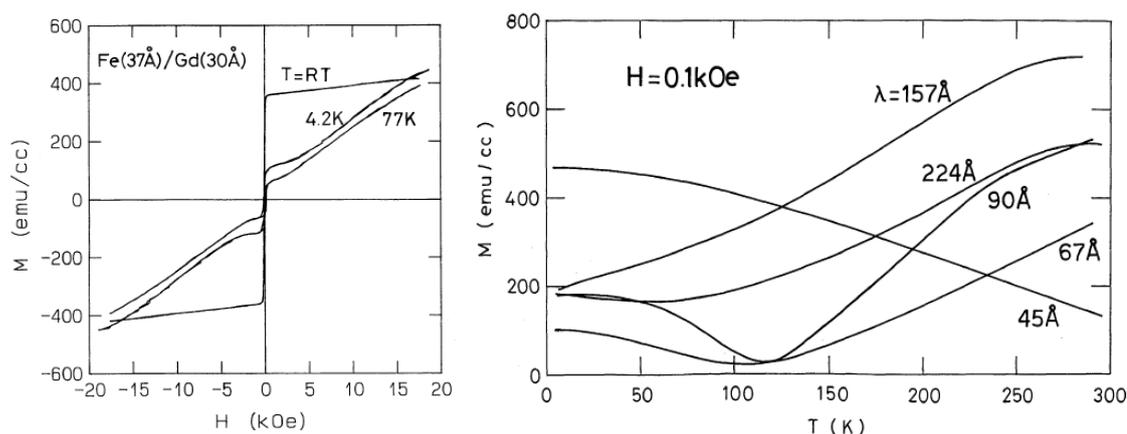


Рис. 6. Типичные петли гистерезиса и температурные зависимости магнитного момента, наблюдаемые для Gd/ПМ систем (в данном случае Fe/Gd [81])

Основные особенности фазовой диаграммы Fe/Gd образцов были экспериментально изучены на СКВИД-магнитометре [103] и методом

малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов [102]. Было найдено, что в слабых магнитных полях при температурах ниже определённого значения наблюдается Gd-направленная коллинеарная фаза, а выше – Fe-направленная. В сильном магнитном поле происходит спин-флоп переход в скошенное состояние, сопровождаемое значительным возрастанием магнитной восприимчивости. Критическое поле спин-флоп перехода зависело от температуры. Минимальное значение (несколько сотен Эрстед) наблюдалось при температуре компенсации (рис. 7). Следует также отметить, что поле спин-флоп перехода изменялось с толщинами слоёв, в частности возрастало при их уменьшении.

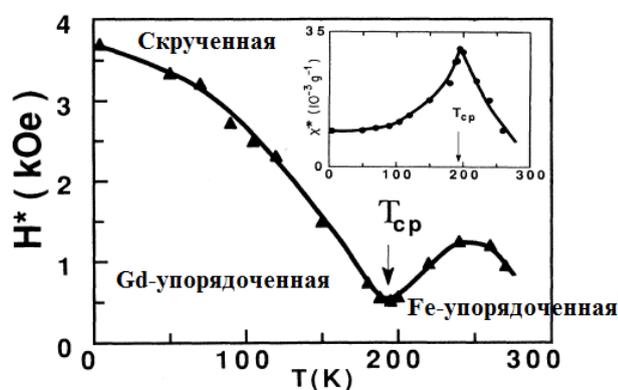


Рис. 7. Зависимость поля спин-флоп перехода для системы Fe/Gd от температуры ($T_{ср}$ – температура компенсации). На вкладки приведена температурная зависимость магнитной восприимчивости при установлении скошенной (скрученной) фазы [103].

В работах [17, 104, 105] было установлено, что свойства многослойных систем Co/Gd аналогичны свойствам Fe/Gd. Однако для них наблюдались некоторые особенности, нехарактерные для Fe/Gd, в частности, существование асимметричной диффузии между Co и Gd, которая приводит к формированию аморфного слоя сплава $Gd_{0.63}Co_{0.37}$ на границе раздела [106]. Этот слой способствует уменьшению магнитного момента системы и обменного взаимодействия. Наконец, при сравнении соответствия теоретических расчётов и результатов измерений было обнаружено уменьшение эффективного слоя Co по сравнению с номинально заданным. Эти данные указывали на более сложное строение систем Co/Gd по сравнению с Fe/Gd [17].

1.2.2.2. Магнитные свойства приповерхностных слоёв. Поверхностные фазовые переходы систем гадолиний/3d-переходный металл

В работах [84, 86] было показано, что в скошенном состоянии система Fe/Gd имеет неоднородную спиновую структуру. На границах слоёв магнитные моменты Fe и Gd упорядочиваются антипараллельно, а при удалении от них разворачиваются в сторону магнитного поля из-за ослабления обменного антиферромагнитного взаимодействия. При этом приповерхностный слой имеет необычные свойства, так как он взаимодействует только с одним слоем, в отличие от внутренних слоёв. Вследствие этого, если магнитный момент внешнего слоя направлен антипараллельно магнитному полю, то он поворачивается в более слабом поле, чем магнитный момент внутренних слоёв.

В расчётах, основанных на применении метода спин-волновых поверхностных мод, было установлено, что в системах Fe/Gd возможно наблюдение поверхностных фазовых переходов в зависимости от внешнего слоя и начальной (в нулевом магнитном поле) фазы [107]. Например, пусть система оканчивается на слой Fe и находится в Gd-направленной фазе в слабом магнитном поле. В этом случае магнитные моменты её слоёв Fe ориентированы антипараллельно магнитному полю, а моменты слоёв Gd – наоборот. Внутренний слой Fe испытывает сильное антиферромагнитное обменное взаимодействие со стороны соседних слоёв Gd, удерживающих направление его магнитного момента, тогда как внешний слой Fe испытывает влияние Gd лишь с одной стороны. Это приводит к тому, что при увеличении внешнего магнитного поля сначала поворачивается магнитный момент внешнего слоя Fe, то есть происходит поверхностный фазовый переход.

Было найдено, что для системы Fe/Gd, состоящей из 13 слоёв Fe и 5 слоёв Gd, магнитное поле поверхностного перехода в 5 раз ниже объёмного (рис. 8).

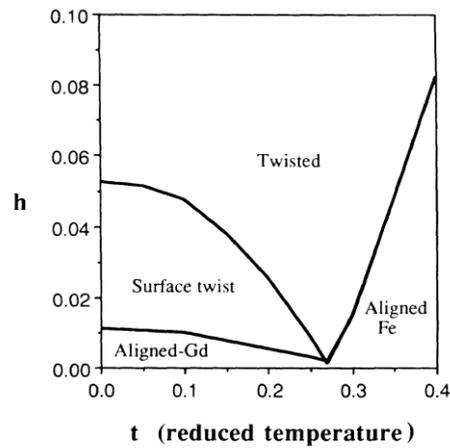


Рис. 8. Зависимость поля спин-флоп перехода для системы Fe/Gd от температуры (поделена на температуру Кюри железа) [107].

Возникновение поверхностного фазового перехода в системе Fe/Gd экспериментально наблюдалось методами поляризационной нейтронной рефлектометрии и магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) в работе [108]. Для этого были исследованы два образца $[\text{Gd} (50 \text{ \AA})/\text{Fe} (35 \text{ \AA})]_{15}$ с Gd верхним слоем и $[\text{Fe} (35 \text{ \AA})/\text{Gd} (50 \text{ \AA})]_{15}$ с верхним слоем Fe. Изучение результатов измерений коэффициента отражения нейтронов в различном магнитном поле показало, что при температуре компенсации, равной 125 К, спин-флоп переход возникает однородно вдоль толщины образцов. Ниже 125 К, в случае, когда образец $[\text{Fe} (35 \text{ \AA})/\text{Gd} (50 \text{ \AA})]_{15}$ (верхний слой Fe) находился в Gd-направленной фазе, наблюдался сложный процесс перехода из коллинеарного состояния в скошенное. В частности, при $H = 1$ кЭ было обнаружено, что нижний слой Gd находится в коллинеарной фазе, а верхний слой Fe – в скошенной. Дополнительное подтверждение эти выводы получили при изучении петель гистерезиса на магнитооптическом магнитометре (рис. 9). В Gd-направленной фазе петля гистерезиса образца с верхним слоем Fe имела наклон в слабом магнитном поле (h), но оставалась плоской для образца с верхним слоем Gd (d), и наоборот (a, e). Эти результаты свидетельствовали о том, что переход системы из коллинеарного в скошенное состояние начинается на поверхности, если её магнитный момент антипараллелен магнитному полю.

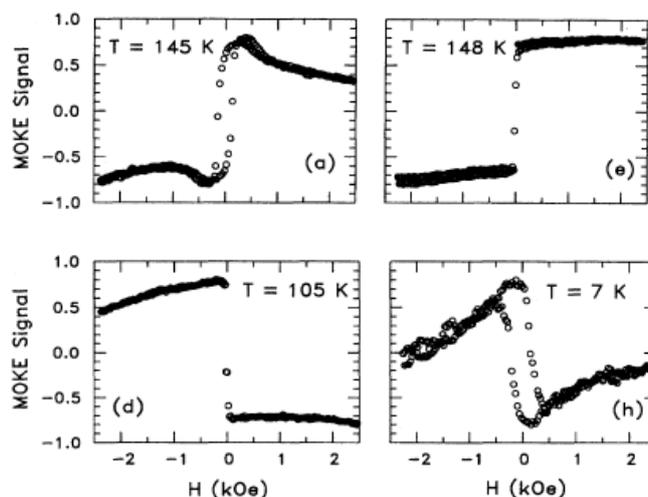


Рис. 9. Петли гистерезиса (МОКЕ), измеренные при различных температурах для систем $[Gd(50 \text{ \AA})/Fe(35 \text{ \AA})]_{15}$ с Gd верхним слоем (a, d) и $[Fe(35 \text{ \AA})/Gd(50 \text{ \AA})]_{15}$ с верхним слоем Fe (e, h) [108].

Последующие исследования поверхностных фазовых переходов систем ПМ/Gd проводились с помощью рентгеновского магнитного кругового дихроизма [87, 93, 109, 110]. Этот метод примечателен тем, что с его помощью можно изучать отдельно свойства слоёв переходного металла и гадолиния, так как для гадолиния максимальный эффект наблюдается на L-крае поглощения (7.243 кэВ), а для железа – на K-крае поглощения (7.111 кэВ) (для кобальта 7.708 кэВ). Изменяя угол падения рентгеновских лучей на образец, можно исследовать как поверхностные, так и объёмные свойства.

Для доказательства существования скошенной поверхностной фазы необходимо было убедиться, что фазовый переход происходит только в приповерхностных слоях указанных выше образцов. С этой целью методами XMCD в работах [93, 109] были одновременно измерены приповерхностные и объёмные петли гистерезиса для Fe/Gd систем с внешним слоем Fe при различных температурах. В случае жёсткого рентгеновского излучения можно значительно изменять глубину измерения, варьируя угол падения рентгеновского пучка. Было обнаружено, что выше точки компенсации приповерхностные петли гистерезиса для гадолиния не отличаются от объёмных, то есть происходит однородное намагничивание всего образца. Однако ниже температуры компенсации между ними наблюдались значительные различия. Объёмная петля

гистерезиса имела “плоский” вид, а приповерхностная – наклонный, то есть магнитный момент внешних слоёв, в отличие от внутренних слоёв, поворачивался относительно магнитного поля. Расчёты показали, что поверхностное состояние проникает на глубину около 200 нм [109, 110].

Для многослойных Co/Gd систем наблюдалось также возникновение поверхностной скошенной фазы. Например, в работе [111] изучались кривые магнитосопротивления и петли гистерезиса, измеренные магнитооптическими методами, образцов $[\text{Co}/(\text{Gd}-\text{Co})_4/\text{Co}]$. Было обнаружено, что ниже температуры компенсации кривые магнитосопротивления имеют сложную форму, в частности, они приобретают дополнительный минимум в магнитном поле до перехода образца в объёмное скошенное состояние. Эта особенность свидетельствовала о том, что образец при низких температурах сначала переходит в поверхностную скошенную фазу, а затем в объёмную. Однако магнитные свойства поверхностных Co/Gd слоёв систем изучены значительно меньше, чем систем Fe/Gd.

1.2.2.3. Коэрцитивные свойства многослойных систем гадолиний/кобальт

Изучение процессов перемагничивания и коэрцитивных свойств многослойных систем заслуживает внимания как для практических применений, так и для понимания взаимосвязи между структурными характеристиками и макроскопическими магнитными свойствами. С учётом этого факта для Gd/ПМ систем с варьируемой толщиной слоёв, изготовленных различными способами, были исследованы зависимости коэрцитивной силы от температуры.

Для систем с большим количеством слоёв $[\text{Co}/\text{Gd}]_n$, полученных при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии, наблюдалось соответствие между температурными зависимостями коэрцитивной силы и намагниченности насыщения [112]. Коэрцитивная сила образцов $[\text{Co} (30 \text{ \AA})/\text{Gd} (30 \text{ \AA})]_{20}$ увеличивалась с температурой, а намагниченность насыщения уменьшалась в диапазоне от 25 до 300 К, тогда как образцы $[\text{Co} (38 \text{ \AA})/\text{Gd} (30 \text{ \AA})]_{10}$ в этом

диапазоне характеризовались убыванием коэрцитивной силы и увеличением намагниченности насыщения с ростом температуры. Объяснение этих результатов было основано на изучении зависимости коэрцитивной силы от намагниченности насыщения. В том случае, когда коэрцитивная сила определяется либо процессом образования зародышей, либо закреплением доменных стенок на дефектах, она записывается в виде:

$$H_C = \alpha/M_S - NM_S, \quad (1)$$

где α/M_S – потери энергии, возникающие в случае формирования зародыша перемагничивания и перемещении доменной стенки, N – размагничивающий фактор, а M_S – намагниченность насыщения, NM_S представляет поле размагничивания зародыша. Если на коэрцитивную силу влияет преимущественно процесс образования зародышей, то $\alpha = \sigma/V^{1/3}$, где V – критический объём зародыша и σ – энергия доменной стенки. А в том случае, если коэрцитивная сила определяется преимущественно закреплением доменных стенок, то $\sigma = E$, где E – это величина энергетического барьера, которого должна достигнуть доменная стенка, чтобы пройти через дефект при взаимодействии с ним.

Анализ зависимости H_C/M_S от $1/M_S^2$ показал, что коэффициент α практически не зависит от температуры, а на температурную зависимость коэрцитивной силы основное влияние оказывает изменение намагниченности насыщения [112].

Многослойные системы [Gd (75 Å)/Si (5 Å)/Co (30 Å)/Si(5 Å)]₂₀ с кремниевой прослойкой между слоями редкоземельного и переходного металлов, полученные с помощью метода высокочастотного ионного распыления, проявляли также сильную зависимость коэрцитивной силы от температуры [113]. В отличие от ранее рассмотренных систем Co/Gd они имели точку компенсации порядка 118 К, при которой намагниченность достигала наименьшего значения. Вместе с тем, вблизи этой температуры коэрцитивная сила имела максимум (рис. 10, а). Сопоставление температурных зависимостей спонтанной намагниченности и коэрцитивной силы с использованием выше приведённого выражения (1) (рис.

10, б) показало, что изменение спонтанной намагниченности оказывает основное влияние на характер зависимости коэрцитивной силы от температуры. При этом коэффициент α при температуре выше и ниже температуры компенсации отличается: в Gd-направленной фазе ($T < T_{comp}$) $\alpha = 0.6 \times 10^4$ эрг/см³, а в Co-направленной фазе ($T > T_{comp}$) $\alpha = 3.5 \times 10^4$ эрг/см³.

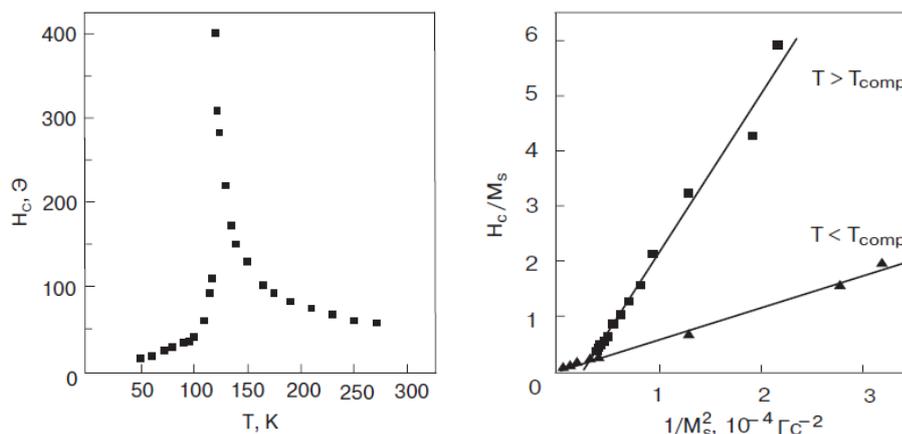


Рис. 10. Температурная зависимость коэрцитивной силы пленки $[Gd75\text{\AA}/Si5\text{\AA}/Co30\text{\AA}/Si5\text{\AA}]_{20}$ (а); зависимости H_c от $1/M_s^2$ для плёнки $[Gd75\text{\AA}/Si5\text{\AA}/Co30\text{\AA}/Si5\text{\AA}]_{20}$, экспериментально полученные при $T < T_{comp}$ и $T > T_{comp}$ б) [113].

В целом, исследования зависимости коэрцитивной силы от температуры, выполненные для многослойных Co/Gd систем, свидетельствовали о её сильной зависимости от параметров процесса напыления, например, температуры подложки и толщины составляющих слоёв. Было также обнаружено влияние структурного состояния, в котором находится система, на вид зависимости коэрцитивной силы от температуры. Следует отметить, что представленные выше работы были направлены на изучение многослойных Co/Gd систем. При этом в случае Co/Gd/Co трехслойной системы исследования коэрцитивной силы не проводились.

Выводы к разделу 1.2.

1. Свойства многослойных систем РЗМ/ПМ определяются межслойным обменным взаимодействием, действующим между слоями редкоземельного и переходного металлов.

2. Магнитное состояние многослойной системы Gd/ПМ определяется

конкуренцией между энергией Зеемана, энергией обменного взаимодействия на границе раздела слоёв переходного и редкоземельного элементов, стремящегося упорядочить их магнитные моменты антипараллельно, и энергией анизотропии. В зависимости от того, какой вклад в полную энергию преобладает, наблюдаются различные магнитные фазовые состояния: Gd-ориентированное (магнитный момент гадолиния направлен вдоль поля), ПМ-ориентированное (магнитный момент переходного металла направлен вдоль поля) и скошенное неколлинеарное состояние.

3. В Gd-ориентированном состоянии намагниченность системы уменьшается с ростом температуры, а в ПМ-направленном – увеличивается. Точкой фазового перехода является температура компенсации, то есть – температура, при которой намагниченность системы достигает минимума.

4. Следует отметить, что ранее исследований влияния температуры на поведение трёхслойных систем Co/Gd/Co в магнитном поле не проводилось. Поэтому в данной работе были исследованы особенности петель гистерезиса образцов Co/Gd/Co при низких температурах вплоть до 100 Кельвин, а также проанализированы зависимости магнитных характеристик образцов, в частности, коэрцитивной силы и магнитного момента, от температуры и толщины слоя гадолиния.

1.3. Свойства многослойных тонкоплёночных систем с прослойкой меди

Многослойные и трёхслойные тонкоплёночные системы Co/Cu активно исследуются в последние годы. Интерес к ним обусловлен обнаружением уникальных магнитных явлений. В частности, было найдено, что между слоями Co осуществляется обменное взаимодействие через диамагнитную прослойку Cu посредством поляризации её электронов проводимости [2, 114, 115]. Изучение систем с различной толщиной слоя меди показало, что обнаруженное взаимодействие имеет осциллирующий характер и при определённых толщинах

прослойки меди стремится ориентировать магнитные моменты соседних слоёв кобальта антипараллельно [116]. Для образцов Co/Cu с антиферромагнитным взаимодействием наблюдалось гигантское магнитосопротивление – эффект, представляющий собой значительное изменение сопротивления в магнитном поле [117].

1.3.1. Косвенное обменное взаимодействие между слоями кобальта в системах Co/Cu

Антиферромагнитное косвенное обменное взаимодействие в трёхслойных и многослойных структурах между ферромагнитными слоями через тонкий немагнитный слой, было открыто для трёхслойных структур Fe/Cr/Fe при изучении спектров рассеяния света от спин-волновых мод [118]. Именно, системы с определёнными толщинами немагнитной прослойки характеризовались антипараллельным расположением магнитных моментов слоёв перпендикулярно магнитному полю. При исследовании методами нейтронной дифракции многослойных систем Co/Cu(100), изготовленных с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии, наблюдалось также антиферромагнитное обменное взаимодействие для образцов с толщиной Cu, равной 8 монослоёв $[6\text{Co}/8\text{Cu}]_{62}$ и 5 монослоёв $[9\text{Co}/5\text{Cu}]_{103}$ [119]. Факт наличия антиферромагнитного обменного взаимодействия дополнительно подтверждался измерением петель гистерезиса, которые для указанных выше образцов имели сложную форму и высокое поле насыщения.

При изучении магнитосопротивления напылённых систем Co/Cu/Co с различной толщиной слоя Cu, проведённого в работе [2], было обнаружено, что величина магнитосопротивления осциллирует при изменении толщины Cu слоя. Так как высокое значение магнитосопротивления соответствует антиферромагнитному взаимодействию слоёв Co через прослойку меди, а низкое сопротивление – ферромагнитному, то авторами был сделан вывод о наличии

осциллирующего, знакопеременного обменного взаимодействия между слоями Со через прослойку меди.

Теоретическое описание межслойного взаимодействия в многослойных системах было выполнено в работе [120]. Для этой цели была использована усовершенствованная РККИ-модель, учитывающая дискретность толщины немагнитной прослойки и неоднородное распределение магнитных моментов внутри ферромагнитных слоёв. Результаты расчётов периода осцилляции и константы взаимодействия в рамках этой модели для образцов Со/Со/Со показали, что они зависят от кристаллографического направления роста образцов, что обусловлено особенностями поверхности Ферми меди. В частности, системы Со/Со(001) имеют межслойное обменное взаимодействие, состоящее из двух компонент, в частности, слабой с длинным периодом, равным 5.88 монослоёв и более сильной с коротким периодом, равным 2.56 монослоёв.

Для напылённых систем Со/Со(100) наблюдалось только обменное взаимодействие с периодом, равным 13 Å [121]. При исследовании эпитаксиальных монокристаллических плёнок Со/Со(100), проведённом в работе [122], обнаружен осцилляционный характер обменного взаимодействия с периодом 8 монослоёв и 2.9 монослоёв. Толщина монослоя была равна 1.6 Å. Таким образом, наблюдались отличия экспериментальных результатов от теоретически рассчитанных значений. Формула для константы обменного взаимодействия, наилучшим образом аппроксимирующая экспериментальные данные, выглядела следующим образом [122, 123]:

$$J(t_{\text{Cu}}) \sim (1/t_{\text{Cu}}^2) [\sin(A_1 \psi_1) + r \times \sin(A_2 \psi_2)], \quad (2)$$

где t_{Cu} – толщина прослойки меди, A_1 – длинный период, A_2 – короткий период, ψ_1 и ψ_2 – фазы, соответствующие компонентам обменного взаимодействия с длинным и коротким периодом, r – относительная амплитуда.

В работе [123] исследовались магнитооптические петли гистерезиса многослойных систем Со/Со/Со/Со/Со с тремя слоями Со и двумя слоями Со клиновидной формы с переменной толщиной, перпендикулярных друг другу. Такая структура слоёв позволяет рассчитать константу обменного взаимодействия

для каждой толщины слоя Cu. На основе измеренных петель гистерезиса была построена зависимость константы обменного взаимодействия от толщины слоя Cu (рис. 11). Используя анализ этой зависимости, было показано, что обменное взаимодействие представляет собой суперпозицию составляющих с длинным и коротким периодом. При этом короткий период равен 5.0 \AA . Величина константы антиферромагнитного взаимодействия в первом пике была равна $-0.39 \text{ (mJ/m}^2\text{)}$ ($\text{мДж/м}^2\text{}$).

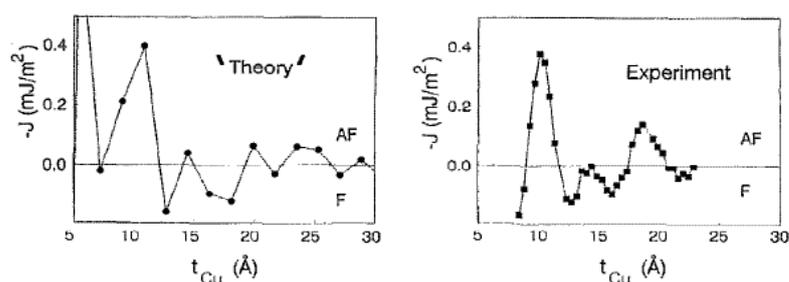


Рис. 11. Экспериментально полученная зависимость константы косвенного межслойного обменного взаимодействия от толщины слоя Cu, определённая из анализа магнитооптических петель гистерезиса (справа) и рассчитанная теоретически (слева) [123].

На свойства систем Co/Cu оказывают влияние квантовые размерные эффекты [124, 125], которые возникают в том случае, если размер изучаемого объекта вдоль одного из направлений сравним с длиной волны электрона. Квантовые размерные эффекты для тонкоплёночных систем характеризуются квантованием волнового вектора электронов и, соответственно, появлением дискретных электронных состояний. В работе [125] было получено выражение квантования для систем, содержащих слои Cu или Ag (благородных металлов):

$$\varphi_C + 2kd + \varphi_B = 2\pi n, \quad (3)$$

где φ_C и φ_B – фазовые изменения при отражении в кристалле и на поверхностных барьерах; k – волновой вектор свободного электрона, распространяющегося в слое толщиной d .

Экспериментально квантовые размерные эффекты были обнаружены для многослойных систем Ag/Fe(100) и Cu/Co(100) [126] при измерении спектров эмиссии, на которых наблюдались резкие пики, соответствующие дискретным электронным состояниям. Из формулы (3) можно сделать вывод, что энергия

дискретных квантовых уровней зависит от толщины слоя, в котором они распространяются. При выборе соответствующей толщины квантовые дискретные состояния будут находиться вблизи поверхности Ферми, вызывая увеличение локальной плотности состояний. Так как многие магнитные и электронные свойства определяются локальной плотностью состояний на уровне Ферми, то следствием существования дискретных электронных состояний становится периодическое изменение свойств систем, например, магнитной анизотропии, при увеличении толщины немагнитной прослойки [127].

Квантовые дискретные состояния (quantum well states) возникают в том случае, если энергетические зоны соседних слоёв не перекрываются. При этом они не могут проникнуть в соседний слой, то есть находятся в связанном состоянии. Однако при определённых условиях возникает ситуация, когда электронные зоны соседних слоёв частично перекрываются. В результате квантовое состояние связано не полностью и может распространяться в другом слое. Оно получило название квантового резонансного состояния (quantum well resonance) [128].

В работе [129] было установлено, что основной причиной осцилляций обменного взаимодействия в теории квантовых дискретных состояний является периодическое изменение количества дискретных электронных состояний относительно свободных при изменении уровня Ферми или толщины немагнитной прослойки.

При изучении квантовых дискретных состояний и их влияния на обменное взаимодействие в системах Co/Cu/Co (001), проведённом в работе [130], были учтены реальная зонная структура металлов Co и Cu, а также спиновое расщепление энергетических зон Co. В этой работе было установлено, что обменное взаимодействие имеет периодический характер с периодами, определяемыми экстремальными сечениями Ферми в направлении [001].

Экспериментальная проверка проведённых расчётов и установление соотношения между квантовыми состояниями и магнитным межслойным взаимодействием для систем Co/Cu/Co(001) были проведены в работе [131]. Для

этой цели измерялись спектры фотоэмиссии, свидетельствующие о наличии квантовых состояний, и спектры магнитного рентгеновского линейного дихроизма (MXLD), с помощью которых можно определить знак межслойного обменного взаимодействия. Было обнаружено, что межслойное обменное взаимодействие имеет два периода осцилляции, равные 5.88 и 2.67 монослоёв. Эти значения оказались равными измеренным периодам осцилляции на спектрах фотоэмиссии при сканировании образца вдоль экстремальных сечений поверхности Ферми. При этом квантовые состояния, обнаруженные на спектрах, измеренных вблизи минимального сечения поверхности Ферми, соответствовали компоненте обменного взаимодействия с коротким периодом, а вблизи максимального сечения поверхности Ферми – с длинным периодом.

Таким образом, для описания обменного взаимодействия в многослойных системах применяются две модели, в частности, РККИ обменное взаимодействие и квантовые дискретные состояния (QWS). Первая основана на представлении о локализации магнитных моментов, а вторая использует приближение свободных электронов в каждом слое с обменным расщеплением зон в ферромагнитном материале. В этих моделях период осцилляций межслойного обменного взаимодействия определяется радиусами экстремальных сечений поверхности Ферми: $L = 2\pi/q_{\pm}$ [132].

При сравнении экспериментальных данных и расчётных значений периода обменного взаимодействия для систем Co/Cu(001) [131], Co/Cu(110) [121] и Co/Cu(111) [116] было обнаружено приемлемое соответствие. Однако проблема заключалась в том, какой из вкладов преобладает в обменном взаимодействии – РККИ или квантовые дискретные состояния. С целью её решения в работах [133] были проведены расчёты для системы (Co/Cu(111)) и [134] (Co/Cu(100)). В работе [133] было установлено, что период осцилляций обменного взаимодействия определяется преимущественно теорией РККИ-взаимодействия. При этом для систем Co/Cu(111) он совпадает с периодом квантовых дискретных состояний. Расчёты, проведённые в работе [134] для систем Co/Cu(100), показали, что компонента обменного взаимодействия с длинным периодом осцилляции (5.9

монослоёв) обусловлена РККИ-взаимодействием, тогда как для компоненты с коротким периодом осцилляции (2.8 монослоёв), большое значение имеют квантовые состояния.

1.3.2. Зависимость обменного взаимодействия в системах Co/Cu от температуры

Заслуживающей внимание проблемой в физике магнитных явлений является зависимость косвенного обменного взаимодействия в многослойных структурах между ферромагнитными слоями от температуры. Изменение магнитных и электронных свойств различных слоёв системы может вносить различный вклад в температурную зависимость магнитных свойств и обменного взаимодействия изучаемого образца.

Влияние немагнитной прослойки на температурную зависимость обменного взаимодействия было рассмотрено в работе [135] на основе однозонной модели. В этой работе было показано, что основным фактором, определяющим изменение энергии обменного взаимодействия с температурой, является скорость Ферми в экстремальных точках поверхности Ферми немагнитной прослойки. Получена формула для константы обменного взаимодействия:

$$J(T) = J_0(T/T_0)/\sinh(T/T_0), \quad (4)$$

где J_0 – константа взаимодействия при температуре, равной 0 Кельвин, а T_0 – характеристическая температура, равная:

$$T_0 = \hbar v_F / 2\pi k_B t_S, \quad (5)$$

где t_S – толщина немагнитной прослойки и v_F – скорость Ферми соответствующих электронов.

Для меди скорость Ферми электронов в экстремальном сечении с наименьшей площадью равна 0.67×10^8 см/с, которое приводит к $T_0 = 1020$ К. При экспериментальном исследовании температурной зависимости межслойного обменного взаимодействия систем Co/Cu/Co, полученных испарением, было обнаружено, что она подчиняется приведённой выше формуле. Однако значение

T_0 оказалось намного меньше, чем теоретическое: $T_0 = 99$ К в первом антиферромагнитном пике и 85 К во втором антиферромагнитном пике [136].

В работе [137] при исследовании магнитных свойств систем NiFe-CoFe/Cu/CoFe было учтено также дополнительное слагаемое обмена, представляющее собой обменное взаимодействие типа “orange-peel”, которое линейно зависит от температуры. Следует отметить, что система NiFe-CoFe/Cu/CoFe имела закреплённый на слое иридий-марганец (IrMn) слой CoFe, который определял вклад orange-peel компоненты в поле взаимодействия. Тогда как обменное взаимодействие определялось свободным слоем CoFe-NiFe. Таким образом, указанная структура образцов позволяла разделить соответствующие вклады во взаимодействие.

Полученная зависимость обменного взаимодействия от температуры соответствовала формуле $J(T) = J_0(T/T_0)/\sinh(T/T_0)$, однако, как и в работе [137] полученное значение характеристической температуры и скорости Ферми было значительно ниже теоретического: $T_0 = 89 - 92$ К для образцов с различной толщиной слоёв. Эти факты указывали на то, что на зависимость обменного взаимодействия от температуры влияют дополнительные факторы, например, изменение свойств ферромагнетика или неучтённые особенности немагнитного слоя [137].

Для объяснения сильной зависимости межслойного обменного взаимодействия от температуры в системах с медной прослойкой в работе [138] была использована теория квантовых состояний. В соответствии с этой теорией обменное взаимодействие, наблюдаемое между магнитными слоями через прослойку, определяется разницей степеней связи (confinement) носителей заряда спин-ап и спин-даун в квантовой яме немагнитной прослойки. Проблема, рассмотренная авторами работы, заключалась в том, как влияет изменение уровня Ферми на обменное взаимодействие. В рамках РККИ-теории (слабая связь) и модели бесконечно глубокой квантовой ямы (сильная связь) показано, что обменное взаимодействие не зависит от энергии Ферми, но для описания

реальных систем необходимо рассматривать промежуточный случай, в котором квантовая яма имеет ограниченную глубину.

Расчёты обменного взаимодействия были проведены в работе [138] для системы Co/Cu(001) на основе обобщения метода спиновых токов применительно к многоорбитальной зонной структуре. В результате было найдено, что температурная зависимость обменного взаимодействия определяется величинами $(\partial k_{\perp}/\partial E)$ и $(\partial \psi/\partial E)$, то есть производными по энергии волнового вектора $k_{\perp}(E)$, перпендикулярного поверхности Ферми, и фазы плотности состояний $\psi(E)$ (рис. 12, а).

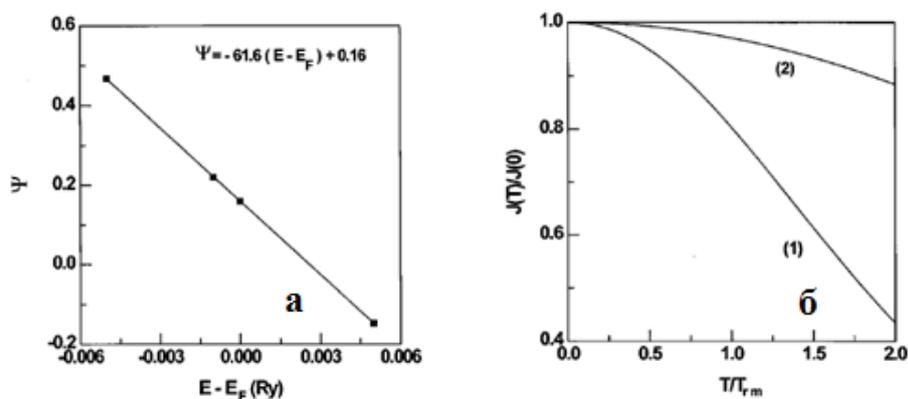


Рис. 12. (а) Зависимость фазы от энергии доминантного вклада в обменное взаимодействие Co/Cu(001), соответствующего экстремальному сечению поверхности Ферми с наименьшей площадью. Точками обозначены рассчитанные значения; (б) Сравнение полной температурной зависимости обменного взаимодействия в Co/Cu(001), рассчитанного с учётом зависимости фазы от энергии (1), с обычной температурной зависимостью РККИ (2) [138].

Первая из производных $(\partial k_{\perp}/\partial E)$ зависит от свойств поверхности Ферми и предопределяет вклад в температурную зависимость обменного взаимодействия немагнитной прослойки. Вторая производная $(\partial \psi/\partial E)$ зависит от степени связи дискретных электронных состояний в квантовой яме и от положения уровня Ферми. Для системы Co/Cu(001) она $(\partial \psi/\partial E)$ имеет большую величину для волновых векторов экстремального сечения Ферми с наименьшей площадью. Величина, оценённая из вычислений, равна $(\partial \psi/\partial E) = -61.6 \text{ Ry}^{-1}$ (рис. 12. а). Это приводит к значительно более выраженной температурной зависимости

обменного взаимодействия по сравнению с полученной зависимостью из теории РККИ-взаимодействия (рис. 12. б).

На макроскопическом уровне описанный выше эффект проявляется в зависимости комплексной величины отражения r_{σ} на границах раздела от температуры. Влияние интерфейса также проявляется в уменьшении спиновой асимметрии отражения $\Delta r = r_{\uparrow} r_{\downarrow}$ при увеличении температуры [139] (r_{\uparrow} – коэффициент отражения для спин-ап электронов).

Возникновение спиновых волн в ферромагнитных слоях при повышении температуры и их взаимодействие также приводят к ослаблению межслойного обменного взаимодействия, как было найдено в работах [139 – 141].

При измерении и анализе спектров ферромагнитного резонанса для систем $\text{Ni}_7\text{Cu}_n/\text{Co}_2/\text{Cu}(001)$ в работе [141] была определена температурная зависимость обменного взаимодействия между слоями Co и Ni от температуры. Сравнение полученных результатов и значений, рассчитанных с учётом спиновых волн и без них, позволило авторам работы сделать вывод, что в данной системе температурная зависимость обменного взаимодействия на 75 % определяется магнонами и на 25 % – немагнитной прослойкой. При исследовании различных образцов было также обнаружено, что если температура Кюри превышает 1000 К, то спиновые волны не сильно влияют на свойства системы при комнатной температуре, а в том случае, когда температура Кюри меньше 700 К, они становятся основной причиной уменьшения обменного взаимодействия при увеличении температуры. Последующие исследования межслойного обменного взаимодействия в системах Ni/Cu/Co, Ni/Cu/Ni и Fe/V (V – ванадий) с низкой температурой Кюри, равной 305 К для (Fe/V) также показали, что спиновые волны определяют их температурную зависимость межслойного обменного взаимодействия [142].

В целом, как показывают проведённые к настоящему времени исследования, температурная зависимость обменного взаимодействия многослойных систем обусловлена магнитными свойствами немагнитной прослойки, магнитного слоя и границ раздела между ними. Для того чтобы

правильно оценить, какой из этих вкладов преобладает, необходимы комплексные, подробные исследования зависимости магнитных свойств систем от толщины и температуры.

Выводы к разделу 1.3.

1. В многослойных и трёхслойных системах Co/Cu присутствует косвенное антиферромагнитное взаимодействие между верхним и нижним слоями кобальта через медную прослойку. Константа обменного взаимодействия немонотонно зависит от толщины и имеет осциллирующий, знакопеременный вид. Период осцилляций межслойного обменного взаимодействия определяется радиусами экстремальных сечений поверхности Ферми: $L = 2\pi/q_{\perp}$.

2. На свойства обменного взаимодействия оказывают влияние квантовые размерные эффекты.

3. Следует отметить, что в ранее проведённых исследованиях влияние температуры на поведение трёхслойных систем Co/Cu/Co в магнитном поле не изучалось. Поэтому в данной работе были проанализированы зависимости формы петли гистерезиса и поля насыщения образцов Co/Cu/Co от температуры.

Глава 2. Изучаемые образцы и методика проведения эксперимента

2.1. Изучаемые образцы

2.1.1. Fe/ПДФ/Fe

В представленной работе изучены особенности магнитополевого поведения систем с полидифениленфталидом. Указанный материал характеризуется уникальными физическими свойствами. В зависимости от различных методов синтеза он имеет молекулярную массу, находящуюся в диапазоне порядка 50000 – 70000 г/Моль. Средняя длина молекулы полидифениленфталида составляет 100 – 150 нм. Одна из особенностей указанного материала заключается в том, что он характеризуется высокой растворимостью в различных органических веществах. Для изготовления плёнок, как правило, используется раствор полимера в метиленхлориде или циклогексаноне. Следует отметить, что при комнатной температуре и атмосферном давлении проводимость полимера мала и сравнима с проводимостью диэлектриков. Электронные параметры полидифениленфталида следующие: ширина запрещённой зоны составляет ~ 4.3 эВ, а первый потенциал ионизации равен 6.2 эВ [39].

Исследуемые образцы Fe/ПДФ/Fe были изготовлены в Институте физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН к. ф.-м. н. Воробьёвой Н. В. Синтез полимерных слоёв полидифениленфталида был осуществлён при помощи метода центрифугирования (рис. 13). Для того чтобы получить слой необходимой толщины, были использованы полимерные растворы в циклогексаноне с различной концентрацией. В работе [39] было экспериментально получено, что плёнки полидифениленфталида с толщинами от 10.0 нм до 3.0 мкм можно изготовить при изменении концентрации растворов от 1 до 10 % п. п.

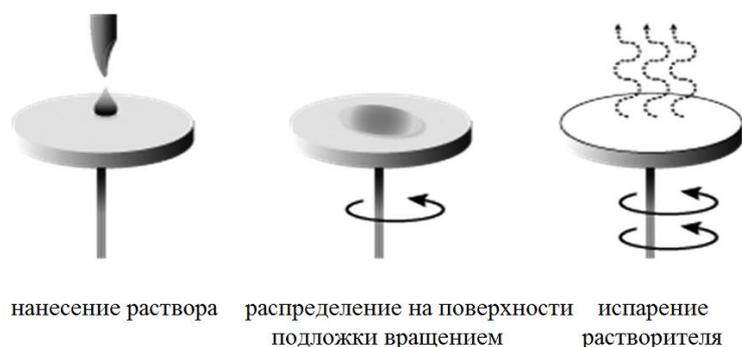


Рис. 13. Процессы центрифугирования полимерных пленок [143].

Слои железа напылялись с помощью вакуумного термодиффузионного напыления. В качестве подложки использовалось стекло. Толщина слоёв железа принимала значения от 14 нм до 50 нм (нижний слой - Fe₁, верхний слой - Fe₂), а полимерного - полидифениленфталида - от 6 нм до 35 нм. Было получено десять образцов с разной толщиной слоёв Fe и ПДФ. Толщина слоёв контролировалась с помощью интерферометра МП-4М, а также атомно-силового микроскопа. Ширина и длина образцов были равны 7 и 10 мм. Приповерхностные и объёмные петли гистерезиса были измерены в плоскости образца. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль длинной и короткой стороны (D1- и D2-направления, соответственно). Все измерения были проведены при комнатной температуре (300 К) на открытом воздухе.

2.1.2. Co/Gd/Co

В проведённом исследовании были изучены трёхслойные тонкоплёночные структуры Co/Gd/Co, которые были изготовлены в УРФУ, в отделе магнетизма твёрдых тел Научно-исследовательского института физики перспективных материалов Лепаловским В. Н и Сваловым А. В. Для создания образцов применялось ионо-плазменное магнетронное распыление. Перед напылением плёнки на очищенную подложку из стекла Corning 2845 наносился слой тантала толщиной 5.0 нм. Мишени Ta, Co и Gd, использовавшиеся для создания образцов, имели хорошее качество и высокий процент металла. Подложка имела значение шероховатости 0.5 нм, которое было намного меньше толщины плёнки. Кроме

того, для защиты образцов от возможного окисления в атмосферных условиях были напылены слои тантала, толщина которых равна 5.0 нм. При напылении плёнки использовался газ аргон, давление которого было порядка 3.8×10^{-3} мбар, также было приложено магнитное поле, равное 250 Эрстед, параллельно длинной стороне образцов для создания наведённой одноосной магнитной анизотропии. Размеры образцов были следующие: 5 мм – ширина и 7 мм – длина. Толщины кобальтового слоя были равны 5.0 нм, а гадолиния варьировались от 0.1 до 9.0 нм. Всего изучалось шесть образцов с толщинами гадолиния, равными 0.1, 1.0, 3.0, 4.6, 6.0 и 9.0 нм. Время и скорость напыления для каждого материала определяли толщину получаемого слоя. Для образцов Co/Gd/Co скорость напыления слоёв для Co была порядка 2.6 нм/мин, а для Gd – 2.8 нм/мин, соответственно. Скорость напыления буферного подслоя и верхнего слоя Ta была равна 11.0 нм/мин. Кроме того, общая толщина образцов была оценена А. В. Сваловым на атомно-силовом микроскопе. Полученные разными методиками результаты отличались не более, чем на 5 %.

При измерении магнитооптических спектров были использованы образцы, ширина и длина которых равны 10 мм, а при измерении объёмных магнитных характеристик – 5 мм. Изменение размеров образцов было необходимо для того, чтобы поместить образцы в криостат и измерить их свойства при низких температурах. При этом ось лёгкого намагничивания каждого из изучаемых образцов вдоль одной из его сторон была найдена по результатам измерений петель гистерезиса на вибрационном магнитометре.

При комнатной температуре петли гистерезиса исследовались как для образцов с линейными размерами, равными 10×10 мм, так и 5×5 мм для того, чтобы определить влияние размеров на магнитные характеристики. Внешнее магнитное поле прикладывалось в двух направлениях в плоскости образцов. Первое направление было параллельно магнитному полю величиной 250 Эрстед, которое было приложено при напылении образцов (направление D1), а второе — перпендикулярно D1 (направление D2).

2.1.3. Co/Cu/Co

Изучаемые в диссертационном исследовании трёхслойные тонкие пленки Co/Cu/Co были изготовлены методом магнетронного распыления. Образцы получены Сваловым А. В в Испании, в университете Бильбао. Подложка очищалась перед напылением. Её поверхность имела значение шероховатости, не превышающее 0.5 нм. Чтобы защитить плёнки от окисления, на подложку вначале наносился слой тантала толщиной 5.0 нм. После этого при комнатной температуре последовательно и поочередно напылялись слои кобальта и меди. В конце напыления на слой кобальта был нанесён слой тантала толщиной 5.0 нм. В процессе напыления плёнок применялся инертный газ аргон, давление которого было порядка 3.8×10^{-3} мбар. Следует отметить, что для образцов была создана наведённая магнитная анизотропия. Для этого образцы помещались в магнитное поле величиной 250 Эрстед вдоль одной из сторон. Скорость напыления составляла 0.4 нм/с для Co и 0.3 нм/с для Cu. Данные величины позволяют рассчитать время, которое необходимо для напыления слоя, имеющего требуемую толщину. Толщина слоя кобальта, как верхнего, так и нижнего, для всех образцов была равна 5.0 нм. Слой меди имел толщину от 0.5 нм до 4.0 нм для разных образцов. Шаг изменения толщины слоя меди составлял 0.2 нм. В более ранних исследованиях в лаборатории магнитооптики кафедры магнетизма физического факультета МГУ Шалыгиной Е. Е. и Харламовой А. М. было обнаружено, что образцы, имеющие толщину медного слоя, равную 1.4, 2.2 и 3.4 нм, при комнатной температуре проявляют антиферромагнитный характер обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями через прослойку меди. Учитывая этот факт, указанные выше образцы были использованы в измерениях при низких температурах. Кроме того, для сравнения дополнительно был исследован образец с толщиной слоя меди, равного 4.0 нм.

При выполнении низкотемпературных измерений линейные размеры образцов были равны 5×5 мм из-за особенностей криостата.

Следует отметить, что для всех указанных выше образцов (Fe/ПДФ/Fe, Co/Gd/Co и Co/Cu/Co) характерна высокая воспроизводимость результатов с течением времени. В частности, погрешность данных, полученных в разное время, не превышает 5%.

2.2. Методика проведения исследований

2.2.1. Сканирующая силовая микроскопия

Атомная силовая микроскопия была использована для исследования морфологии поверхности Fe₁/ПДФ/Fe₂ образцов. Она проводилась с использованием кантилевера “Эталон” на частоте, равной 223 кГц. Атомная силовая микроскопия позволяет изучать свойства поверхности металлов, полупроводников и диэлектриков [144].

Атомно-силовой микроскоп (АСМ) измеряет силу взаимодействия между атомами острого зонда, радиус которого составляет несколько десятков нанометров, и атомами поверхности изучаемого материала.

Главным физическим принципом, на основе которого работает АСМ, является зависимость энергии Ван-дер-Ваальса между двумя атомами, расстояние между которыми равно r . Эту зависимость обычно аппроксимируют с помощью потенциала Леннард-Джонса. На малых расстояниях между атомами могут действовать силы, возникающие в результате отталкивания ядер. В отличие от единичных атомов, измерительный зонд взаимодействует с изучаемым образцом более сложным образом, но вид соотношения между потенциалом и расстоянием сохраняется как и для двух атомов. Получение изображений рельефа поверхности на атомно-силовом микроскопе связано с регистрацией небольших деформаций упругой консоли (кантилевера) датчика зонда, который может регистрировать указанные выше силы взаимодействия и при перемещении вдоль образца он фиксирует особенности рельефа поверхности. Атомно-силовые микроскопы могут измерять силы в диапазоне 10^{-8} – 10^{-13} Н и ниже, соответствующие взаимодействию между атомами. В конструкциях АСМ, которые были

изготовлены определённым образом, регистрируемые значения силы способны достигать сверхмалых значений вплоть до $5 \cdot 10^{-18}$ Ньютон.

Для проведения зондирования атомно-силовым микроскопом поверхности образца необходима тоненькая иголка с длиной не более нескольких микрометров и диаметром, не превышающим 10 нм. На рисунке 14 изображена схема зондового датчика, который применяется в АСМ. Он состоит из кремниевого чипа (1), кантилевера (2) и иглы (3), расположенной на его свободном конце.

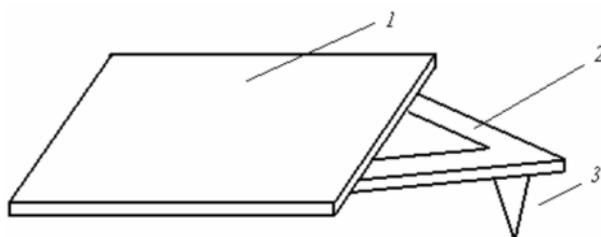


Рис. 14. Схема расположения кантилевера и зонда [144].

Сила, которая действует между поверхностью образца и иглой приводит к возникновению изгибов кантилевера. Специализированный датчик регистрирует, на какую величину отклоняется кантилевер при перемещении иглы над поверхностью образца. Измерение положения кантилевера можно измерить различными методами, например такими как тензодатчик, интерферометрия или оптико-позиционная схема.

Изображения поверхности образцов, полученные на АСМ, были обработаны в программе “Nova”, специально предназначенной для данной модели измерительного оборудования. С её помощью рассчитывались значения высоты шероховатости поверхности образцов R_a . Для этого выбирался профиль, вдоль которого суммировались значения шероховатости в различных точках и затем усреднялись. Также была построена трёхмерная форма рельефа поверхности.

Равновесное распределение намагниченности вблизи поверхности образцов, также называемое приповерхностной магнитной структурой, для трёхслойных $Fe_1/ПДФ/Fe_2$ структур исследовалось на магнитно-силовом микроскопе. Сканирующий зондовый микроскоп «Smena-A», платформа «Solar» компании NT-

МДТ (г. Зеленоград), применялся для проведения исследований в полуконтактном режиме. Для исследований применялись кремниевые магнитные кантилеверы MFM 01(зонды) на частоте 55 кГц с CoCr покрытием.

2.2.2. Магнитооптические методы исследования

2.2.2.1. Магнитооптическая установка

Приповерхностные кривые намагничивания изучаемых образцов измерялись на магнитооптическом магнитометре, изготовленном профессором Шалыгиной Е. Е. на основе микроскопа МИС-11. Блок-схема показана на рис. 15.

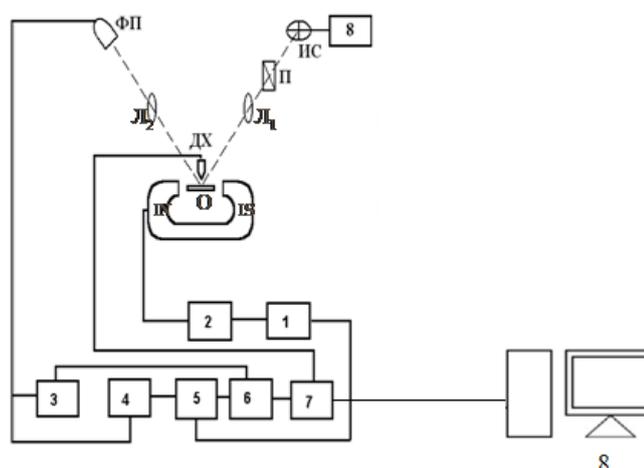


Рис. 15. Блок-схема магнитооптического магнитометра.

- | | |
|--|----------------------|
| (1). Генератор звуковых частот ГЗ-102 | (О). образец |
| (2). Усилитель мощности УМ-50 | (ИС). источник света |
| (3). Микровольтметр постоянного тока В2-11 | (П). поляризатор |
| (4). Селективный усилитель У2-8 | (Л1). первая линза |
| (5). Синхронный детектор СД-1 | (ДХ). датчик Холла |
| (6). - Блок деления | (Л2). вторая линза |
| (7). - Аналого-цифровой преобразователь Е-24 | (ФП). фотоприёмник |
| (8). - Блок питания лампы | |

Магнитооптическая установка работает следующим образом. Образец *O* помещается между полюсами электромагнита. Источник в виде лампы К-12, подключённой к стабилизированному источнику питания, создаёт световое излучение, которое проходит через поляризатор (*П*). После этого поляризованный свет, сфокусированный при помощи линз микроскопа, попадает на образец под углом 45° . Диаметр полевой диафрагмы, размещённой в первом тубусе микроскопа, устанавливает размер локальной области поверхности исследуемого образца. Масштаб увеличения микроскопа можно регулировать. При изменении масштаба увеличения микроскопа диаметр пятна света, падающего на образец, может изменяться от единиц миллиметров до десятков микрометров.

Свет, отражающийся от образца, собирается системой линз *L2* в плоскости изображения второго тубуса микроскопа. Свет попадает на детектор излучения *ФП* (фотоприёмник). В качестве фотоприёмника был использован германиевый фотодиод. После того, как свет попал на фотодиод, на нём образуется электрический ток, который поступает в систему фотообработки. Полученный сигнал пропорционален интенсивности падающего света.

В исследовании был применён метод регистрации магнитооптических сигналов, основанный на модуляции отражённого света. Следует отметить, что его чувствительность превышает чувствительность статического метода приблизительно на 2 – 3 порядка.

Основные принципы измерений кривых намагничивания на магнитооптическом магнитометре заключаются в следующем. Переменное магнитное поле, которое имеет частоту $f = 80$ Гц, прикладывается к образцу. Магнит, создающий магнитное поле, питается от генератора звуковых частот ГЗ-102 (1). Под воздействием периодически варьируемого внешнего магнитного поля намагниченность изучаемого участка поверхности изменяется. Интенсивность света, который отражается от образца, начинает периодически изменяться с частотой переменного магнитного поля, так как на неё влияет экваториальный эффект Керра. После отражения от образца свет попадает на фотоприёмник, с выхода которого электрический сигнал поступает для обработки.

Величина U_{\sim} измеряется с помощью лампового микровольтметра В2-11 (3), а U_{\sim} – усилителем - преобразователем У2-8 (4), соединённым с синхронным детектором СД-1 (5). Синхронный детектор необходим для того, чтобы отфильтровать сигналы, отличающиеся от опорного, зарегистрировать и вычислить значение поступившего на прибор сигнала. После прохождения микровольтметра и синхронного детектора сигналы регистрируются блоком деления (6). На блоке деления возникает сигнал, пропорциональный $\Delta I/I_0$, который обрабатывается аналого-цифровым преобразователем (АЦП) Е-24 (7). Также на АЦП поступает напряжение, пропорциональное магнитному полю, которое присутствует в зазоре электромагнита. Для измерения величины данного магнитного поля применяется датчик Холла (ДХ). АЦП оцифровывает аналоговые сигналы, которые регистрируются персональным компьютером (8). Компьютерная программа позволяет обрабатывать и анализировать измеряемые данные. Образцы, установленные на столе, используются для проведения измерений.

Образцы, установленные на столе микроскопа, вместе с электромагнитом, могут перемещаться в двух направлениях. Перемещение осуществляется микроподачами на столике микроскопа. Погрешность при установке образца не превышает 5 мкм. Свет поляризуется призмой Глана-Томсона с высокой точностью. Углом поляризации можно управлять при помощи лимба на призме с точностью до 0.5 градусов.

Характеристики, которыми обладает магнитооптическая установка для измерения приповерхностных магнитных свойств:

- наименьшее относительное изменение интенсивности света составляет $5 \cdot 10^{-5}$;
- наименьший диаметр исследуемой локальной области образца равен 20 мкм.

Петли гистерезиса и кривые намагничивания исследуемых тонкоплёночных систем определялись косвенным методом на описанной выше измерительной

установке. Для этого был измерен экваториальный эффект Керра (ЭЭК), пропорциональный магнитному полю. В этом случае поле прикладывается к образцу перпендикулярно плоскости, в которой падает свет, и параллельно его поверхности.

Внешнее магнитное поле H при измерениях локальных приповерхностных характеристик изучаемых структур было направлено вдоль его сторон. В частности, одно из направлений, получившее название D1, совпадало с осью лёгкого намагничивания, а второе, названное D2, было перпендикулярно ему.

Для построения кривой намагничивания измерялась зависимость ЭЭК от величины магнитного поля $\delta(H)/\delta_S \propto M(H)/M_S$ (δ_S – значение ЭЭК при $M = M_S$, где M_S – намагниченность насыщения) при циклическом перемагничивании образца. Так как величина экваториального эффекта Керра прямо пропорциональна магнитному полю, то, зная полевою зависимость $\delta(H)$, можно определить петлю гистерезиса. Под намагниченностью насыщения подразумевается величина намагниченности, достигаемая при техническом насыщении образца, то есть последующее увеличение поля приводит к слабому линейному росту намагниченности.

Полученные петли гистерезиса и кривые намагничивания обрабатывались в программе Origin на компьютере. Были рассчитаны коэрцитивная сила, H_C , и поле насыщения, H_S . При намагничивании образца он может достичь намагниченности насыщения. В данном случае, так как образец измеряется в слабом магнитном поле, то в качестве намагниченности насыщения можно принять величину максимальной намагниченности. Величина магнитного поля, соответствующего намагниченности насыщения, называется полем насыщения. Её можно определить с хорошей точностью при обработке петель гистерезиса. Магнитное поле, в котором намагниченность достигает 98 % намагниченности насыщения, можно принять в качестве поля насыщения. В качестве коэрцитивной силы была принята величина магнитного поля, приложенного к образцу, при которой намагниченность обращалась в ноль.

2.2.2.2. Магнитооптический спектрометр

Магнитооптические свойства описанных образцов Co/Gd/Co и Fe/ПДФ/Fe изучались путём измерения магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра (ЭЭК) при комнатной температуре при изменении энергии квантов падающего света от 0.5 до 4.2 эВ. Используемый магнитооптический спектрометр был разработан на основе монохроматора ДМР-4. Его блок-схема с нумерацией каждого прибора, входящего в состав установки, показана на рисунке 16 [145].

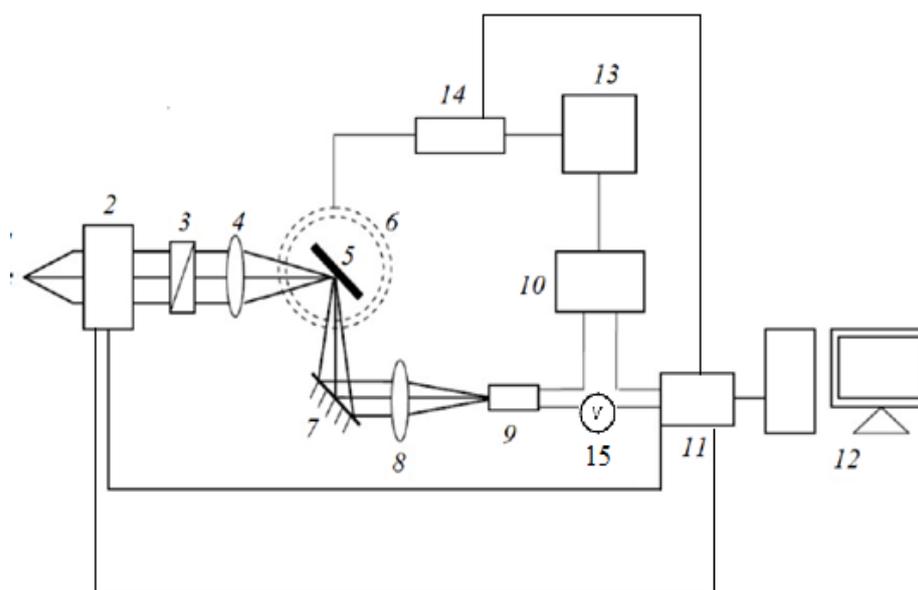


Рис. 16. Блок-схема спектральной установки, собранной на базе монохроматора ДМР-4 [146]. (1). Галогеновая лампа. (2). Монохроматор. (3). Поляризатор. (4), (8). Линза. (5). Образец. (6). Электромагнит. (7). Зеркало. (9). Фотоприёмник (ФЭУ или PbS). (10). Селективный усилитель-преобразователь. (11). АЦП. (12). ПК. (13). Звуковой генератор. (14). Усилитель. (15). Вольтметр.

Магнитное поле H прикладывалось в плоскости тонкоплёночных систем и параллельно длинной стороне образца. Значение H превышало поле насыщения, H_s , образцов. Измерения ЭЭК осуществлялись с помощью квазидинамического метода регистрации магнитооптических сигналов. В этом случае образец перемагничивается переменным магнитным полем низкой частоты, что обуславливало модуляцию значения ЭЭК. Это позволяет использовать методику

синхронного детектирования магнитооптических сигналов и существенно повышает чувствительность установки.

Процесс измерения экваториального эффекта Керра происходит следующим образом. Свет, который исходит от галогеновой лампы, пролетает сквозь двойной монохроматор ДМР-4. Входная и выходная щели данного монохроматора имеют регулируемую ширину. Благодаря этому возможно изменять значение интенсивности проходящего пучка света. Длину волны пропускаемого света можно установить с помощью барабана на монохроматоре, который соединяется с потенциометром многооборотным. Каждая позиция вращаемого барабана соответствует определённому значению сопротивления многооборотного потенциометра. Таким образом, если измерить сопротивление потенциометра, то можно рассчитать длину волны света. Затем, пройдя потенциометр, свет проходит через устройство, которое поляризует его. Это устройство называется призмой Глана (3). Она отбирает Р-компоненту света с линейной поляризацией (вектор E находится в плоскости падения света) из монохроматического света. После того, как произошла поляризация прошедшего света, он собирается линзой, обозначенной на схеме (4), и в конце своего движения падает на поверхность исследуемого образца (5).

Образец, который был исследован, наклеивается на специальную подставку. После установки образца он с помощью электромагнита (6) перемагничивается переменным магнитным полем, которое направлено параллельно поверхности образца, отражающей свет, и перпендикулярно плоскости, в которой свет падает. Частота переменного тока в электромагните задаётся генератором звуковой частоты GAG-810 (13) при помощи усилителя мощности 100У-101 (14). Это перемагничивание приводит к тому, что интенсивность отражаемого света модулируется. При этом частота модуляции равна той частоте, с которой изменяется переменное магнитное поле. Эта частота составляет 30 Гц. После того как пучок света отразился от образца, он падает на зеркало (7). А после отражения на зеркало он направляется на линзу, которая обозначена на схеме (8). Свет, который был отражён от образца и сфокусирован линзой, регистрируется

приёмником света или фотоприёмником (9). Для фотоприёмника был использован фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Чувствительность его спектральной области находится в диапазоне от 1.5 до 4.5 эВ. В другом диапазоне, а именно от 0.5 до 1.7 эВ, использовалось фотосопротивление PbS, улавливающее световой сигнал. Когда проводят измерения с фотосопротивлением PbS, то световой луч модулируется вентилятором, лопасти которого вращаются с частотой, равной 30 Гц.

Два стабилизированных выпрямителей ТЭС, которые соединены последовательно друг с другом, питают лампу. ФЭУ и PbS получают энергию от источников постоянного тока Б5-24 и Б5-49.

После того, как фотоприёмник принял пучок света, на его выходе создаются две различных компоненты сигнала, которые обозначаются как постоянная $I_{\text{пост}}$ и переменная $I_{\text{пер}}$. Постоянная компонента сигнала пропорциональна значению интенсивности света, который был отражён, а вторая – вариации его интенсивности, возникающей в процессе перемагничивания образца. Для измерения значения $I_{\text{пост}}$ (постоянного напряжения) применяется обычный вольтметр (15). Переменная компонента обрабатывается при помощи селективного усилителя-преобразователя (10). Для ФЭУ применяется SR-530, а для УПИ-2 - PbS. После этого данные, которые получены на фотоприёмнике и усилителе, передаются через аналогово-цифровой преобразователь или АЦП (11) на персональный компьютер или ПК (12). Также на другой вход усилителя отправляется опорный сигнал с устройства, представляющего собой генератор переменного напряжения (13), модель GAG-810 (который в том числе питает электромагнит). Вычисление значения ЭЭК происходит согласно следующему соотношению:

$$\delta = I_{\text{пер}}/I_{\text{пост}} 10^{-k}, \quad (6)$$

где k – коэффициент усиления усилителя.

Значение ЭЭК при исследовании спектров измеряется в магнитном поле, которое превышает поле насыщения исследуемого образца H_s . В этом случае δ измеряется при двух значениях амплитуды переменного магнитного поля ($H(M_s)$)

и $H(-M_S)$) и затем находится среднее арифметическое. Измеряются следующие зависимости ($I_0 = I_{\text{пост}}/10^{-k}$):

$$\delta \text{ (энергии квантов света)} = [I_{\text{пер}}(M_S) - I_{\text{пер}}(-M_S)]/2I_0 \{M=M(H)\}, \quad (7)$$

Монохроматор (2) и усилитель (14) также подключены к персональному компьютеру через АЦП. На ПК создано специальное программное обеспечение, разработанное для проведения магнитооптических экспериментов, которое в реальном времени визуализирует данные, поступающие с АЦП, в частности, длину падающего света и его интенсивность, изменение интенсивности отражённого света и амплитуду напряжённости переменного магнитного поля.

Характеристики установки следующие: диапазон энергии квантов падающего света составляет от 0.5 до 4.0 эВ. Величина магнитного поля может достигать 3 кЭ. Для регулировки угла, под которым свет падает на образец, можно фиксировать образцы на различных держателях. Эксперимент, в процессе которого измерялись магнитооптические спектры экваториального эффекта Керра, проводился при комнатной температуре.

2.2.3. Измерения объёмных магнитных характеристик

В основе работы вибрационного магнитометра лежит закон электромагнитной индукции. Образец с магнитным моментом M прикрепляется к кварцевому штоку. Затем шток устанавливается в устройство, которое позволяет соединить его с генератором механических колебаний. Образец начинает двигаться в равномерном осциллирующем движении с частотой ω и амплитудой A . В измерительных катушках, которые находятся вблизи образца, возникает переменное напряжение, которое инициируется магнитным полем исследуемого образца. Это переменное напряжение пропорционально его магнитному моменту [147].

Зная величину электродвижущей силы (ЭДС) в приёмных катушках, можно найти магнитный момент образца. Для этого величину ЭДС в

приёмных катушках необходимо разделить на её число витков N , геометрический фактор $G(r)$ и частоту колебания образца ω .

$$E = \frac{1}{2}MG(r)NA\omega\cos(\omega t) \quad (8)$$

Подробная блок-схема с фотографией вибрационного магнитометра показаны на рисунке 17 [147].

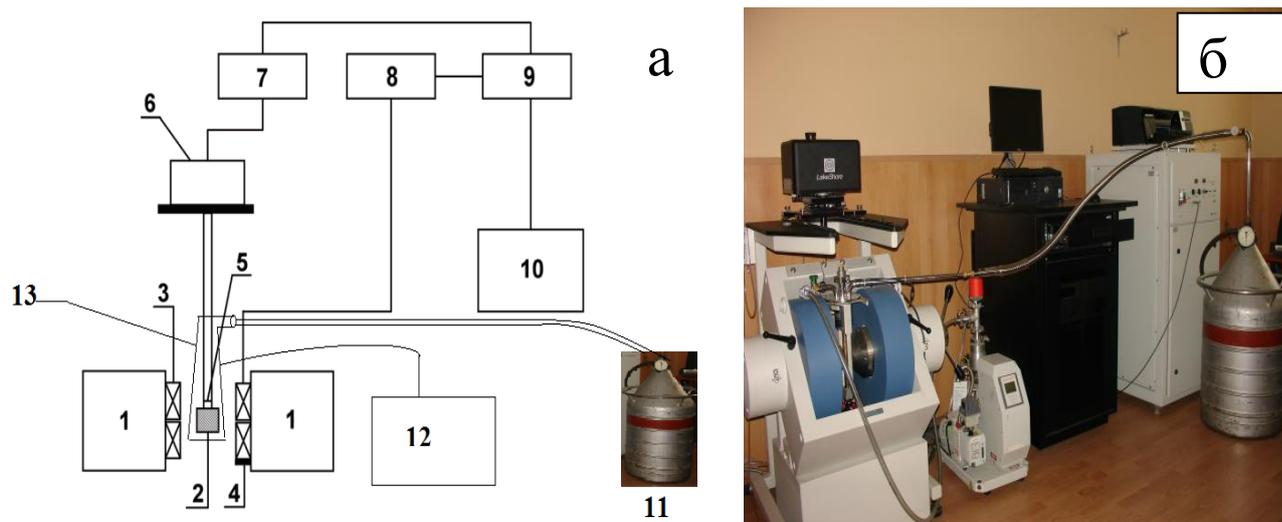


Рис. 17. Блок-схема [147] (а) и фотография вибрационного магнитометра (б).

- | | |
|-----------------------|---|
| (1). Электромагнит | (7). Генератор низкочастотных колебаний |
| (2). Образец | (8). Усилитель |
| (3). Приёмные катушки | (9). Синхронный детектор |
| (4). Датчик Холла | (10). Персональный компьютер |
| (5). Термопара | (11). Сосуд Дюара |
| (6). Вибратор | (12). Насос |
| | (13). Температурная приставка |

Процесс измерения магнитного момента на магнитометре происходит следующим образом. Исследуемый образец (2) необходимо приклеить к кварцевому или стекловолоконному штоку. Диамагнитный вклад от штока в суммарный магнитный момент при таком методе будет практически незаметным. Для того чтобы измерить магнитный момент, перпендикулярный плоскости

плёнки, используется специальный шток с лопаточкой. При включении генератора механических колебаний (6), который получает напряжение от низкочастотного генератора (7), шток с образцом начинает колебаться с частотой 80 Гц [147].

Селективный усилитель (8) необходим для усиления переменного сигнала, получаемого с приёмных катушек. Его амплитуда пропорциональна измеряемому магнитному моменту и измеряется синхронным детектором (9). После этого сигнал оцифровывается и направляется для обработки в персональный компьютер, в результате которой в окне программы появляется значение магнитного момента в етс. Магнитное поле измеряется при помощи датчика Холла (4), а температура определяется с помощью термопары (13). Она подключается при использовании дополнительной температурной приставки при проведении низкотемпературных и высокотемпературных измерений [147].

2.2.4. Анализ экспериментальных погрешностей

К ошибкам, которые возникают в эксперименте, относятся случайные и систематические погрешности.

Первые из них связаны с неточностями применяемой для исследования измерительной установки или из-за вибраций, периодических изменений температуры и т.д. Если проводить измерения несколько раз одного параметра, то можно снизить их влияние. Следует отметить, что в проводимом исследовании случайная погрешность эксперимента была не больше двух процентов.

Систематические ошибки обусловлены следующими причинами:

1. Помехи в измерительной системе. Они возникают из-за электромагнитных возмущений на частоте электрической сети $f = 50$ Гц. Чтобы уменьшить эти помехи, нужно при измерениях использовать другую частоту, например, $f = 80$ Гц. Контроль шумов при проведении измерения экваториального эффекта Керра проводился определением величины магнитооптического эффекта на S-компоненте светового пучка, так как величина экваториального эффекта

Керра на Р-компоненте для гироэлектрических сред больше на два порядка, чем на S-компоненте, а для неё эффект близок к нулю. Для того чтобы измерить величину шумов системы поляризатор поворачивался на 90° от Р- к S-компоненте. Измерения проводились в том случае, если значение δ_S/δ_P было не более 0.001.

2. Нарушения, которые возникают при не очень точной настройке приборов. Среди них можно отметить уровень поляризации света поляризаторов Глана–Томсона. Однако его величина мала и не превышает 10^{-4} . Учитывая этот факт, указанная неточность почти незаметна и ей можно пренебречь. Кроме того, когда задаётся угол падения света, также может возникать неточность, величина которой равна 0.5° (для расчёта этой неточности используется шкала, на которую попадает пучок света после отражения от образца). Известны также следующие неточности. Относительная некогерентность светового пучка – $\Delta E/E=3\cdot 10^{-3}$. Погрешность сходимости падающего света – 1.5° . Ошибка, которая возникает при настройке поляризатора в положение Р-компоненты, – $15'$.

3. Класс точности устройств, применяемых для измерений. Эта погрешность определяется классом точности прибора и не превышает 5 %.

4. Ошибка измерений при использовании индукционного метода, на основе которого устроен вибрационный магнитометр. Данная ошибка составляет 2 – 5 %.

5. Неточность, связанная с воспроизводимостью результатов, находится в пределах 3 – 5 %.

Следует отметить, что в каждом эксперименте суммарная ошибка не превышала 5 %.

Глава 3. Результаты исследования структурных, магнитных и магнитооптических свойств тонкоплёночных систем

Fe/ПДФ/Fe, Co/Gd/Co и Co/Cu/Co.

3.1. Морфология поверхности, магнитные и магнитооптические свойства систем Fe/ПДФ/Fe

Данный раздел содержит результаты исследований магнитных и магнитооптических свойств, а также морфологии поверхности трёхслойных структур Fe/ПДФ/Fe. Было проведено изучение морфологии поверхности Fe/ПДФ/Fe образцов, исследовано и экспериментально проанализировано влияние толщины слоёв систем на их свойства, а также изучены особенности магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра (ЭЭК) Fe/ПДФ/Fe образцов.

3.1.1. Морфология поверхности образцов Fe/ПДФ/Fe

Типичные АСМ, МСМ изображения, наблюдаемые для изучаемых тонкоплёночных $Fe_1/ПДФ/Fe_2$ систем приведены на рисунках, соответственно, 18, 19, 20 и 21.

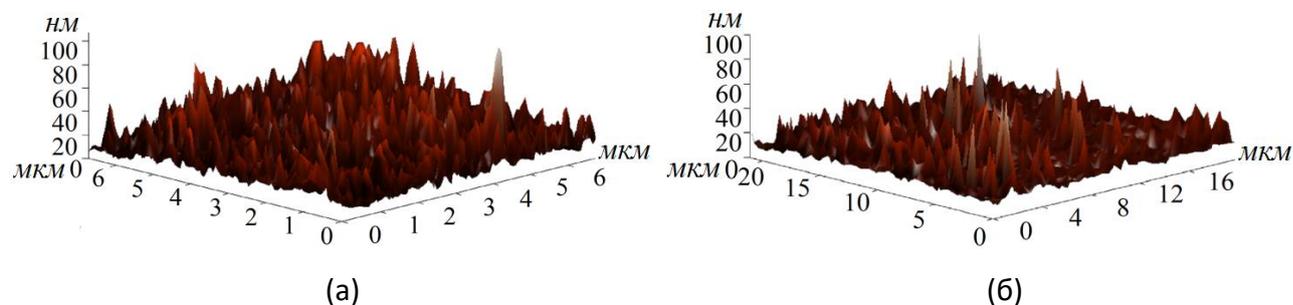


Рис. 18. АСМ изображения трёхмерные, полученные для образцов Fe (16 нм)/ПДФ (20 нм)/Fe (15 нм), $R_a \approx 8$ нм (а) и Fe (30 нм)/ПДФ (13 нм)/Fe (30 нм), $R_a \approx 5$ нм (б) [A1].

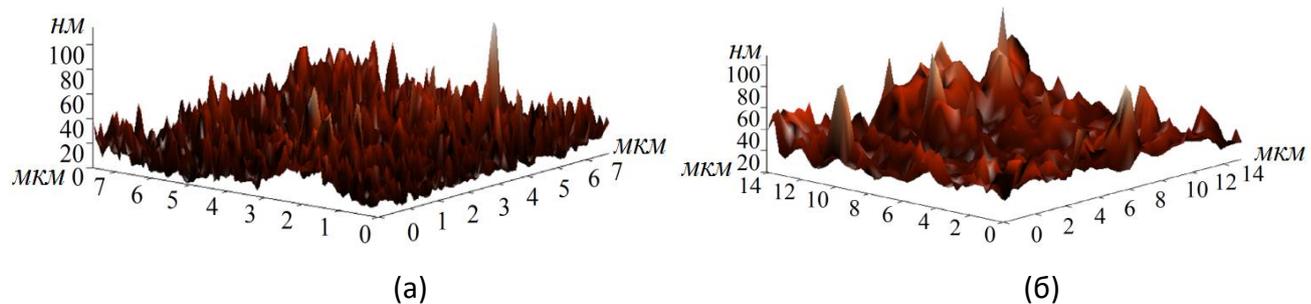


Рис. 19. АСМ изображения трёхмерные, полученные для образцов Fe (16 нм)/ПДФ (10 нм)/Fe (15 нм), $R_a \approx 8$ нм (а) и Fe (17 нм)/ПДФ (10 нм)/Fe (16 нм), $R_a \approx 7$ нм (б) [Т2].

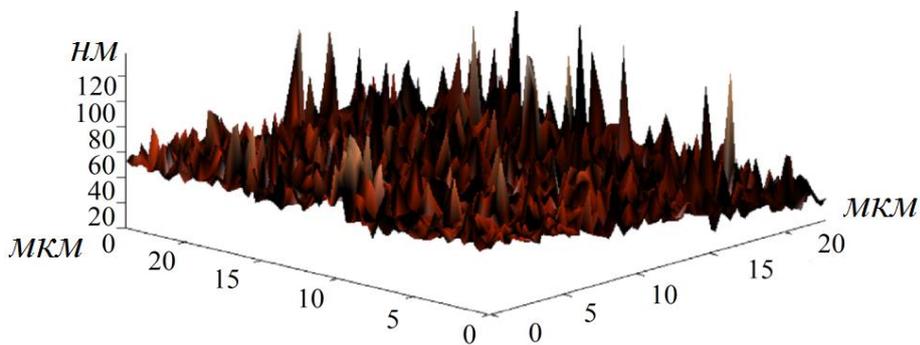
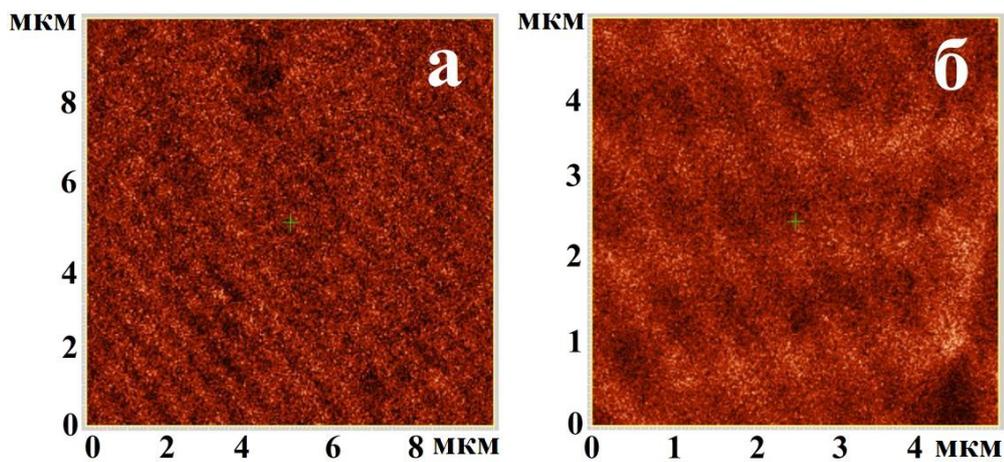


Рис. 20. АСМ изображение трёхмерное, полученное для образца Fe (24 нм)/ПДФ (6 нм)/Fe (16 нм), $R_a \approx 6$ нм [Т2].



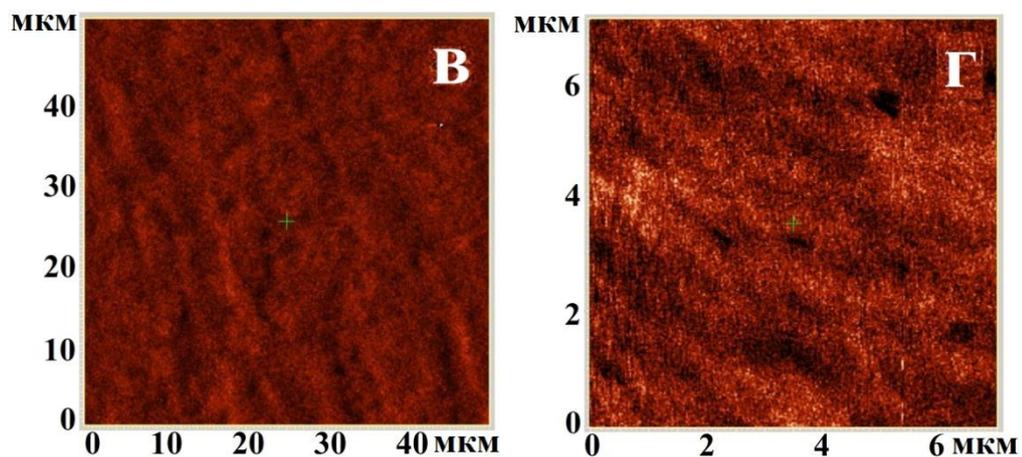


Рис. 21. Изображения доменной структуры, полученные на магнитном силовом микроскопе для образцов Fe (16 нм)/ПДФ (20 нм)/Fe (15 нм) (а, б) и Fe (30 нм)/ПДФ (13 нм)/Fe (30 нм) (в, г) [A1].

Исследование полученных результатов на магнитном силовом микроскопе и атомном силовом микроскопе выявило следующие закономерности. Среднее значение шероховатости, которое обозначено как R_a , трёхслойных Fe/ПДФ/Fe тонкоплёночных структур составляет порядка 5 – 8 нм. При этом происходит уменьшение значения средней шероховатости в том случае, когда увеличивается толщина магнитного слоя. На приведённых изображениях показана доменная структура поверхности образцов. Было найдено, что при увеличении толщины железного слоя образцов от 16 до 30 нм происходит изменение их доменной структуры от полосовой к хаотической.

3.1.2. Магнитные свойства образцов Fe/ПДФ/Fe

Локальные кривые намагничивания, измеренные вблизи поверхности $Fe_1/ПДФ/Fe_2$ систем вдоль направления D1, показаны на рисунке 22.

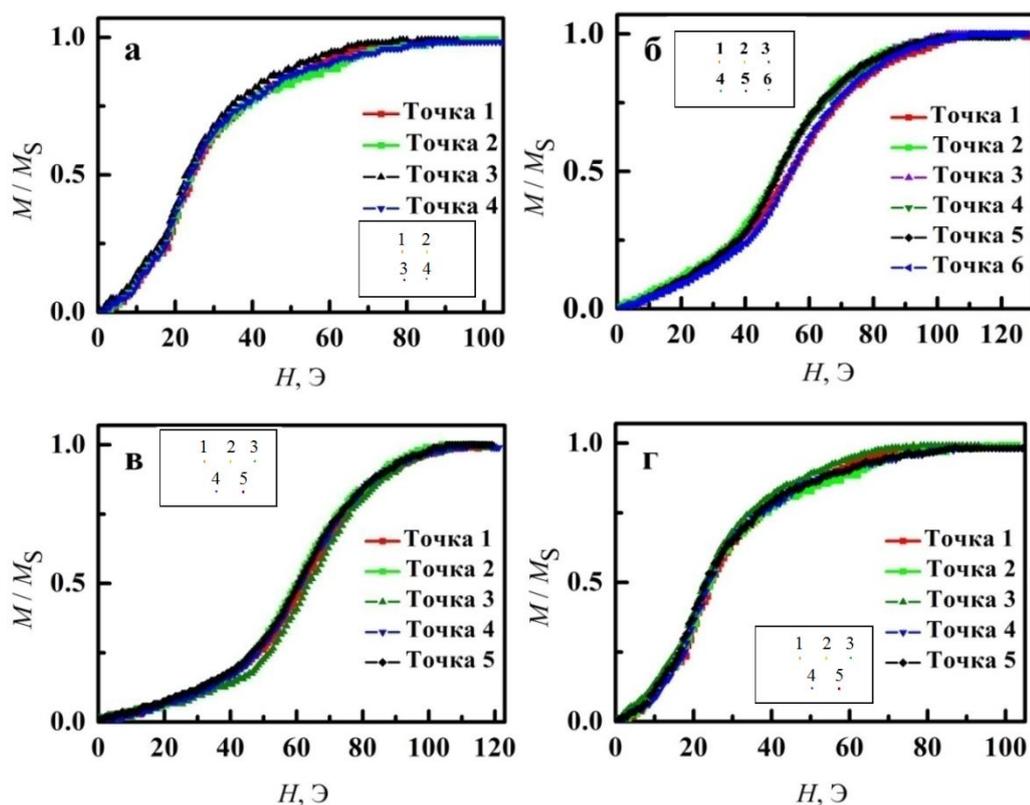


Рис. 22. Локальные кривые намагничивания, измеренные вблизи поверхности образцов $Fe_1/ PD\Phi / Fe_2$ с $t_{Fe1} = 16$ нм, $t_{Fe2} = 15$ нм, $t_{PD\Phi} = 10$ нм; $t_{Fe1} = 24$ нм, $t_{Fe2} = 16$ нм, $t_{PD\Phi} = 28$ нм; $t_{Fe1} = 24$ нм, $t_{Fe2} = 16$ нм, $t_{PD\Phi} = 6$ нм; $t_{Fe1} = 14$ нм, $t_{Fe2} = 50$ нм, $t_{PD\Phi} = 18$ нм (а, б, в, г, соответственно) [A1].

Измерения были проведены в нескольких точках вблизи центра образца. Точки были выбраны случайно, чтобы определить, какое влияние на магнитооптические свойства оказывает выбор области измерения, так как размер изучаемой области образца не превышает 20 нм. Было обнаружено, что в случаях рис. 22 (а), (в) и (г) кривые намагничивания, измеренные в различных точках, совпадают. В случае рис. 22 (б) кривые почти совпадают, но наблюдается небольшое расхождение кривых намагничивания в диапазоне 40 – 60 Э. С ростом магнитного поля скорость повышения намагниченности уменьшается.

При изучении приповерхностных локальных кривых намагничивания было найдено, что разница между значениями локального поля насыщения вблизи поверхности не превышает 10 %.

На рисунках 23 – 30 представлены петли гистерезиса, полученные на вибрационном магнитометре.

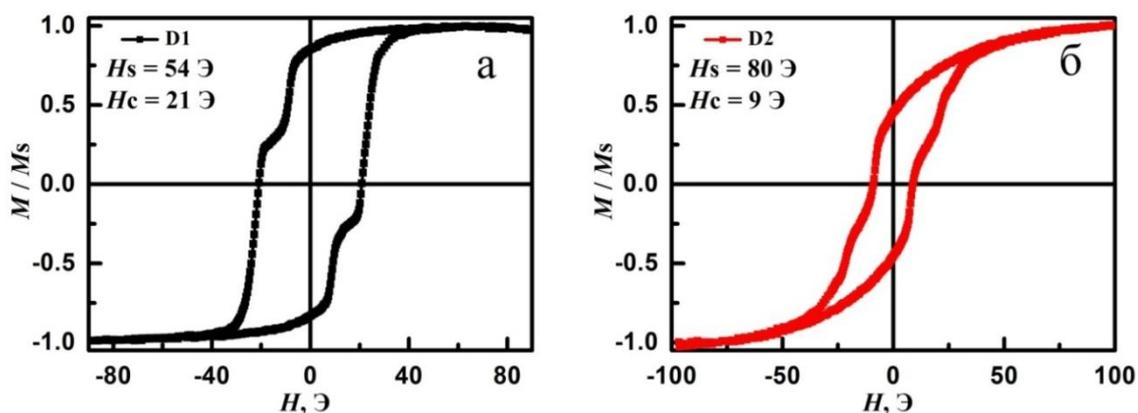


Рис. 23. Петли гистерезиса, измеренные для образца $Fe(16 \text{ нм})/ПД\Phi(10 \text{ нм})/Fe(15 \text{ нм})$ с в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направлений D1 и D2 (а и б, соответственно) [A2].

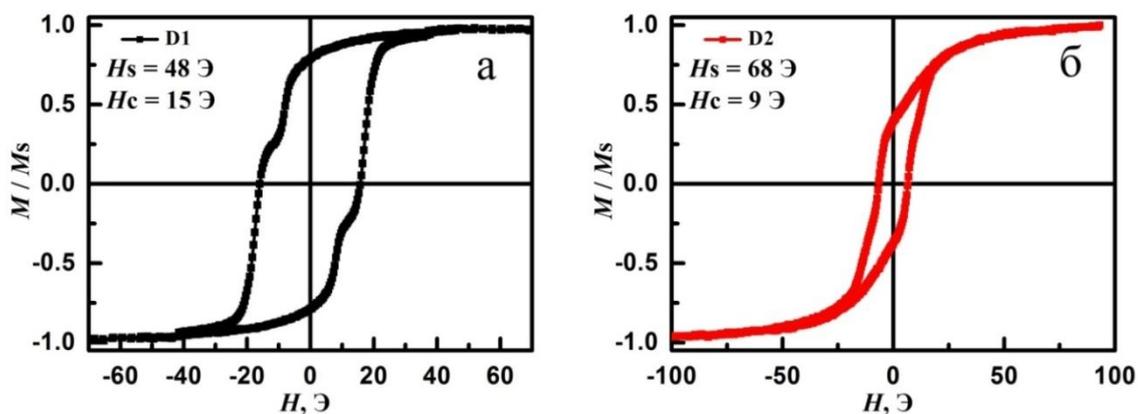


Рис. 24. Петли гистерезиса, измеренные для образца $Fe(16 \text{ нм})/ПД\Phi(20 \text{ нм})/Fe_2(15 \text{ нм})$ в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направлений D1 и D2 (а и б, соответственно) [A2].

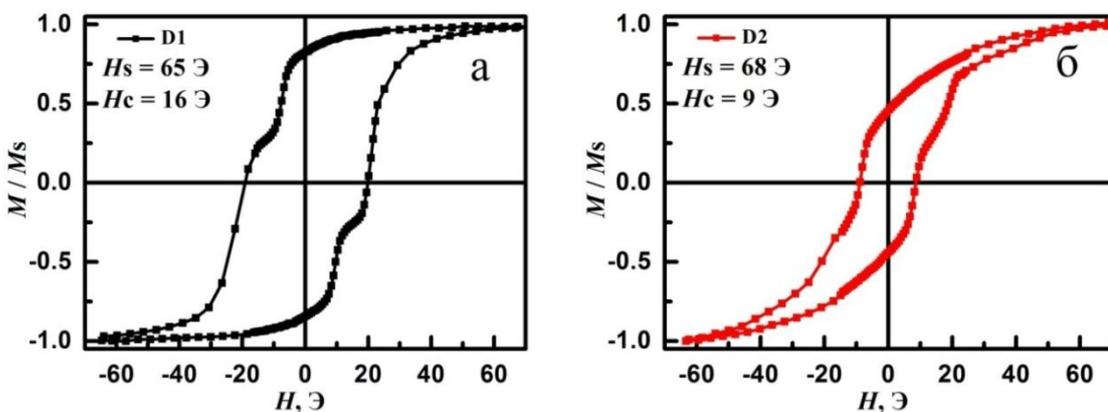


Рис. 25. Петли гистерезиса, измеренные для образца $Fe(17 \text{ нм})/ПД\Phi(10 \text{ нм})/Fe(16 \text{ нм})$ в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направлений D1 и D2 (а и б, соответственно) [A2].

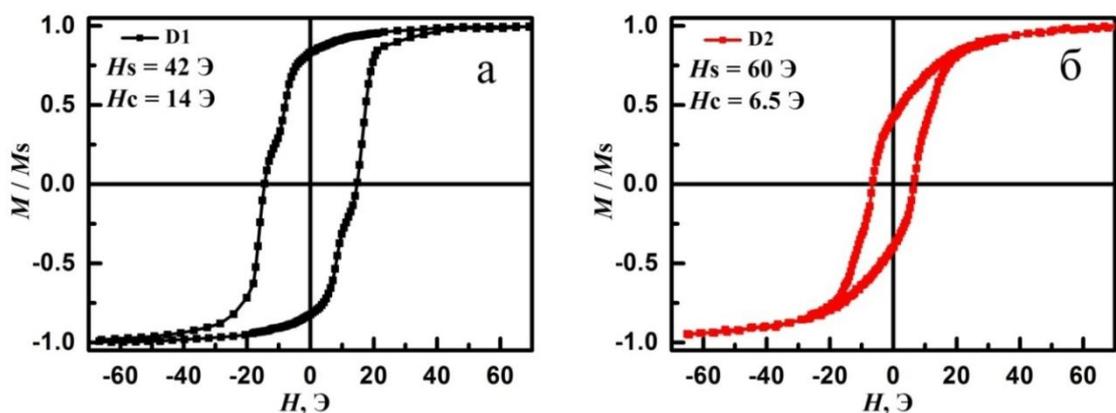


Рис. 26. Петли гистерезиса, измеренные для образца Fe(17 нм)/ПДФ(20 нм)/Fe(16 нм) в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направлений D1 и D2 (а и б, соответственно) [A2].

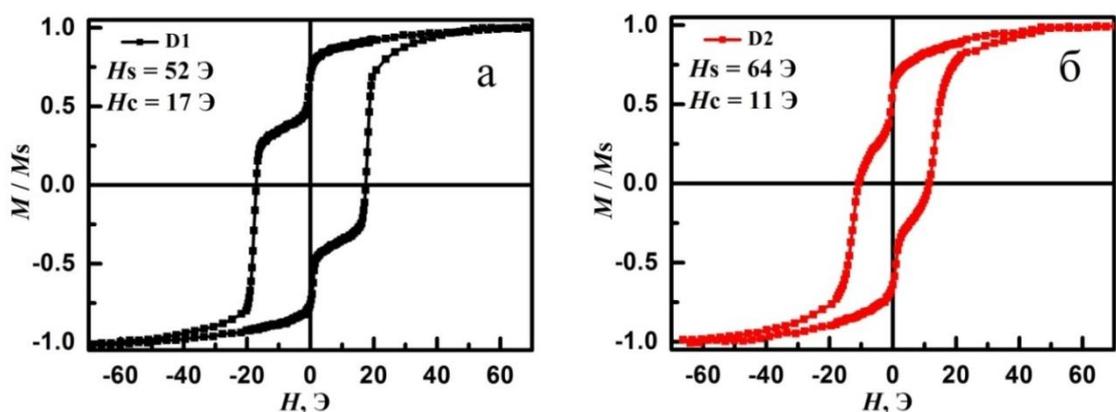


Рис. 27. Петли гистерезиса, измеренные для образца Fe(14 нм)/ПДФ(18 нм)/Fe₂(50 нм) в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направлений D1 и D2 (а и б, соответственно) [A2].

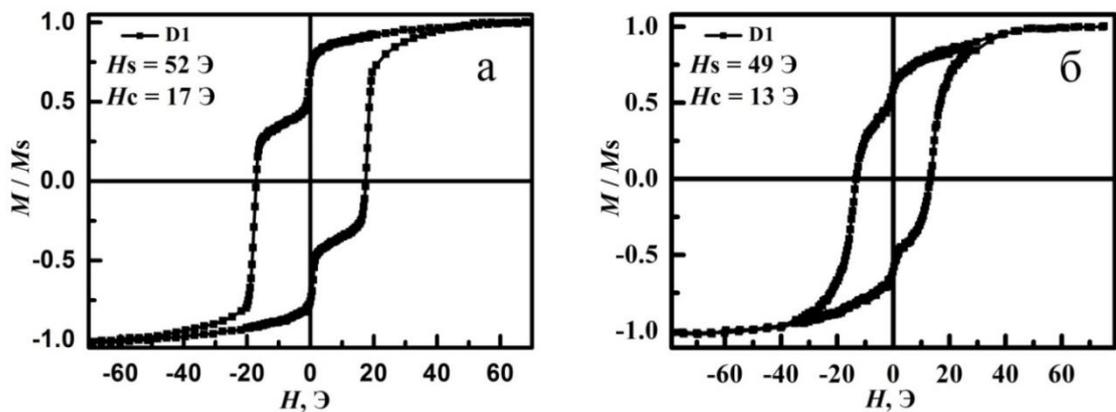


Рис. 28. Петли гистерезиса, измеренные для образцов Fe(14 нм)/ПДФ(18 нм)/Fe(50 нм) (а) и Fe(14 нм)/ПДФ(35 нм)/Fe(50 нм) (б) в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направления D1 [A1].

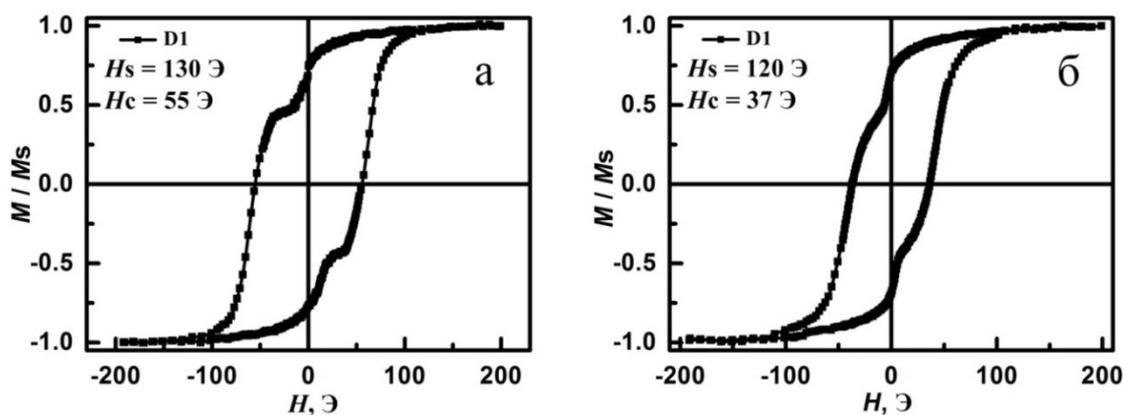


Рис. 29. Петли гистерезиса, измеренные для образцов $\text{Fe}(24 \text{ нм})/\text{ПДФ}(6 \text{ нм})/\text{Fe}(16 \text{ нм})$ (а) и $\text{Fe}(24 \text{ нм})/\text{ПДФ}(28 \text{ нм})/\text{Fe}(16 \text{ нм})$ (б) в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направления D1 [A1].

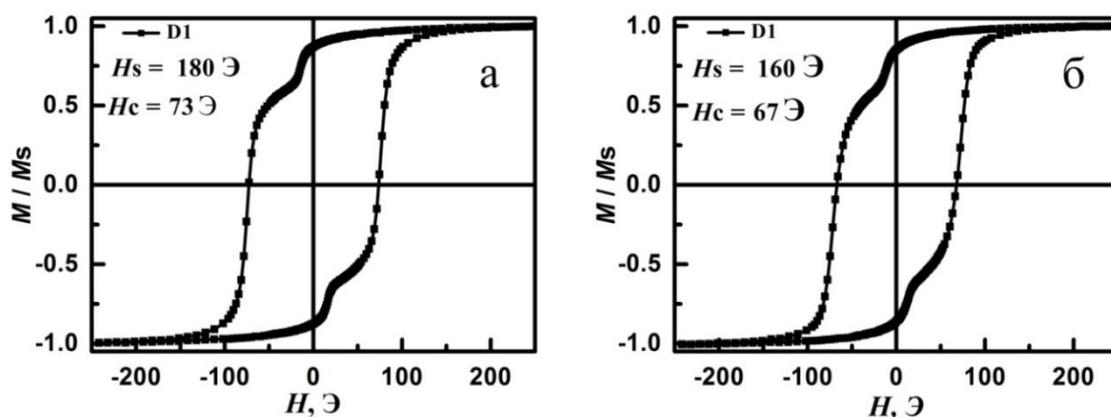


Рис. 30. Петли гистерезиса, измеренные для образцов $\text{Fe}(30 \text{ нм})/\text{ПДФ}(13 \text{ нм})/\text{Fe}(30 \text{ нм})$ (а) и $\text{Fe}(30 \text{ нм})/\text{ПДФ}(29 \text{ нм})/\text{Fe}(30 \text{ нм})$ (б) в магнитном поле, которое прикладывалось вдоль направления D1 [T1].

Сравнение петель гистерезиса, измеренных вдоль длины образца (D1) и его ширины (D2) показало, что их форма различается. Для иллюстрации полученных данных на рисунках 23–27 приведены соответствующие петли гистерезиса (вдоль длины D1 слева, вдоль D2 ширины справа). Обнаружено, что поле насыщения больше при измерении петель гистерезиса в направлении D2, чем вдоль направления D1, а коэрцитивная сила меньше. Таким образом, образцы характеризуются одноосной магнитной анизотропией. ОЛН направлена вдоль длины образцов. Анизотропия обусловлена формой образцов. Следует отметить, что исследование магнитного поведения тонкоплёночных систем с

полимерными слоями прежде не проводилось. Это заслуживало особого внимания.

Петли гистерезиса вдоль направления D1 характеризуются двухступенчатой формой. Анализ полученных данных свидетельствовал о том, что наличие двухступенчатых петель гистерезиса обусловлено значительным различием толщин магнитных слоёв. Вместе с тем, размер ступеньки петли гистерезиса увеличивается с уменьшением толщины слоя полидифениленфталата (см. рисунки 23 – 30). Учитывая результаты расчётов для трёхслойных систем [148], можно сделать вывод, что на магнитополевое поведение $Fe_1/ПДФ/Fe_2$ образцов при намагничивании вдоль D1 оказывает влияние магнитостатическое взаимодействие. Магнитное поле, создаваемое одним слоем железа, влияет на другой слой железа.

Следует отметить [149], что с ростом толщины тонких плёнок с одинаковым составом константа магнитной анизотропии увеличивается. Если толщины магнитных слоёв различаются, то один из слоёв железа может быть магнитожёсткий, а другой - магнитомягким. Поле насыщения образцов возрастает. Учитывая этот факт, можно заключить, что один из слоёв образца становится “магнитожёстким”, и это приводит к возникновению двухступенчатой петли гистерезиса.

3.1.3. Магнитооптические свойства образцов $Fe/ПДФ/Fe$

Для того чтобы корректно оценить влияние полимерного слоя на магнитные и магнитооптические характеристики исследуемых образцов были выполнены измерения магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра для плёнки железа толщиной 30 нм (рис. 31). Аналогичные измерения спектральных зависимостей ЭЭК были выполнены для четырёх образцов с разными значениями толщины железа и полимерного слоя. Список для изучаемых образцов приведён ниже.

Первый образец. $Fe(15 \text{ нм})/ПДФ(10 \text{ нм})/Fe(16 \text{ нм})$,

Второй образец. Fe(15 нм)/ПДФ(20 нм)/Fe(16 нм),

Третий образец. Fe(30 нм)/ПДФ(13 нм)/Fe(30 нм),

Четвёртый образец. Fe(30 нм)/ПДФ(29 нм)/Fe(30 нм).

Результаты измерений магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра, полученные для изучаемых образцов, представлены на приведённых рисунках 32 и 33.

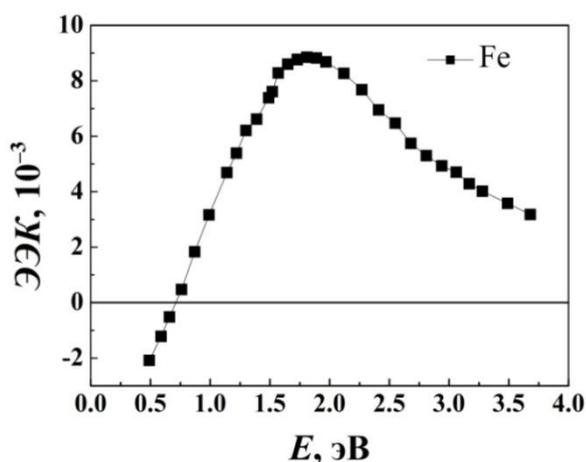


Рис. 31. Магнитооптический спектр ЭЭК, который был измерен для тонкой плёнки железа с толщиной, равной 30 нм [А7].

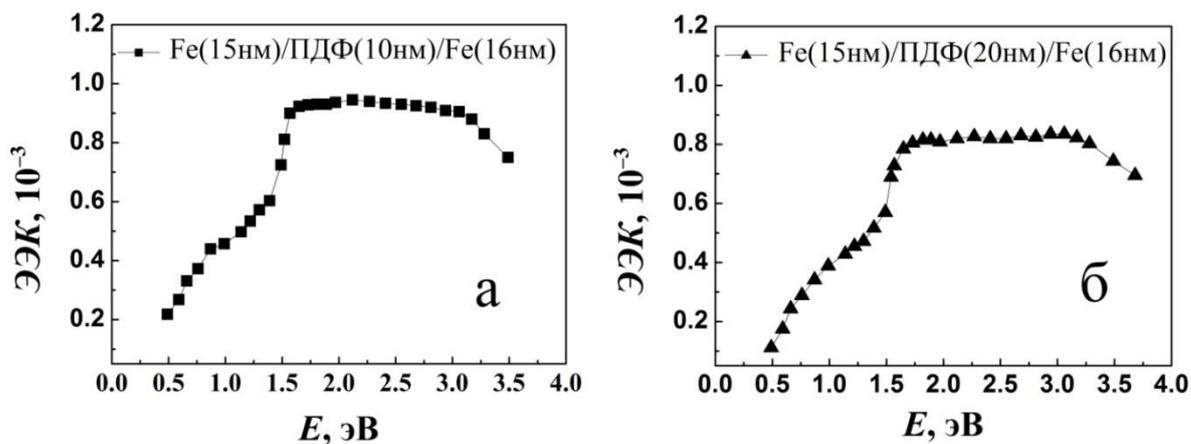


Рис. 32. Магнитооптические спектры ЭЭК образцов Fe/ПДФ/Fe. Толщина слоя ПДФ была равна 10 нм (а) и 20 нм (б) [А7].

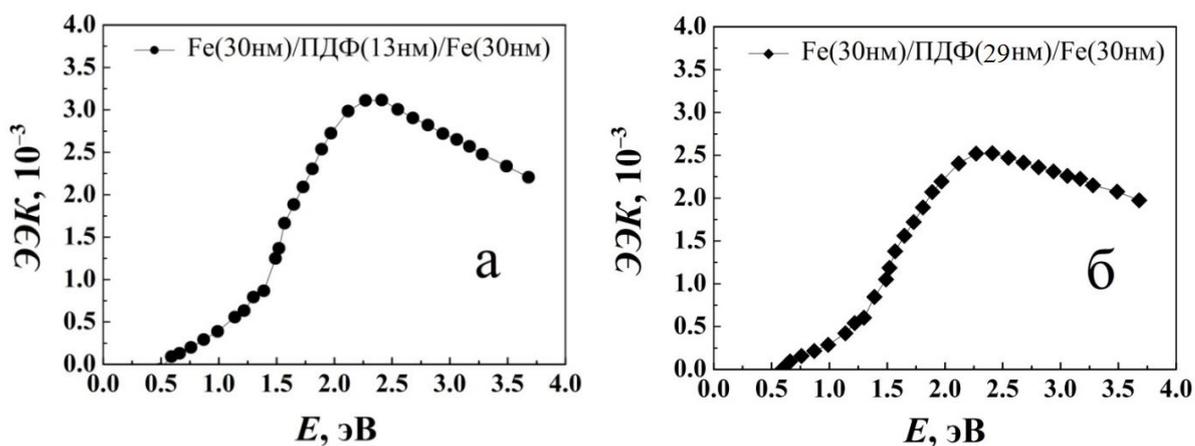


Рис. 33. Магнитооптические спектры ЭЭК образцов Fe/ПДФ/Fe. Толщина слоя ПДФ была равна 13 нм (а) и 29 нм (б) [А7].

Ниже приведены результаты исследований спектральных зависимостей ЭЭК для изучаемых образцов. Были получены следующие результаты. Для первой серии образцов, толщина железа которых равна 15 нм, было получено следующее. Максимальное значение ЭЭК для первого образца равно 1.0×10^{-3} , для второго с более толстым слоем полимера меньше – 0.8×10^{-3} .

Для второй серии образцов, толщина слоя железа которых была равна 30 нм, максимальное значение ЭЭК больше, чем для первой серии образцов. В частности, наибольшее значение ЭЭК для третьего образца равно 3.1×10^{-3} , а при увеличении толщины слоя полимера оно уменьшается и равно 2.6×10^{-3} для четвертого образца. Сопоставляя данные для всех четырех образцов, следует отметить, что значение магнитооптического эффекта возрастает с уменьшением толщины полимерного слоя. Вместе с тем, спектральные зависимости ЭЭК для третьего и четвертого образца подобны спектральным зависимостям ЭЭК пленки железа. В случае первого и второго образца форма спектральной зависимости ЭЭК отличается в диапазоне энергий света, падающего на образец, от 1.5 до 3.2 эВ. В этом диапазоне ЭЭК имеет постоянное значение для указанных выше образцов.

Основные результаты и выводы к разделу 3.1.

1. Найдено, что усреднённое вдоль поверхности образца значение высоты шероховатости исследуемых Fe/ПДФ/Fe систем не превышает 8 нм. Высота шероховатости увеличивается, когда толщина верхнего магнитного слоя уменьшается.

2. Для образца с толщиной железа, равной 16 нм, поверхность характеризуется полосовой доменной структурой, в то время как для образца с более толстым слоем железа, равным 30 нм, наблюдается хаотическая доменная структура.

3. Найдено, что петли гистерезиса, полученные при измерении вдоль длины Fe/ПДФ/Fe систем, имеют петлю гистерезиса сложной формы, с наличием ступеньки, размер которой зависит от толщины слоя полидифениленфталида. Причиной возникновения этой особенности является магнитостатическое взаимодействие между слоями железа.

4. Установлено, что при измерении локальных приповерхностных кривых намагничивания значения локального поля насыщения вблизи поверхности Fe/ПДФ/Fe образцов отличаются не более чем на 10 %.

5. Найдено, что величина экваториального эффекта Керра для Fe/ПДФ/Fe образцов коррелирует с толщиной слоя полидифениленфталида. Наибольшее значение экваториального эффекта Керра наблюдается для образца Fe(30 нм)/ПДФ(13 нм)/Fe(30 нм) и составляет 3.1×10^{-3} . Для образцов с толщиной слоя железа, равной 30 нм, спектральные зависимости экваториального эффекта Керра подобны спектральным зависимостям плёнки железа. Для образцов с толщиной слоя железа, равной 15 нм, они отличаются в диапазоне энергий квантов падающего света, изменяющейся от 1.5 до 3.2 эВ, в котором экваториальный эффект Керра принимает постоянное значение.

3.2. Морфология поверхности, структурные, магнитные и магнитооптические свойства систем Co/Gd/Co

В данном разделе представлены результаты исследований морфологии поверхности, а также магнитных и магнитооптических свойств трёхслойных образцов Co/Gd/Co. Была изучена морфология поверхности и определена величина шероховатости изучаемых образцов. Было исследовано влияние температуры на их магнитные характеристики и магнитополевое поведение. Кроме того, были исследованы магнитооптические спектры экваториального эффекта Керра и определено, как толщина слоя гадолиния влияет на величину интенсивности экваториального эффекта Керра для тонких трёхслойных плёнок Co/Gd/Co.

3.2.1. Структурные свойства и морфология поверхности образцов Co/Gd/Co

Для изучения кристаллической структуры образцов Co/Gd/Co применялся рентгеноструктурный анализ с применением $\text{CuK}\alpha$ -излучения. Измерения и их обработка производились изготовителями образцов в УРФУ. Проведённые исследования показали, что тонкие слои кобальта исследуемых образцов характеризуются нанокристаллической структурой.

Измерения морфологии поверхности образцов позволили обнаружить следующие факты. Средняя шероховатость поверхности, R_a , для серии образцов с линейными размерами 10×10 мм (для них исследовались магнитооптические спектры ЭЭК) не превышает 0.5 нм. Кроме того, было найдено, что она практически не изменяется при увеличении толщины гадолиниевого слоя. Полученные результаты показывают, что морфология поверхности изменяется незначительно при увеличении толщины слоя гадолиния, поэтому можно сформулировать вывод, что шероховатость поверхности не должна сильно влиять на магнитооптические свойства исследуемых тонкоплёночных магнитных систем.

3.2.2. Влияние температуры на магнитные свойства и магнитополевое поведение образцов Co/Gd/Co

Для трёхслойных Co/Gd/Co структур измерялись петли гистерезиса при различных температурах. Магнитное поле было приложено в плоскости образца. При проведении измерений в двух различных направлениях, ориентированных параллельно $D1^\dagger$ и перпендикулярно ему $D2$, были получены следующие результаты.

На рис. 34 и 35 представлены петли гистерезиса, измеренные для образцов с линейными размерами 5×5 и 10×10 мм. Температура была равна комнатной. Магнитное поле было направлено вдоль оси лёгкого намагничивания ($D1$). На рисунке 34 (а) для наглядности приводится петля гистерезиса, которая была измерена параллельно направлению $D2$ (красная кривая).

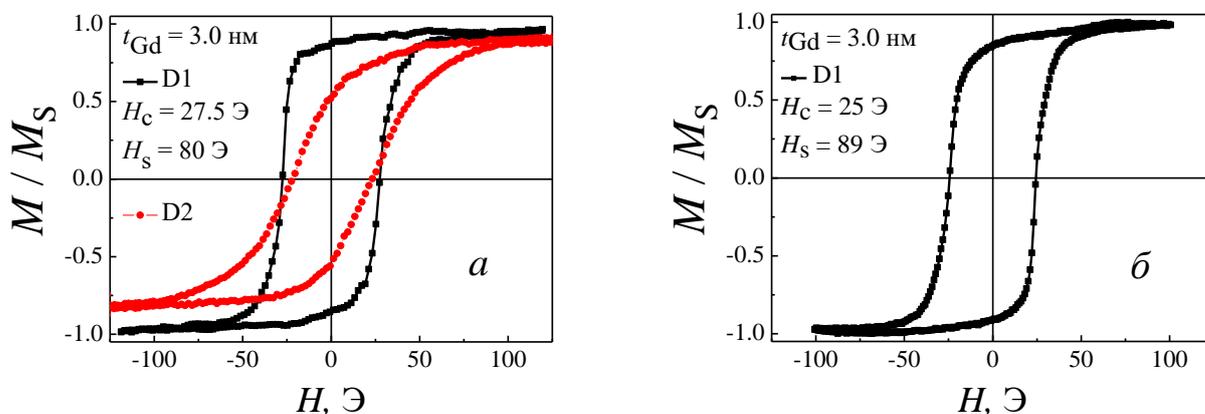


Рис. 34. Типичные петли гистерезиса, полученные для Co/Gd/Co образца с толщиной гадолиния, равной 3.0 нм и линейными размерами 5×5 мм (а) и 10×10 мм (б)[А6].

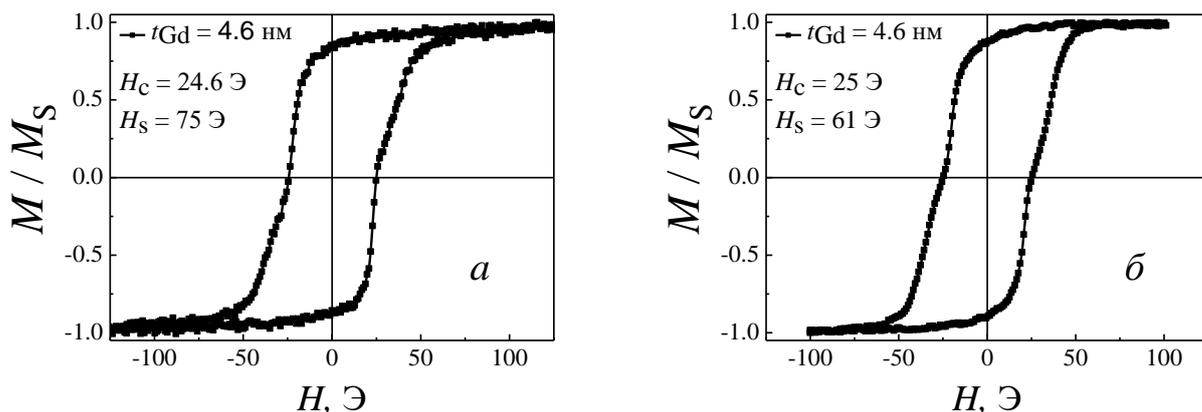


Рис. 35. Типичные петли гистерезиса, полученные для Co/Gd/Co образца с толщиной гадолиния, равной 4.6 нм и линейными размерами 5×5 мм (а) и 10×10 мм (б)[А6].

[†](направление, вдоль которого было приложено поле при изготовлении образца)

Было обнаружено, что при уменьшении ширины и длины в два раза вид петель гистерезиса образцов, измеренных вдоль направления D1, почти не изменяется, однако магнитные характеристики, в частности, поле насыщения, имеют различия.

Петли гистерезиса, измеренные вдоль различных направлений (рис. 34), отличаются. Таким образом, магнитополовое поведение образцов зависит от того, в каком направлении приложено поле. Данный результат подтверждает возникновение одноосной магнитной анизотропии при изготовлении образцов в магнитном поле. Ось лёгкого намагничивания образцов была сформирована параллельно данному магнитному полю. Для объяснения возникновения анизотропии были приняты во внимание результаты, опубликованные в [150], из которых известно, что физический принцип анизотропии заключается в упорядочивании атомов парным образом.

На рисунке 36 для двух серий изучаемых образцов – с линейными размерами 5×5 и 10×10 мм показаны зависимости поля насыщения от толщины слоя гадолиния.

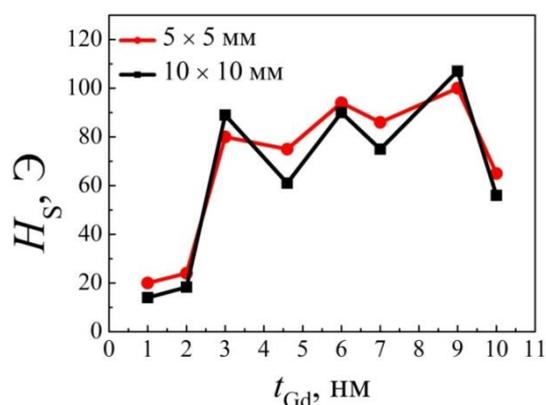


Рис. 36. Зависимости поля насыщения, H_s , от толщины слоя гадолиния, измеренные для изучаемых Co/Gd/Co образцов. Линейные размеры для одной серии образцов были равны 5×5 мм, а для другой - 10×10 мм. Измерения проводились при комнатной температуре [Аб].

При изучении данных, которые представлены на рисунках 34 – 36, были установлены основные закономерности зависимостей магнитных характеристик образцов от толщины. Было найдено, что наименьшие значения наблюдались для образцов, толщина слоя гадолиния которых была равна 0.1 и 1.0 нм. Для всех

серий образцов поле насыщения осциллировало с толщиной. Однако амплитуда колебаний, наблюдаемая для образцов с линейными размерами 5×5 мм была меньше. Объяснение найденных результатов основывалось на том, что при комнатной температуре гадолиний является парамагнетиком. Поэтому между слоями кобальта может действовать косвенное РККИ-обменное взаимодействие через прослойку гадолиния, а также на свойства системы влияет магнитоэлектронное взаимодействие.

Измеренные петли гистерезиса при температурах, равных 300, 250, 200, 150 и 100 К представлены на рисунках 37 – 40 (размеры 5×5 мм).

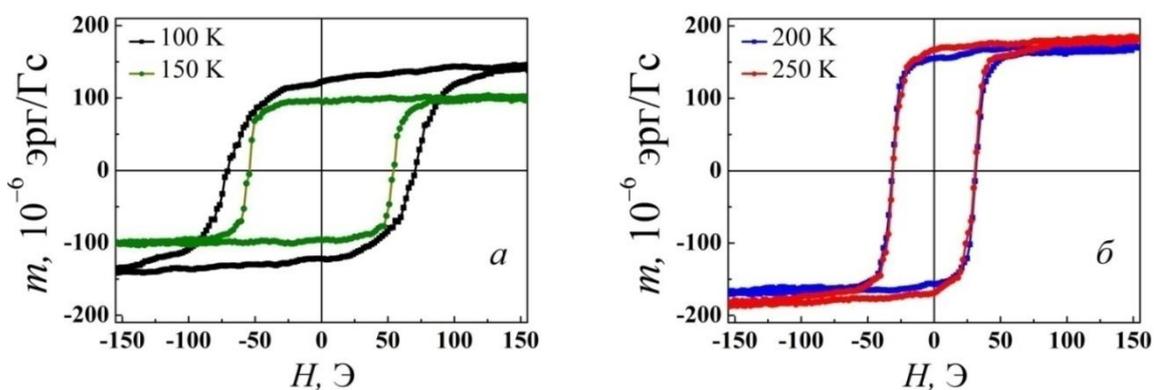
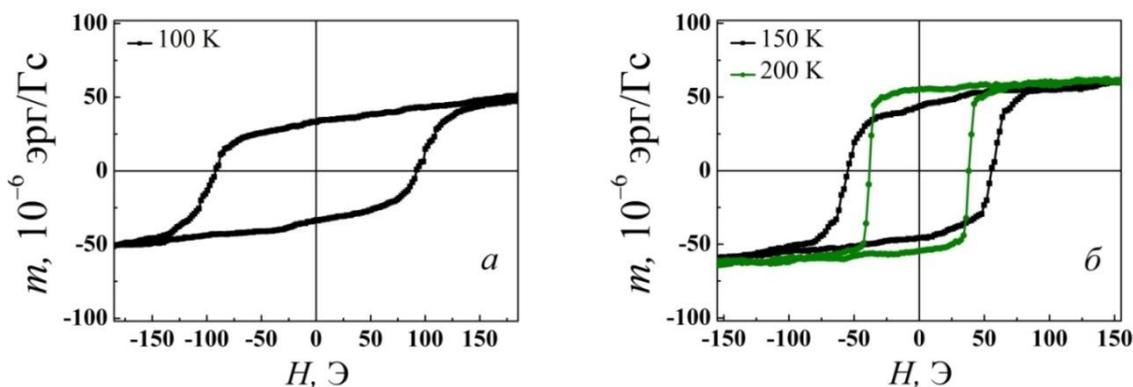


Рис. 37. Петли гистерезиса, измеренные для образца с толщиной гадолиния, равной 3.0 нм, при $T = 100$ К и 150 К (а), $T = 200$ К и 250 К (б), в магнитном поле, приложенном параллельно ОЛН [Аб].



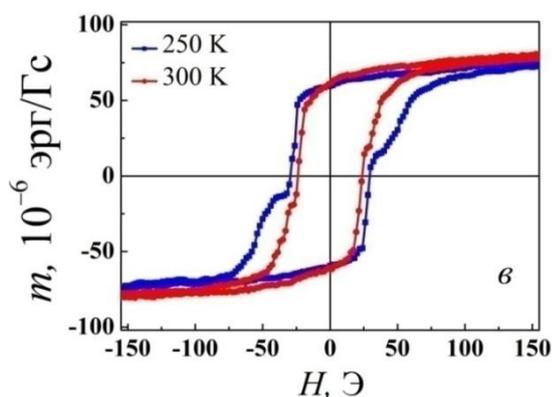


Рис. 38. Петли гистерезиса, измеренные для образца с толщиной гадолиния, равной 4.6 нм, при $T = 100$ К (а), $T = 150$ К и 200 К (б), $T = 250$ К и 300 К (в) в магнитном поле, приложенном вдоль ОЛН [А6].

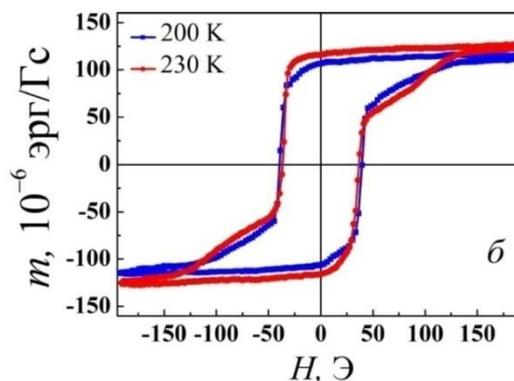
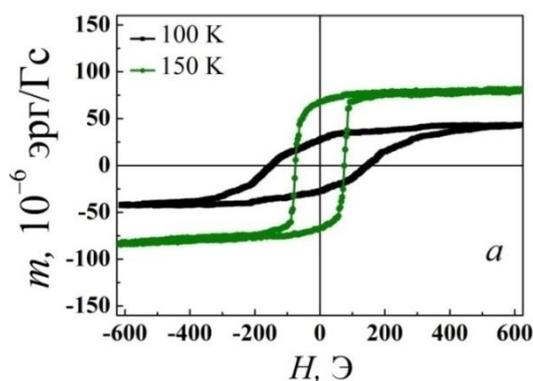


Рис. 39. Петли гистерезиса, измеренные для образца с толщиной гадолиния, равной 6.0 нм, при $T = 100$ К и 150 К (а), $T = 200$ К и 230 К (б) в магнитном поле, приложенном вдоль ОЛН [А6].

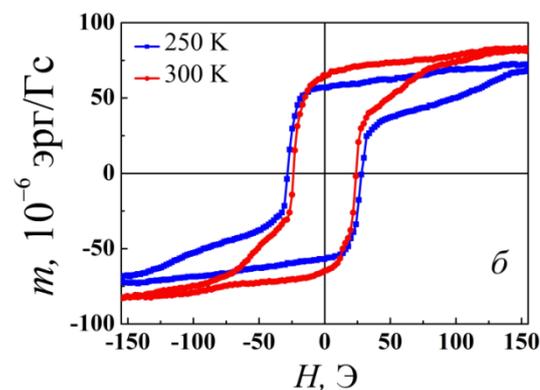
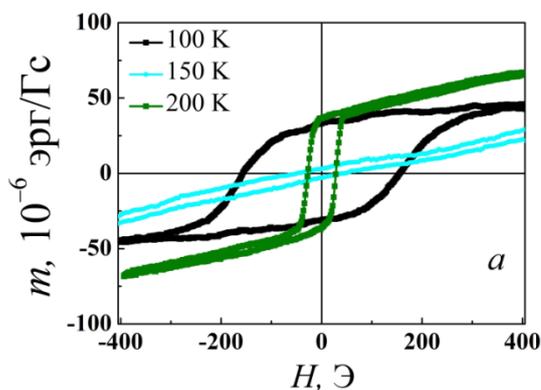


Рис. 40. Петли гистерезиса, наблюдаемые для образца с толщиной гадолиния, равной = 9.0 нм, при $T = 100$ К, 150 К и 200 К (а), $T = 250$ К и 300 К (б) в магнитном поле, приложенном вдоль ОЛН [А6].

Петли гистерезиса, измерение которых было проведено на вибрационном магнитометре, позволили обнаружить новую информацию о магнитных свойствах образцов. Было установлено, что магнитный момент, коэрцитивная сила и поле насыщения сильно зависят от температуры. Изучение экспериментальных

данных, тем не менее, показало, что при низких температурах насыщение образца иногда не достигается. Поэтому на рисунках 41 и 42, приведённых ниже, показаны только зависимости коэрцитивной силы от температуры и зависимости магнитного момента от температуры, диапазон изменения которой составлял 100 – 300 К.

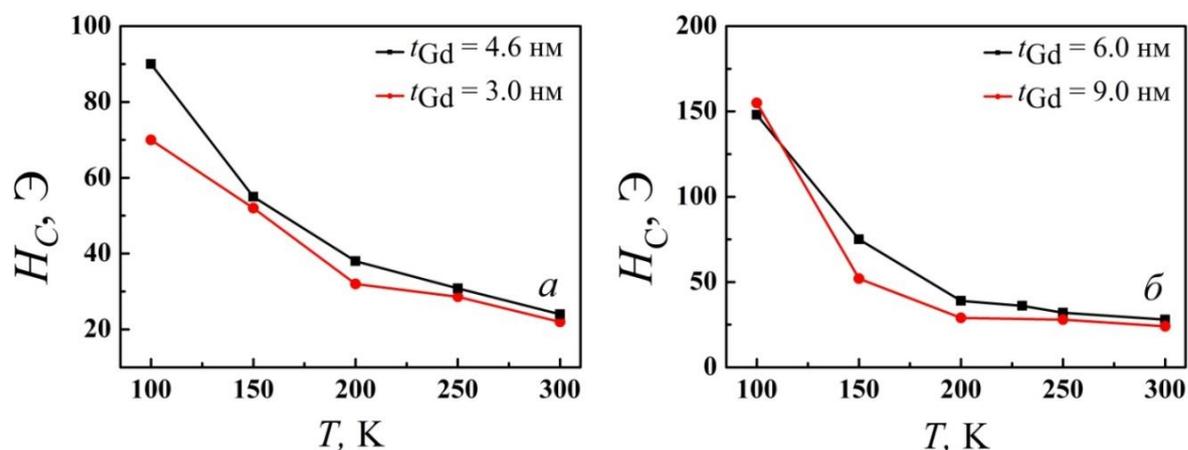


Рис. 41. Зависимости коэрцитивной силы H_c от температуры, полученные для изучаемых образцов при изменении толщины Gd слоя в магнитном поле, параллельном ОЛН. а) $t_{Gd} = 3.0$ нм и $t_{Gd} = 4.6$ нм; б) $t_{Gd} = 6.0$ нм и $t_{Gd} = 9.0$ нм [Аб].

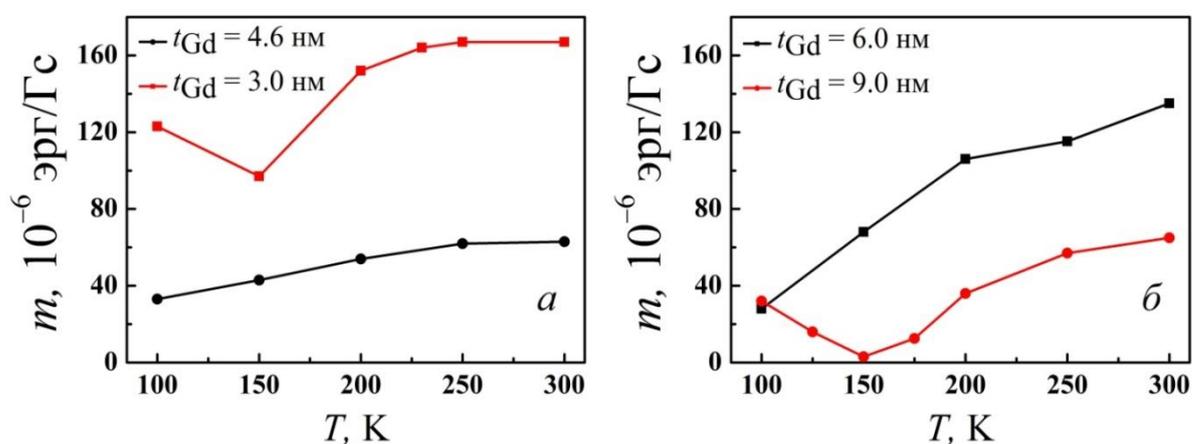


Рис. 42. Зависимости магнитного момента m от температуры, полученные для изучаемых образцов при изменении толщины Gd слоя в магнитном поле, параллельном ОЛН. а) $t_{Gd} = 3.0$ нм и $t_{Gd} = 4.6$ нм; б) $t_{Gd} = 6.0$ нм и $t_{Gd} = 9.0$ нм [Аб].

Исследование данных, которые представлены на рисунке 41, позволило обнаружить следующие результаты. Структуры $Co/Gd/Co$ характеризуются существенным уменьшением коэрцитивной силы в том случае, если температура возрастает от 100 до 300 К. Найденные зависимости $H_c(T)$ были сопоставлены с данными, которые наблюдались для Fe/Gd систем [151] и Co/Gd систем [112], обнаружено сходство с ними. Поэтому для лучшего понимания

экспериментальных результатов было исследовано соотношение между коэрцитивной силой и намагниченностью насыщения, описанное в разделе 1.2.2.3:

$$H_C = \alpha/M_S - NM_S \quad (10)$$

В данной формуле N – размагничивающий фактор, а M_S – намагниченность насыщения, NM_S – величина поля размагничивания зародыша, α/M_S характеризует потери энергии при возникновении зародыша перемагничивания и движении доменной стенки, данное слагаемое пропорционально полю анизотропии,

Для изучаемых образцов рассчитывались зависимости H_C/m от m^{-2} , где m – остаточный магнитный момент, так как намагниченность насыщения для изучаемых образцов не всегда достигалась. Было обнаружено, что полученные зависимости, представленные на рисунке 43, подчиняются линейному закону с хорошей точностью (коэффициент корреляции больше 0.99). Примечательно то, что для образцов с толщинами гадолиния, равными 3.0 и 9.0 нм, найдены отклонения при $T = 100$ К. Таким образом, изучение данных зависимостей показывает, что взаимосвязь между коэрцитивной силой образцов и температурой определяется изменением их совокупного магнитного момента, а коэффициент α не зависит от температуры, кроме образцов с $t_{Gd} = 3.0$ и 9.0 нм ниже $T = 150$ К.

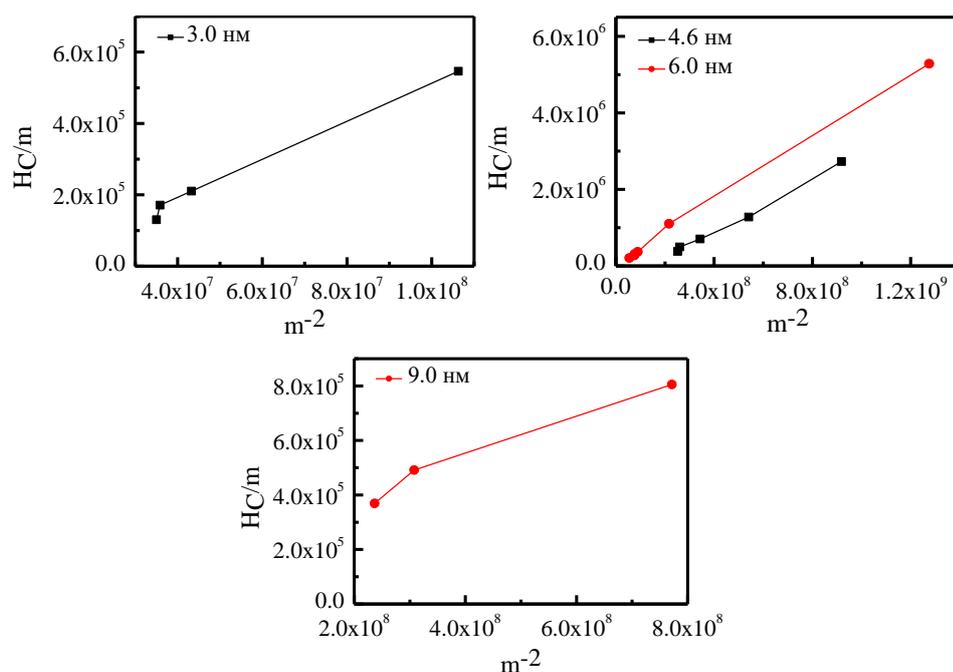


Рис. 43. Зависимости H_C/m от m^{-2} , рассчитанные для образцов в магнитном поле, параллельном ОЛН. а) $t_{Gd} = 3.0$ нм; б) $t_{Gd} = 4.6$ и 6.0 нм; в) $t_{Gd} = 9.0$ нм.

Следует отметить, что ферромагнитные свойства систем Co/Gd обусловлены антиферромагнитным обменным взаимодействием Co-Gd, которое действует на расстоянии в несколько нм от границы раздела слоёв. Учитывая тот факт, что толщина каждого из слоёв изучаемых образцов не больше 10 нм, это антиферромагнитное обменное взаимодействие оказывает влияние на магнитный момент и коэрцитивную силу образцов.

При исследовании магнитного момента можно отметить следующее (рис. 42). Магнитный момент структур с толщиной гадолиниевого слоя, равной 4.6 и 6.0 нм, линейно возрастает при повышении температуры.

При сравнении магнитных моментов образцов с толщинами гадолиния, равными 3.0 и 9.0 нм, было обнаружено уменьшение магнитного момента образца с толщиной гадолиния, равной 9.0 нм, по сравнению с образцом, толщина гадолиния которого составляла 3.0 нм. В качестве причин наблюдаемых фактов могут быть смещение слоёв кобальта и гадолиния вблизи интерфейса, а также обменное взаимодействие между слоями Co и Gd. Зависимость магнитного момента для данных образцов имела немонотонный характер. В частности, при $T = 150$ К для данных двух образцов наблюдался минимум. При этом значение магнитного момента образца с $t_{\text{Gd}} = 3.0$ нм снижалось на 38 процентов по сравнению со значением при комнатной температуре.

Для образца с $t_{\text{Gd}} = 9.0$ нм при температуре, равной 150 Кельвин, наблюдались минимум на зависимости магнитного момента от температуры, а также трансформация формы петли гистерезиса (рис. 40). Вместе с тем, при данной температуре остаточный магнитный момент образца был близок к нулю (3×10^{-6} эрг/Гс). Это позволяет предположить, что при данной температуре наблюдается явление магнитной компенсации, то есть магнитный момент кобальта равен магнитному моменту гадолиния. При уменьшении температуры ниже 150 К происходит возрастание магнитного момента.

Было также проведено исследование влияния толщины гадолиниевого слоя на величину магнитного момента образцов. Зависимости магнитного момента от толщины слоя гадолиния показаны на рисунке 44.

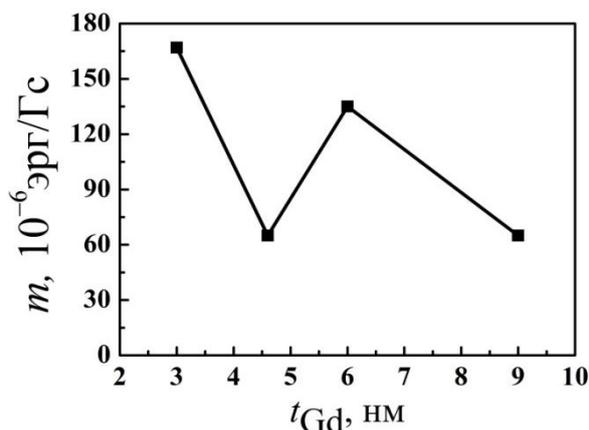


Рис. 44. Зависимость магнитного момента m от толщины слоя гадолиния, измеренная при комнатной температуре [Аб].

При анализе зависимостей магнитного момента от толщины при комнатной температуре была получена следующая полезная информация. При увеличении толщины слоя гадолиния от 4.6 до 6.0 нм было обнаружено возрастание магнитного момента образца. Причиной возрастания магнитного момента может служить короткодействующее антиферромагнитное обменное взаимодействие, которое возникает между слоями редкоземельного и переходного металлов, в данном случае кобальта и гадолиния.

Представленные в различных литературных источниках данные [152] указывают на то, что, когда температура изменяется от 300 до 100 К, увеличение магнитного момента кобальта составляет не больше 10 %. Этот факт обусловлен тем, что у кобальта температура Кюри намного больше комнатной. Поэтому наблюдаемое уменьшение магнитного момента, а также температурная зависимость магнитного момента объясняются в целом вкладом магнитного момента слоя гадолиния в суммарный магнитный момент трёхслойной системы. При повышении температуры магнитный момент гадолиния уменьшается. Поэтому можно утверждать, что увеличение магнитного момента системы с ростом температуры указывает на то, что магнитный момент слоя гадолиния направлен противоположно магнитному полю (рис. 45).

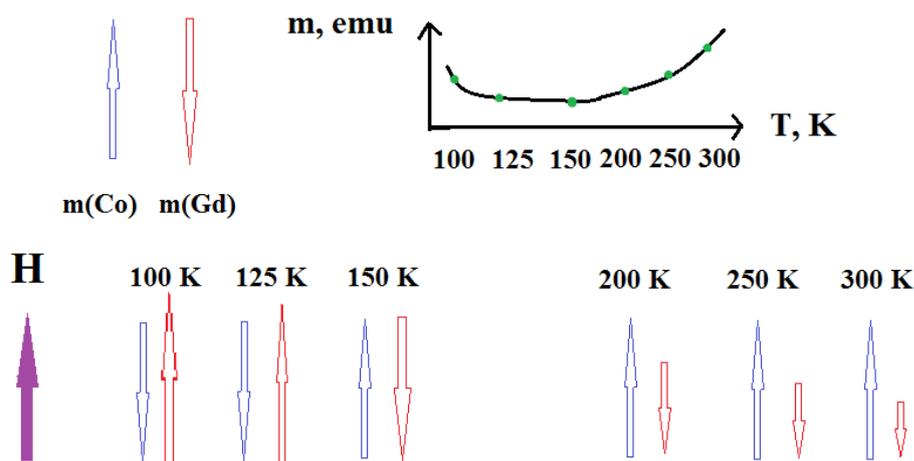


Рис. 45. Схема, иллюстрирующая связь между температурной зависимостью магнитного момента тонкоплёночной системы и направлениями магнитных моментов слоёв.

В случае образца с толщиной гадолиния, равной 9.0 нм, в диапазоне от 100 до 150 К магнитный момент уменьшается с ростом температуры. Это свидетельствует о том, что при температуре ниже 150 К направление магнитного момента гадолиния совпадает с направлением магнитного поля, то есть при температуре компенсации происходит переориентация магнитных моментов слоёв.

3.2.3. Магнитооптические свойства образцов Co/Gd/Co

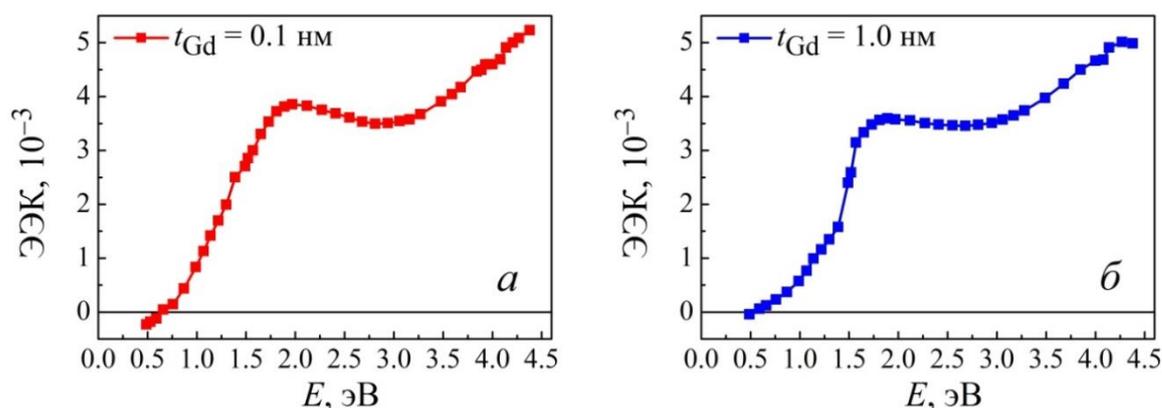
Магнитооптические свойства систем Co/Gd/Co изучались для образцов с толщиной слоя гадолиния, равной 0.1, 1.0, 3.0, 4.6, 6.0 и 9.0 нм. Указанные толщины были выбраны из-за наблюдаемых особенностей поля насыщения. В частности, при $t_{\text{Gd}} = 3.0, 6.0$ и 9.0 нм поле насыщения имеет максимальные значения, а при $t_{\text{Gd}} = 1.0$ и 4.6 нм – минимальные.

Следует отметить, что образец с толщиной гадолиния, равной 0.1 нм, был изготовлен и включён в систему изучаемых образцов из-за предполагаемого наличия в нём островковой структуры. Согласно существующим данным [153, 154], процесс роста плёнок происходит следующим образом. На начальном этапе плёнка формируется в виде островков, и её реальная толщина может превышать номинальную толщину слоя. Затем размер островков увеличивается, и плёнка становится сплошной. Толщина, при которой происходит образование сплошного

слоя Gd, зависит от условий получения образцов. В работе [38] было найдено для плёнок пермаллоя, что эта толщина составляет порядка 1.0–2.0 нм. Для прослоек гадолиния данные о том, что прослойка с толщиной менее 1.0 нм имеет островковую структуру, были подтверждены результатами измерений магнитных характеристик, таких как температура Кюри [154, 155] и форма петли гистерезиса [155]. Представленные выше соображения позволяют утверждать, что слой гадолиния толщиной 0.1 нм имеет островковую структуру.

Измерение магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра (ЭЭК) проводилось при комнатной температуре при энергии квантов падающего света, изменяющейся от 0.5 до 3.8 эВ. Магнитное поле H было приложено в плоскости тонкоплёночных систем и параллельно их длинной стороне. Значение H превышало поле насыщения, H_S , образцов. Измерения ЭЭК осуществлялись с помощью квазидинамического метода регистрации магнитооптических сигналов. В этом случае образец перемагничивается переменным магнитным полем низкой частоты, что обуславливало модуляцию значения ЭЭК. Это позволяет использовать методику синхронного детектирования магнитооптических сигналов и существенно повышает чувствительность установки. Подробное описание магнитооптического спектрометра, на котором проводились измерения, представлено в разделе 2.2.2.2. Магнитооптический спектрометр.

Остановимся на результатах измерений ЭЭК, полученных для изучаемых трёхслойных тонкоплёночных Co/Gd/Co образцов. Спектральные зависимости ЭЭК для каждого Co/Gd/Co образца приведены на рисунке 46.



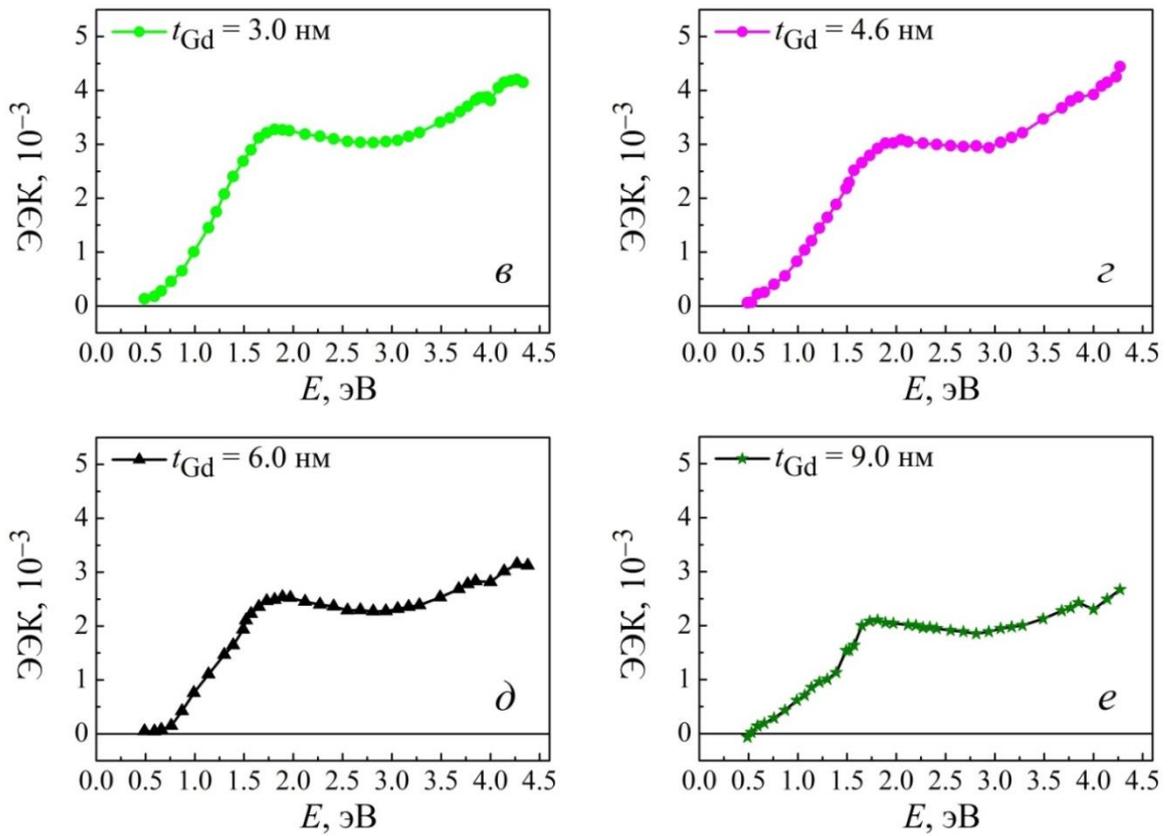


Рис. 46. Спектральные зависимости ЭЭК образцов Co/Gd/Co с различной толщиной слоя Gd (a – e)[A4].

На рисунке 47 представлен сравнительный вид магнитооптических спектров ЭЭК для всех изучаемых образцов. С помощью такого представления данных можно сопоставить спектральные зависимости ЭЭК образцов с различной толщиной слоя гадолиния.

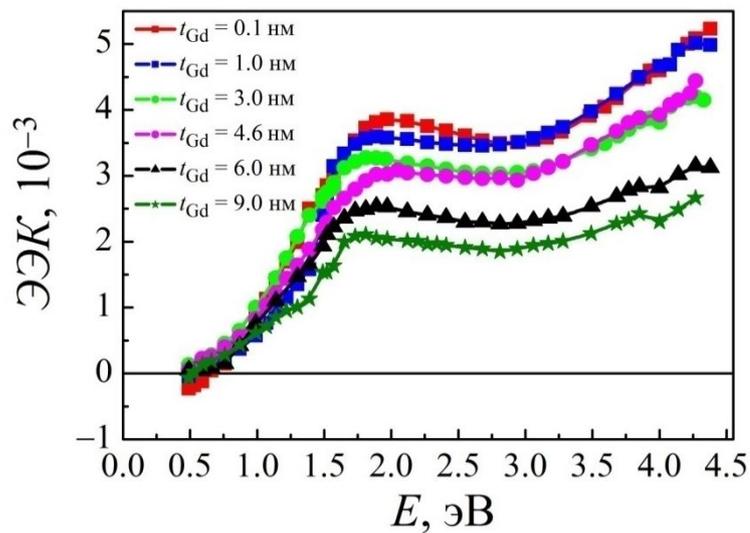


Рис. 47. Сравнение спектральных зависимостей ЭЭК образцов Co/Gd/Co с различной толщиной слоя Gd [A4].

Исследование полученных зависимостей экваториального эффекта Керра, которые представлены на рисунке 47, позволил выявить следующие закономерности. Значения ЭЭК для образцов с толщиной Gd слоя, равной 0.1 нм и 1.0 нм, приблизительно равны. Принимая во внимание приведённые данные об островковой структуре образцов, можно сформулировать вывод, что гадолиниевый слой толщиной 1.0 нм также обладает островковой структурой.

Для всех исследованных шести образцов наибольшее значение экваториального эффекта Керра было измерено, когда энергия квантов падающего света составляла 1.9 эВ, а наименьшее значение – 2.8 эВ. Эта информация находится в соответствии с результатами магнитооптических исследований, которые были проведены в работах [156, 157] для плёнки кобальта.

Кроме того, с ростом толщины гадолиниевого слоя значения ЭЭК уменьшаются. Для наглядности на рисунке 48 приведены зависимости ЭЭК, наблюдаемые при фиксированных значениях энергии падающего света, в частности, при $E = 1.9$ и 2.8 эВ, при которых наблюдаются соответственно первый максимум и минимум на зависимостях ЭЭК(E).

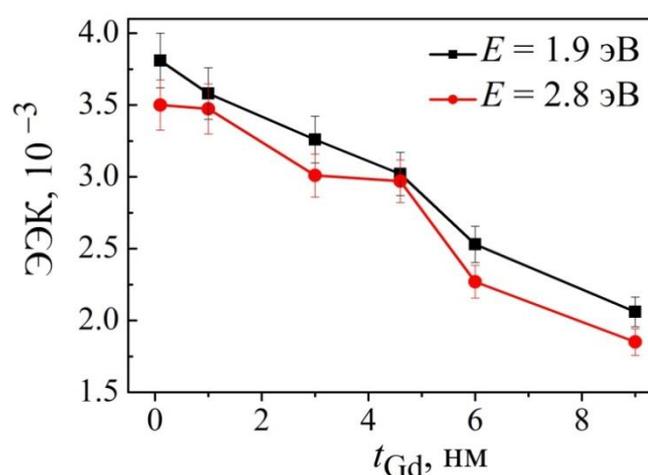


Рис. 48. Зависимости значений ЭЭК при $E = 1.9$ эВ (максимум ЭЭК) и 2.8 эВ (минимум ЭЭК) для Co/Gd/Co структур от толщины Gd слоя [A4].

При увеличении толщины слоя гадолиния было обнаружено уменьшение экваториального эффекта Керра. Эту закономерность можно интерпретировать, опираясь на литературные данные, которые были опубликованы в работе [145]. Например, в данной работе был сформулирован и подтверждён вывод, что если

свет проникает в образец на глубину, которая меньше глубины формирования магнитооптического сигнала ($t_{\text{инф}} = \lambda/8n$, где n – показатель преломления света в среде), то при возрастании толщины магнитного слоя значение экваториального эффекта Керра увеличивается. Величина глубины формирования магнитооптического сигнала определяется как толщина слоя образца вблизи поверхности, которая влияет на его величину. Установлено, что если энергия квантов падающего света изменяется от 0.5 до 4.2 эВ, то в случае кобальта $t_{\text{инф}}$ приблизительно равна 20 – 24 нм. В изучаемых в данной работе образцах при толщине слоя Gd порядка 1.0 – 2.0 нм полная толщина образцов с учётом буферных слоёв Ta порядка 21 – 22 нм, таким образом, в этом случае регистрируется практически максимальное значение магнитооптического сигнала. Вместе с тем с ростом толщины слоя Gd вклад нижнего слоя в магнитооптический сигнал уменьшается. Это сопровождается уменьшением величины ЭЭК. Полученные данные согласуются с результатами исследований магнитных плёнок (в частности, плёнок кобальта различной толщины), опубликованных в работах [10, 156, 158].

Следует также отметить, что магнитооптические спектры трёхслойных систем Co/Gd/Co и изучаемых в работе [10] плёнок кобальта подобны. В частности, первый максимум на зависимостях ЭЭК для плёнок кобальта наблюдается при энергии падающего света, равной 1.7 эВ, а для образцов Co/Gd/Co – 1.9 эВ. При этом положения минимума наблюдаются для плёнок кобальта и Co/Gd/Co систем соответственно при 3.0 и 2.8 эВ. На основе экспериментальных данных можно сделать вывод, что вид магнитооптических спектров Co/Gd/Co образцов не зависит существенно от толщины слоя гадолиния.

Основные результаты и выводы к разделу 3.2.

1. Найдено, что для образцов с линейными размерами 5×5 мм при повышении температуры от 100 до 300 К коэрцитивная сила сильно уменьшается. Полученная температурная зависимость коэрцитивной силы была объяснена сильным уменьшением магнитного момента и анизотропии образцов при

повышении температуры.

2. Установлено, что образцы с толщинами гадолиния, равными 3.0 и 9.0 нм, проявляют немонотонную температурную зависимость магнитного момента. В частности, для них наблюдается минимум при $T = 150$ К. Образец с толщиной гадолиния $t_{\text{Gd}} = 9.0$ нм находится в состоянии магнитной компенсации при данной температуре. Появление минимума на температурной зависимости магнитного момента образцов обусловлено переориентацией магнитных моментов слоёв Co и Gd относительно магнитного поля, которые направлены антипараллельно из-за антиферромагнитного обменного взаимодействия на границе раздела слоёв кобальта и гадолиния.

3. Найдено, что максимальное значение ЭЭК наблюдается при энергии квантов падающего света, равной 1.9 эВ, а минимальное – при 2.8 эВ. При этом с ростом толщины гадолиниевого слоя значения ЭЭК уменьшаются. Этот результат был объяснён уменьшением вклада нижнего слоя в магнитооптический сигнал с ростом толщины слоя Gd.

3.3. Влияние температуры на магнитные свойства систем Co/Cu/Co

В данном разделе представлены результаты исследований влияния температуры на магнитные характеристики и магнитополевое поведение трёхслойных образцов Co/Cu/Co в диапазоне 100–350 К. Были изучены особенности петель гистерезиса при различных значениях температуры, а также рассчитаны зависимости коэрцитивной силы от температуры и зависимости поля насыщения от температуры.

Петли гистерезиса, полученные для исследуемых образцов Co/Cu/Co вдоль оси лёгкого намагничивания при температурах, равных 350, 300, 250, 200, 150 и 100 К, показаны на рисунках 49, 50, 51 и 52.

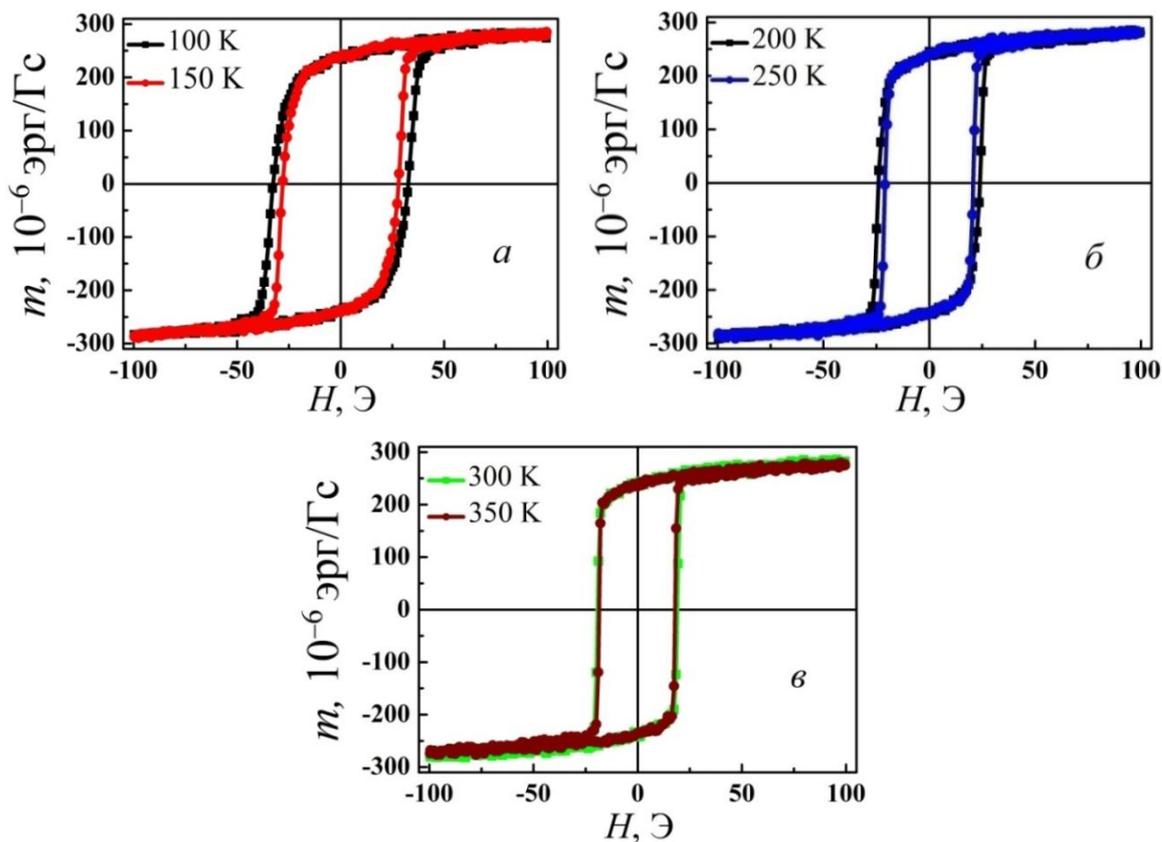


Рис. 49. Петли гистерезиса, измеренные для образца с $t_{Cu} = 4.0$ нм при $T = 100$ К, 150 К (а), 200 К, 250 К (б), 300 К и 350 К (в) [Т8].

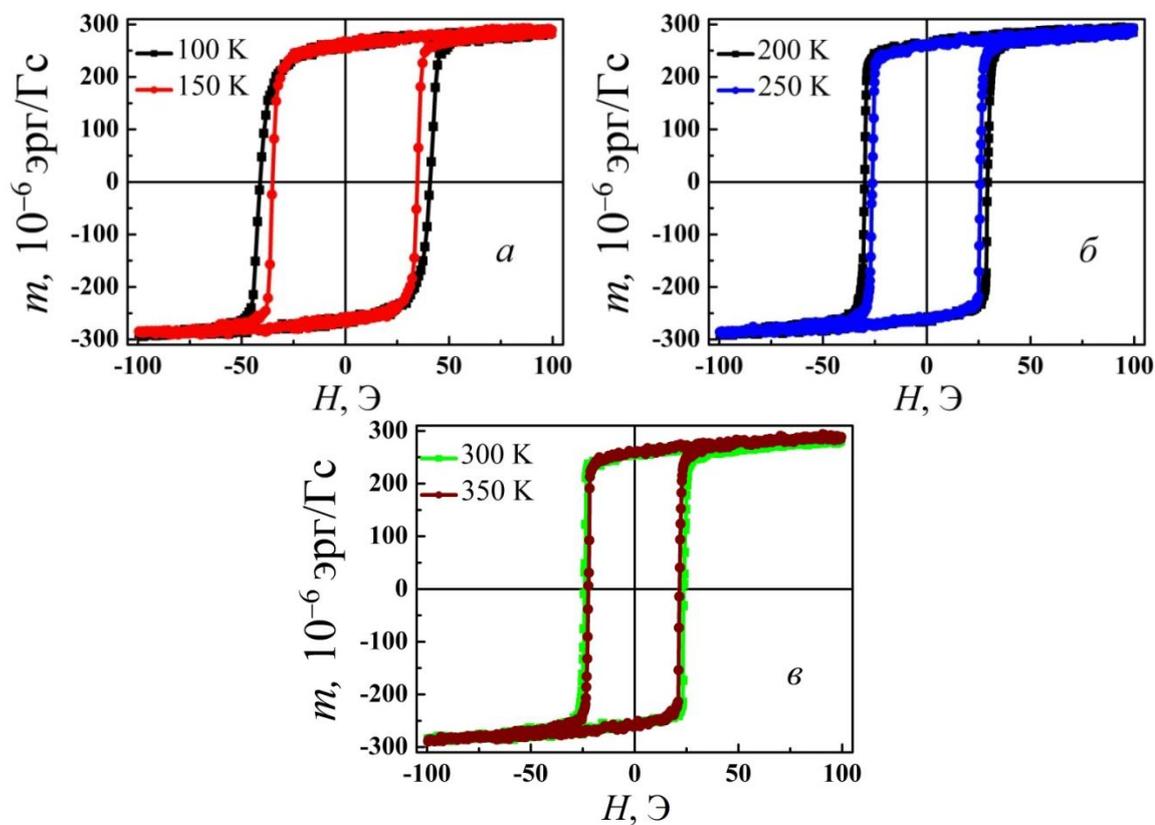


Рис. 50. Петли гистерезиса, измеренные для образца с $t_{Cu} = 2.2$ нм при $T = 100$ К, 150 К (а), 200 К, 250 К (б), 300 К и 350 К (в) [Т8].

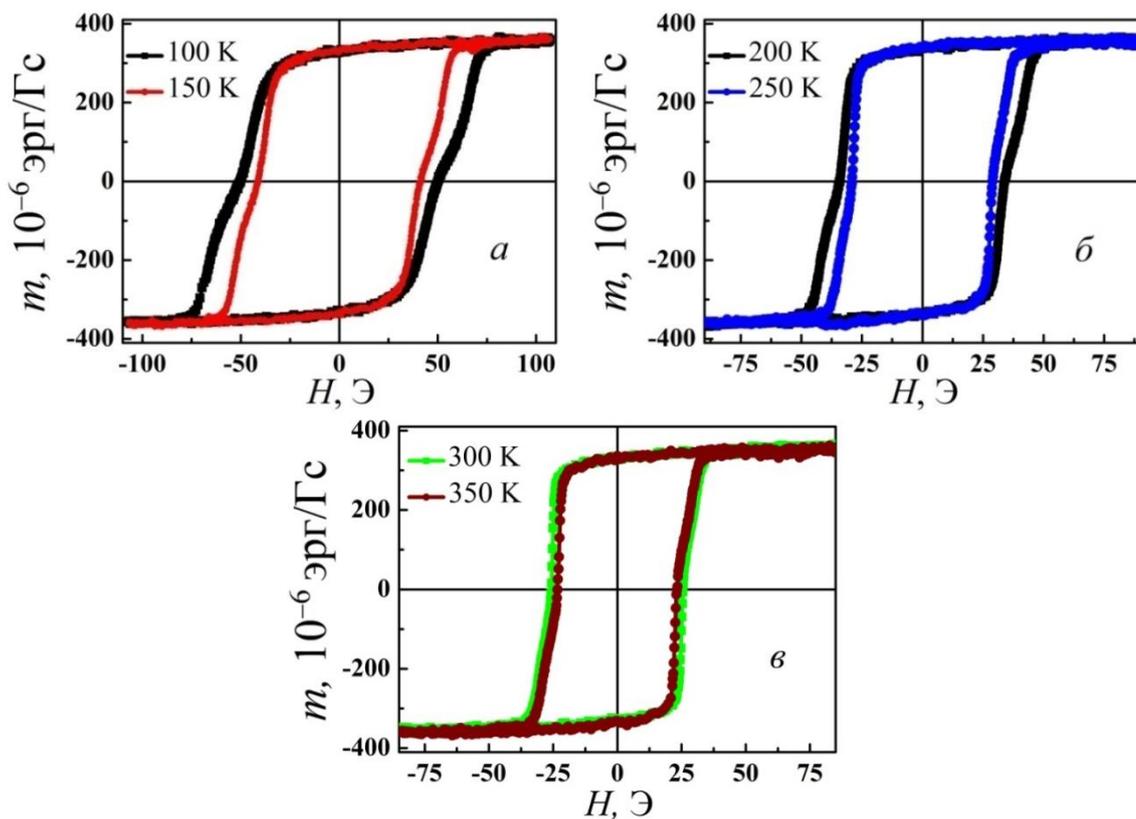


Рис. 51. Петли гистерезиса, измеренные для образца с $t_{Cu} = 3.2$ нм при $T = 100$ К, 150 К (а), 200 К, 250 К (б), 300 К и 350 К (в) [Т8].

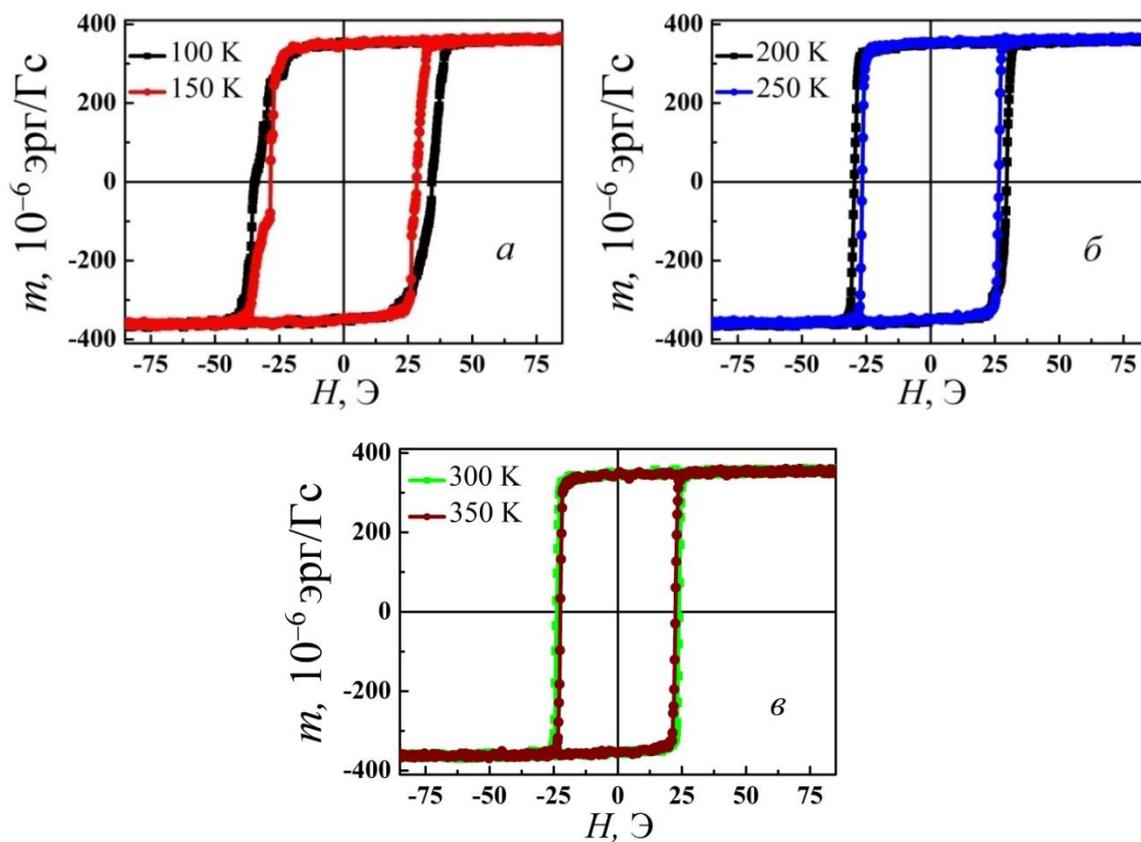


Рис. 52. Петли гистерезиса, измеренные для образца с $t_{Cu} = 1.4$ нм при $T = 100$ К, 150 К (а), 200 К, 250 К (б), 300 К и 350 К (в) [Т8].

Анализ измеренных петель гистерезиса образцов показал, что уменьшение температуры ниже 350 К приводит к изменению петель гистерезиса. Они становятся более широкими, увеличиваются поле насыщения и коэрцитивная сила образцов. Для образца с $t_{Cu} = 1.4$ нм при уменьшении температуры форма петли гистерезиса изменяется от почти прямоугольной к двухступенчатой. Вместе с тем, двухступенчатая петля, наблюдаемая для образца с $t_{Cu} = 3.2$ нм, становится более выраженной, в частности, увеличивается размер ступеньки.

Для каждого образца были определены зависимость поля насыщения от температуры и зависимость коэрцитивной силы от температуры, которые приведены на рисунках 53 и 54.

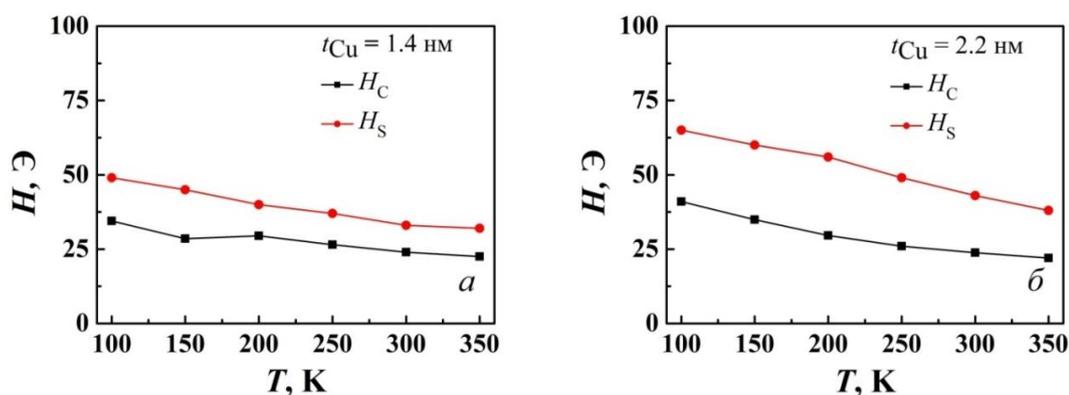


Рис. 53. Зависимости коэрцитивной силы H_c (красная линия) и поля насыщения H_s (чёрная линия) от температуры, наблюдаемые для образца $Co/Cu/Co$ с толщиной Cu слоя, равной $t_{Cu} = 1.4$ нм (а) и $t_{Cu} = 2.2$ нм (б), в магнитном поле, параллельном ОЛН [Т8].

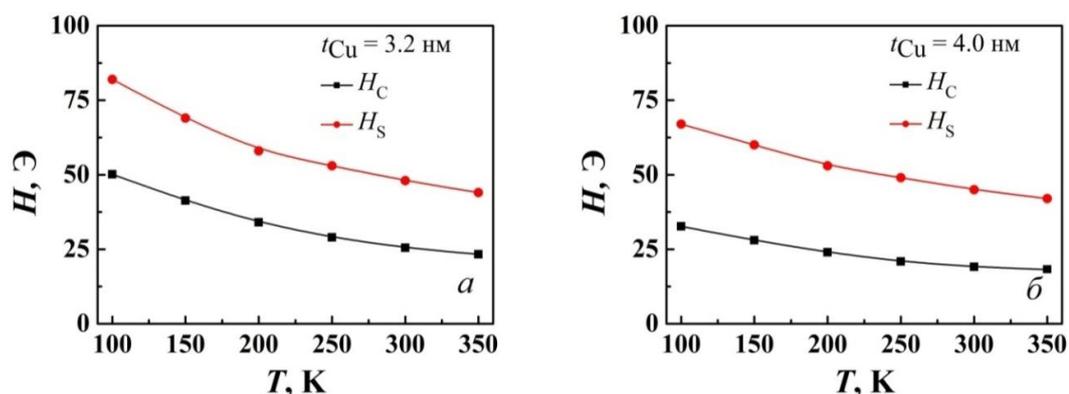


Рис. 54. Зависимости коэрцитивной силы H_c (красная линия) и поля насыщения H_s (чёрная линия) от температуры, наблюдаемые для образца $Co/Cu/Co$ с толщиной Cu слоя, равной $t_{Cu} = 3.2$ нм (а) и $t_{Cu} = 4.0$ нм (б), в магнитном поле, параллельном ОЛН [Т8].

Наблюдаемые температурные зависимости поля насыщения и коэрцитивной силы свидетельствуют о том, что при уменьшении температуры от 350 до 100 К

происходит значительное их увеличение. Было обнаружено также, что намагниченность насыщения образцов не зависит от температуры.

Известно, что в случае многослойных систем, в которых присутствует антиферромагнитное взаимодействие между магнитными слоями через прослойку, поле насыщения обратно пропорционально намагниченности насыщения (M_S) и прямо пропорционально константе обменного взаимодействия (J) [159]. На качественном уровне данный факт может быть интерпретирован следующим образом. Чем больше значение поля насыщения H_S , тем сильнее обменное взаимодействие и тем большее поле требуется для того, чтобы расположить параллельно магнитные моменты слоёв. Кроме того, в работе [160] для трёхслойных систем было рассчитано, что усиление обменного взаимодействия сопровождается увеличением размера ступеньки петли гистерезиса. Сопоставляя полученные результаты с литературными данными, можно сделать выводы, что в случае образца с $t_{Cu} = 3.2$ нм при уменьшении температуры происходит усиление косвенного обменного взаимодействия между слоями кобальта, приводящее к изменению магнитополевого поведения образца.

Наблюдаемое увеличение коэрцитивной силы для образца с $t_{Cu} = 1.4$ нм, при уменьшении температуры от 350 до 100 К составляло 12 Э, а для образца с $t_{Cu} = 4.0$ нм – 14.5 Э. При этом для образцов с $t_{Cu} = 2.2$ нм и 3.2 нм увеличение коэрцитивной силы было больше и равно 19 Э и 27 Э, соответственно. В работе [161] было показано, что коэрцитивная сила трёхслойных систем определяется структурными дефектами, а также величиной косвенного обменного взаимодействия. Если принять во внимание тот факт, что образцы были изготовлены при одинаковых условиях, то можно предположить, что на возрастание коэрцитивной силы образцов с $t_{Cu} = 2.2$ нм и 3.2 нм значительное влияние оказывает усиление косвенного обменного взаимодействия при уменьшении температуры. Тогда как для образцов с $t_{Cu} = 4.0$ нм и 1.4 нм увеличение коэрцитивной силы обусловлено в большей степени изменениями структурных свойств.

Основные результаты и выводы к разделу 3.3.

1. Обнаружено, что при уменьшении температуры от 350 до 100 К изменяется форма петли гистерезиса образца с $t_{\text{Cu}} = 1.4$ нм от прямоугольной к двухступенчатой.

2. Установлено, что в случае двухступенчатой петли гистерезиса для образца Co/Cu/Co с $t_{\text{Cu}} = 3.2$ нм, размер ступеньки увеличивается при уменьшении температуры от 350 до 100 К.

3. Обнаружено, что понижение температуры от 350 до 100 К приводит к существенному увеличению магнитных характеристик изучаемых образцов, в частности, поля насыщения и коэрцитивной силы. Эту наблюдаемую закономерность можно объяснить усилением обменного взаимодействия, действующего между ферромагнитными слоями кобальта.

Заключение

В результате проведённых исследований была получена информация о структурных, магнитных и магнитооптических свойствах Fe/ПДФ/Fe, Co/Gd/Co и Co/Cu/Co трёхслойных тонкоплёночных систем. Были изучены температурные зависимости магнитного момента и коэрцитивной силы образцов Co/Gd/Co и Co/Cu/Co.

Представленные в данной работе результаты востребованы для практических применений. На основе изученных тонкоплёночных систем могут быть разработаны новые материалы для современных устройств нано- и микроэлектроники, например, чувствительные датчики магнитного поля, спин-вентильные транзисторы и элементы магнитной памяти.

Основные результаты

1. Проведены экспериментальные исследования магнитных характеристик трёхслойных тонкоплёночных систем. Обнаружено, что петли гистерезиса тонкоплёночных систем Fe/ПДФ/Fe, измеренные вдоль длины образцов, имеют двухступенчатую форму с размером ступенек, зависящим от толщины ПДФ слоя. Возникновение двухступенчатой петли гистерезиса было объяснено наличием магнитостатического взаимодействия между слоями железа. Обнаружено, что значения поля насыщения и коэрцитивной силы при одинаковой толщине магнитных слоёв уменьшаются с увеличением толщины промежуточного ПДФ слоя, что обусловлено уменьшением магнитостатического взаимодействия между слоями железа.

2. Обнаружено, что величина экваториального эффекта Керра для образцов Fe/ПДФ/Fe немонотонно зависит от толщины слоя ПДФ. Максимальное значение ЭЭК наблюдается для образца Fe(30 нм)/ПДФ(13 нм)/Fe(30 нм) и равно 3.1×10^{-3} . Для образцов с толщиной слоя железа, равной 30 нм, спектральные зависимости ЭЭК подобны спектральным зависимостям плёнки железа, а для образцов с толщиной слоя железа, равной 15 нм, отличаются в диапазоне энергий 1.5 – 3.2 эВ, где ЭЭК принимает постоянное значение, что подтверждает влияние ПДФ прослойки.

3. Установлено, что магнитополовое поведение и магнитные характеристики образцов Co/Gd/Co существенно зависят от температуры и толщины гадолиния. Обнаружено, что толщина гадолиния влияет на вид зависимости магнитного момента образцов от температуры. Этот факт был объяснён наличием обменного взаимодействия между слоями кобальта и гадолиния и его немонотонной зависимостью от толщины гадолиниевого слоя. Обнаружено, что значения коэрцитивной силы для всех изучаемых образцов уменьшаются с ростом температуры от 100 до 300 К, что обусловлено изменением анизотропии системы и её магнитного момента. Обнаружено, что при $T = 150$ К образец с $t_{\text{Gd}} = 9.0$ нм имеет точку магнитной компенсации, а образец с $t_{\text{Gd}} = 3.0$ нм характеризуется

уменьшением магнитного момента примерно на 38 % по сравнению с магнитным моментом при $T = 300$ К. Установлено, что причиной возникновения минимума на температурной зависимости магнитного момента образцов является переориентация магнитных моментов слоёв Co и Gd относительно магнитного поля.

4. Установлено, что интенсивность магнитооптического эффекта Керра образцов Co/Gd/Co уменьшается с ростом толщины гадолиниевого слоя, при сохранении вида спектральной зависимости ЭЭК. Наблюдаемое уменьшение величины ЭЭК было объяснено уменьшением вклада нижнего слоя в магнитооптический сигнал с ростом толщины слоя Gd. Максимальные и минимальные значения ЭЭК для всех образцов наблюдаются, соответственно, при энергиях квантов падающего света, равных 1.9 и 2.8 эВ.

5. Обнаружено, что образец Co/Cu/Co с $t_{Cu} = 3.2$ нм характеризуется двухступенчатой петлёй гистерезиса при комнатной температуре. Найдено, что размер ступеньки увеличивается при уменьшении температуры. Обнаружено, что форма петли гистерезиса для образца с $t_{Cu} = 1.4$ нм изменяется при уменьшении температуры от прямоугольной к двухступенчатой. Установлено, что при уменьшении температуры от 350 до 100 К происходит значительное увеличение поля насыщения и коэрцитивной силы образцов. Показано, что причиной наблюдаемых зависимостей магнитных свойств образцов от температуры является влияние температуры на величину косвенного обменного взаимодействия между слоями кобальта.

Список публикаций

Статьи

По теме диссертации опубликованы 7 статей в российских и зарубежных журналах, 4 из которых рецензируются по базе данных Scopus, 3 индексируются

также в Web of Science. Кроме того, были опубликованы 8 тезисов докладов в трудах конференций.

A1. Шалыгина Е.Е., Харламова А.М., Макаров А.В., Каминская Т.П., Шалыгин А.Н. // Особенности структурных свойств и магнитополевого поведения тонкопленочных трехслойных Fe/полидифениленфталид/Fe-систем. // Физика твердого тела, 2018, том 60, № 9, с. 1693 – 1698;

Переводная версия. Shalygina E.E., Kharlamova A.M., Makarov A.V., Kaminskaya T.P., Shalygin A.N. // Thin-Film Three-Layer Fe/Poly (diphenylene phthalide)/Fe Systems: Structural Properties and Behavior in Magnetic Fields. // Physics of the solid state, 2018, том 60, № 9, с. 1737 – 1743.

A2. Shalygina E.E., Kharlamova A.M., Makarov A.V., Vorobieva N.V., Lachinov A.N. // Peculiarities of the magnetic properties of thin film three-layer Fe/Poly (diphenylene phthalide)/Fe systems. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2018, Vol. 459, Pp. 328 – 330.

A3. Shalygina E.E., Kharlamova A.M., Efremova S.L., Makarov A.V., Kurlyandskaya G.V., Svalov A.V. // The influence of the interlayer on the magnetic and structural properties of three-layer systems. // Journal of Physics: Conference Series, 2019, Vol. 1389, VII Euro-Asian Symposium "Trends in Magnetism", Pp. 8–13.

A4. Макаров А.В., Шалыгина Е.Е., Ганьшина Е.А. // Магнитооптические свойства трехслойных тонкопленочных систем на основе кобальта с промежуточным слоем гадолиния. // Ученые записки физического факультета, 2020, том 4, с. 2040703-1–2040703-6.

A5. Харламова А.М., Макаров А.В., Шалыгина Е.Е., Свалов А.В. // Зависимость магнитных свойств и магнитополевого поведения тонкопленочных трехслойных систем Co/Gd/Co от температуры. // Ученые записки физического факультета, 2020, том 4, с. 2040704-1–2040704-6.

А6. Харламова А.М., Макаров А.В., Шалыгина Е.Е., Свалов А.В. // Температурная зависимость магнитных свойств и магнитополевого поведения тонкопленочных трехслойных Co/Gd/Co систем. // Физика твердого тела, 2021, том 63, № 10, с. 1540 – 1548.

Переводная версия. Харламова А.М., Макаров А.В., Шалыгина Е.Е., Свалов А.В. // Temperature Dependence of Magnetic Properties and Magnetic Field Behavior of Co/Gd/Co Thin-Film Three-Layer Systems. // Physics of the solid state, 2021, том 63, № 10, с. 1735 – 1742.

А7. Макаров А.В., Ганьшина Е. А., Шалыгина Е. Е. // Магнитооптические свойства Fe/полидифениленфталид/Fe тонкопленочных образцов. // Учёные записки физического факультета Московского Университета, 2022, том 4, с. 2241702-1–2241702-5.

Тезисы докладов

T1. Макаров А. В., Харламова А. М. Исследования магнитных свойств тонкопленочных трёхслойных систем Fe/полидифениленфталид/Fe // Сборник тезисов докладов XXIV Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных “Ломоносов-2017”.–2017.–С. 599–600.

T2. Shalygina E. E., Kharlamova A. M., Makarov A. V., Vorobieva N. V., Lachinov A. N. Peculiarities of the magnetic properties of thin-film three-layer systems Fe/poly(diphenylenephthalide)/Fe // Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017).–2017.–P. 265.

T3. Макаров А. В., Харламова А. М. Исследования структурных и магнитных свойств тонкопленочных трёхслойных систем Fe/полидифениленфталид/Fe // Сборник тезисов докладов XXV Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных “Ломоносов-2018”.–2018.–С. 1–2.

T4. Kharlamova A. M., Shalygina E. E., Efremova S. L., Makarov A. V., Svalov A. V. The influence of the interlayer on the magnetic and structural properties of three-

layer systems // Abstracts of VII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG-2019).–2019.–P. 283–284.

T5. Макаров А. В. Магнитооптические свойства трёхслойных тонкоплёночных систем на основе кобальта с промежуточным слоем гадолиния // Сборник тезисов докладов XXVII Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных “Ломоносов-2020”.–2020.–С. 1–3.

T6. Харламова А. М., Макаров А. В. Зависимость магнитных свойств и магнитополевого поведения тонкоплёночных трёхслойных систем Co/Gd/Co от температуры // Сборник тезисов докладов XXVII Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных “Ломоносов-2020”.–2020.–С. 1–2.

T7. Макаров А. В., Харламова А. М., Свалов А. В., Шалыгина Е. Е. Исследование зависимости магнитных свойств и магнитополевого поведения тонкоплёночных трёхслойных систем Co/Gd/Co от температуры // Сборник тезисов докладов XXIV Международной конференции НМММ.–2021.–С. 9-38–9-41,

T8. Makarov A.V., Shalygina E.E., Svalov A.V. Temperature dependence of magnetic properties and magnetic-field behavior of Co/Cu/Co thin-film three-layer systems // Abstracts of VIII Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” (EASTMAG-2022).–2022.–P.139–141.

Список цитируемой литературы

[1] *Parkin SSP, More N, Roche KP.* Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr. // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – Vol. 64, N. 19. – Pp. 2304–2307.

[2] *Parkin SSP, Bhadra R, Roche KP.* Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers. // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – Vol. 66, N. 16. – Pp. 2152–2155.

[3] *Egelhoff Jr WF, Kief MT*. Antiferromagnetic coupling in Fe/Cu/Fe and Co/Cu/Co multilayers on Cu (111). // *Phys. Rev. B*. – 1992. – Vol. 45, N. 14. – Pp. 7795–7804.

[4] *Su WB, Chang CS, Tsong TT*. Quantum size effect on ultra-thin metallic films. // *Journ. Phys. D: Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 43, N. 1. – P. 1013001.

[5] *Binasch G, Grünberg P, Saurenbach F, Zinn W*. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. // *Phys. Rev. B* – 1989. – Vol. 39, N. 7. – Pp. 4828–4830.

[6] *Baibich MN, Broto JM, Fert A, Van Dau FN, Petrov F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J*. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices. // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – Vol. 61, N. 21. – Pp. 2472–2475.

[7] *Hirota E, Sakakima H, Inomata K*. Giant magneto-resistance devices. – *Springer Science & Business Media*, 2002.

[8] *Shalyguina EE, Tsidaeva NI, Pogrebnaya IA, Shalyguina OA, Marty A, Gilles B*. Magneto-optical investigation of Au/Cu-wedge/NiFe sandwiches. // *Journ. Magn. Soc. Jpn.* – 1999. – Vol. 23, N. 1–2. – Pp. 703–705.

[9] *Shalygina EE, Rozhnovskaya AA, Shalygin AN*. Influence of quantum confinement on magnetic properties of Fe/Mo/Fe and Fe/Ta/Fe thin-film systems. // *Techn. Phys. Lett.* – 2011. – Vol. 37, N. 10. – Pp. 980–983.

[10] *Shalygina EE, Kharlamova AM, Kurlyandskaya GV, Svalov AV*. Exchange interaction in Co/Bi/Co thin-film systems with Bi interlayer. // *JMMM*. – 2017. – Vol. 440. – Pp. 136–139.

[11] *Shalygina EE, Gan'Shina EA, Kharlamova AM, Mukhin AN, Kurlyandskaya GV, Svalov AV*. The influence of Si on magnetic and magneto-optical properties of Co/Si/Co thin-film systems. // *Solid State Phenom.* – 2015. – Vol. 233. – Pp. 653–656.

[12] *Shalygina EE, Tsidaeva NI, Karsanova MA*. Magnetic and magneto-optical properties of Fe/Pt and Fe/Pt/Fe thin-film magnetic structures. // *JETP Lett.* – 2000. – Vol. 71, N. 1. – Pp. 35–38.

[13] *Iskhakov RS, Moroz ZM, Chekanova LA, Shepeta NA, Shalygina EE*. Co/Pd and Co/Pd/CoNi multilayer films: Determination of the sign and magnitude of the

exchange interaction of ferromagnetic layers separated by palladium layers. // *JETP Lett.* – 1997. – Vol. 66, N. 7. – Pp. 517–521.

[14] *Marrows CH, Loloee R, Hickey BJ.* Scaling of the exchange interactions in Co/Cu multilayers with temperature. // *JMMM.* – 1998. – Vol. 184, N. 2. – Pp. 137–144.

[15] *McKinnon T, Heinrich B, Girt E.* Spacer layer thickness and temperature dependence of interlayer exchange coupling in Co/Ru/Co trilayer structures. // *Phys. Rev. B.* – 2021. – Vol. 104, N. 2. – P. 024422 (11 pages).

[16] *Schwieger S, Kienert J, Nolting W.* Temperature dependence of interlayer exchange coupling: spin waves versus spacer effects. // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71, N. 17. – P. 174441 (9 pages).

[17] *Andrés JP, Chiko L, Colino J, Riveiro JM.* Magnetic behavior of sputtered Gd/Co multilayers. // *Phys. Rev. B.* – 2002. – Vol. 66, N. 9. – P. 094424.

[18] *Anilturk OS, Koymen AR.* Element-specific magnetization of a Gd-Co composite system using spin-polarized Auger electron spectroscopy. // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Vol. 68, N. 2. – P. 024430 (6 pages).

[19] *Morishita T, Togami Y, Tsushima K.* Magnetism and structure of compositionally modulated Fe–Gd thin films. // *Journ. Phys. Soc. Jpn.* – 1985. – Vol. 54, N. 1. – Pp. 37–40.

[20] *Webb DJ, Walmsley RG, Parvin K, Dickinson PH, Geballe TH, White RM.* Sequential deposition and metastable states in rare-earth/Co films. // *Phys. Rev. B.* – 1985. – Vol. 32, N. 7. – Pp. 4667–4675.

[21] *Vaezzadeh M, George B, Marchal G.* Surface-induced transitions in Fe/Gd multilayers studied by magnetoresistance measurements. // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 50, N. 9. – Pp. 6113–6118.

[22] *Svalov AV, Fernandez A, Vas'kovskiy VO, Kurlyandskaya GV, Barandiarán JM, Anton RL, Tejedor M.* MOKE study of Co/Ti/(Gd–Co) multilayers near the magnetic compensation state. // *J. Alloys Compd.* – 2006. – Vol. 419, N. 1–2 – Pp. 25–31.

[23] Харламова АМ, Свалов АВ, Лепаловский ВН, Шалыгина ЕЕ. Влияние толщины слоев гадолиния на магнитные свойства и процессы перемагничивания низкоразмерных Co/Gd/Co-систем. // *ФТТ*. – 2019. – Vol. 61, N. 3. – Pp. 460–464.

[24] Lachinov AN, Zherebov AY, Kornilov VM. High-conductivity state of thin polymer films: effects of an electric field and of a uniaxial pressure. // *J. Exp. Theor. Phys.* – 1992. – Vol. 75. – Pp. 99–102.

[25] Воробьева НВ, Лачинов АН, Логинов БА. Гигантское магнетосопротивление в системе Fe/Ni-полимер-Cu. // *Поверхность*. – 2006. – N. 5. – Pp. 22–24.

[26] Лачинов АА, Воробьева НВ. Огромное магнетосопротивление в несопряженных полимерах // *Изв-я УНЦ РАН*. – 2021. – N. 2. – Pp. 51–59.

[27] Chiang CK, Fincher Jr CR, Park YW, Heeger AJ, Shirakawa H, Louis EJ, Gau SC, MacDiarmid AG. Electrical conductivity in doped polyacetylene // *Phys. Rev. Lett.* – 1977. – Vol. 39, N. 17. – Pp. 1098–1101.

[28] Shirakawa H, Louis EJ, MacDiarmid AG, Chiang CK, Heeger AJ. Synthesis of electrically conducting organic polymers: halogen derivatives of polyacetylene, $(\text{CH})_x$ // *J. Chem. Soc., Chem. Comm.* – 1977. – N. 16. – Pp. 578–580.

[29] Kumar D, Sharma RC. Advances in conductive polymers // *Eur. Polym. Journ.* – 1998. – Vol. 34, N. 8. – Pp. 1053–1060.

[30] Skotheim TA (ed.). Handbook of conducting polymers. – CRC press, 1997.

[31] Rasmussen SC, Schwiderski RL, Mulholland ME. Thieno[3, 4-b]pyrazines and their applications to low band gap organic materials // *Chem. Comm.* – 2011. – Vol. 47, N. 41. – Pp. 11394–11410.

[32] Scharber MC, Sariciftci NS. Low band gap conjugated semiconducting polymers // *Adv. Mater. Technol.* – 2021. – Vol. 6, N. 4. – P. 2000857 (9 pages).

[33] Bredas JL, Themans B, Andre JM, Chance RR, Silbey R. The role of mobile organic radicals and ions (solitons, polarons and bipolarons) in the transport properties of doped conjugated polymers // *Synth. Met.* – 1984. – Vol. 9, N. 2. – Pp. 265–274.

[34] *Андреева ОА, Буркова ЛА.* Исследование механизма химического дедопирования проводящего полипиррола методом ЭПР-спектроскопии // *ФТТ.* – 2011. – Vol. 53, N. 9. – Pp. 1826–1831.

[35] *Лачинов АН, Воробьева НВ.* Электроника тонких слоев широкозонных полимеров. // *УФН.* – 2006. – Vol. 176, N. 12. – Pp. 1249–1266.

[36] *Ениколопян НС, Берлин ЮА, Бешенко СИ, Жорин ВА.* Аномально низкое электрическое сопротивление тонких пленок диэлектриков // *ПЖЭТФ.* – 1981. – Vol. 33, N. 10. – Pp. 508–511.

[37] *Enikolopian NS, Berlin YA, Beshenko SI, Zhorin VA.* New electrophysical properties of polymer films and composites // *Die Makromol. Chem.: Macromol. Chem. Phys.* – 1984. – Vol. 6, N. S19841. – Pp. 239–243.

[38] *Berlin YA, Beshenko SI, Zhorin VA, Enikolopyan NS, Ovchinnikov AA.* A possible mechanism of anomalously high conductivity of thin dielectric films // *Chem. Phys. Lett.* – 1981. – Vol. 83, N. 3. – Pp. 564–567.

[39] *Карамов ДД, Лачинов АН, Корнилов ВМ.* Исследование наноразмерных проводящих областей в субмикронных плёнках полидифениленфталида // *Изв. УНЦ РАН.* – 2021. – N. 2. – Pp. 33–39.

[40] *Скалдин ОА, Жеребов АЮ, Лачинов АН, Чувывров АНб Делев ВА.* Зарядовая неустойчивость в тонких пленках органических полупроводников // *ПЖЭТФ* – 1990. – Vol. 51, N. 3. – P. 141.

[41] *Lachinov AN, Vorobieva NV, Lachinov AA.* Giant magnetoresistance in the polymer-ferromagnetic system // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* – 2007. – Vol. 467. – Pp. 135–142.

[42] *Zherebov AY, Lachinov AN.* On the mutual influence of uniaxial pressure and electric field on the electronic instabilities in polydiphenylenephthalide // *Synth. Met.* – 2007. – Vol. 44, N. 1. – Pp. 99–102.

[43] *Лачинов АН, Жеребов АЮ, Корнилов ВМ.* Аномальная электронная неустойчивость полимеров при одноосном давлении // *ПЖЭТФ.* – 1990. – Vol. 52, N. 2. – Pp. 742–745.

[44] Юсупов АР, Рахмеев РГ, Лачинов АН, Калимуллина ЛР, Накаряков АС, Бунаков АА. Исследование транспорта носителей заряда через границу металл–полимер класса полиарилефталидов // *ФТТ*. – 2013. – Vol. 55, N. 7. – Pp. 1392–1395.

[45] Ильясов ВХ, Лачинов АН, Мошелёв АВ, Пономарёв АФ. Оценка параметров носителей заряда полимера вблизи порога термостимулированного переключения // *ФТТ*. – 2008. – Vol. 50, N. 3. – Pp. 547–551.

[46] Антипин ВА, Мамыкин ДА, Лачинов АН, Ковалёв АА, Остахов СС, Салазкин СН, Казаков ВП. Рекомбинационная люминесценция плёнок полиарилефталидов. I. Электронные и оптические особенности полиарилефталидов. // *ХВЭ*. – 2010. – Vol. 44, N. 4. – Pp. 340–344.

[47] Антипин ВА, Хурсан СЛ. Фотолюминесценция полиарилефталидов. I. электронные спектры поглощения полидифенилефталида и полифлуоренилефталида. // *Вестник Башкирск. ун-та*. – 2014. – Vol. 19, N. 2. – Pp. 403–410.

[48] Юсупов АР, Лачинов АН, Салихов РБ, Рахмеев РГ, Гадиев РМ. О транзисторном эффекте в вертикальной структуре с несопряженным полимером в качестве транспортного слоя // *ФТТ*. – 2009. – Vol. 51, N. 11. – Pp. 2265–2268.

[49] Лачинов АА, Воробьева НВ. Огромное магнетосопротивление в несопряжённых полимерах. // *Изв. УНЦ РАН*. – 2021. – N. 2. – Pp. 51–59.

[50] Лачинов АН, Воробьева НВ, Лачинов АА. Роль слоя широкозонного полимера для существования переключения проводимости в вентильной структуре // *ФТТ*. – 2012. – Vol. 54, N. 2. – Pp. 400–403.

[51] Антипин ВА, Хурсан СЛ. Фотолюминесценция полиарилефталидов. II. Влияние длины волны возбуждающего света // *Вестник Башкирск. Ун-та*. – 2014. – Vol. 19, N. 3. – Pp. 808–811.

[52] Лежнев СК, Антипин ВА, Патрушев НВ. Электролюминесценция композиционного материала на основе полидифенилефталида с добавками комплексов редкоземельных элементов и цинка // *Фунд. Пробл. Радиоэлектронного приборостроения*. – 2015. – Vol. 15, N. 2. – Pp. 163–166.

[53] *Антипин ВА, Шишлов НМ, Хурсан СЛ.* Фотолюминесценция полиариленфталидов. IV. Эмиттеры фотолюминесценции полидифениленфталида и полифлуорениленфталида // *Вестник Башкирск. Ун-та.* – 2014. – Vol. 19, N. 3. – Pp. 1147–1155.

[54] *Тугов ИИ.* Химия и физика полимеров. – *Рипол Классик*, 1989.

[55] *Байбулова ГШ, Галиев АФ, Жданов ЭР, Корнилов ВМ, Лачинов АН, Калимуллина ЛР.* Квантово-химические исследования надмолекулярной структуры полидифениленфталида // *Вестн. Омск. Ун-та.* – 2014. – Vol. 72, N. 2. – Pp. 46–49.

[56] *Корнилов ВМ, Лачинов АН, Карамов ДД, Набиуллин ИР, Кульвелис ЮВ.* Надмолекулярная структура тонких пленок электроактивного полимера // *ФТТ* – 2016. – Vol. 58, N. 5. – Pp. 1030–1035.

[57] *Карамов ДД, Корнилов ВМ, Лачинов АН et al.* Атомно-силовая микроскопия субмикронных пленок электроактивного полимера // *ЖТФ* – 2016. – Vol. 86, N. 7. – Pp. 124–129.

[58] *Жеребов АЮ, Лачинов АН, Тамеев АР, Ванников АВ.* Исследование бистабильного электронного переключения в полиариленфталидах // *ПЖЭТФ.* – 2008. – Vol. 34, N. 11. – Pp. 46–53.

[59] *Гадиев РМ, Лачинов АН, Карамов ДД, Киселёв ДА, Корнилов ВМ.* Влияние толщины нанометровой пленки на свойства двумерного электронного газа вдоль границы двух диэлектриков // *ЖЭТФ.* – 2016. – Vol. 150, N. 1. – Pp. 168–175.

[60] *Бунаков АА, Лачинов АН, Салихов РБ.* Исследование вольт-амперных характеристик тонких пленок полидифениленфталида // *ЖТФ.* – 2003. – Vol. 73, N. 5. – Pp. 104–108.

[61] *Тамеев АР, Лачинов АН, Салихов РБ, Бунаков АА, Ванников АВ.* Подвижность носителей заряда в тонких пленках полидифениленфталида // *ЖФХ.* – 2005. – Vol. 79, N. 12. – Pp. 2266–2269.

[62] *Тамеев АР, Рахмеев РГ, Никитенко ВР, Салихов РБ, Бунаков АА, Лачинов АН, Ванников АВ.* Влияние избыточного давления на дрейфовую

подвижность носителей заряда в пленках полидифениленфталида // *ФТТ*. – 2011. – Vol. 53, N. 1. – Pp. 182–186.

[63] *Никитенко ВР, Тютнев АП, Королёв НА*. Полевая диффузия и неравновесный электронный транспорт в полимерах // *ФТП*. – 2009. – Vol. 43, N. 11. – Pp. 1507–1514.

[64] *Лачинов АН, Воробьева НВ, Лачинов АА*. Особенности гигантского магнитосопротивления в системе ферромагнетик–полимер // *ПЖЭТФ*. – 2006. – Vol. 84, N. 11. – Pp. 720–722.

[65] *Лачинов АН, Воробьева НВ, Лачинов АА*. О природе эффекта гигантского магнитосопротивления в системе ферромагнетик-полимер-немагнитный металл // *ПЖЭТФ*. – 2009. – Vol. 35, N. 8. – Pp. 7–13.

[66] *Воробьева НВ, Лачинов АН, Гарифуллина ФФ*. Влияние магнитного состояния металлической подложки на гигантское магнитосопротивление структуры ферромагнетик–полимер // *Изв-я РАН. Сер. Физическая*. – 2010. – Vol. 74, N. 10. – Pp. 1419–1421.

[67] *Галиев АФ, Лачинов АН, Корнилов ВМ, Гадиев РМ*. Температурная зависимость сопротивления тонких пленок полидифениленфталида // *Изв-я РАН. Сер. Физическая*. – 2020. – Vol. 84, N. 5. – Pp. 623–625.

[68] *Набиуллин ИР, Лачинов АН, Пономарев АФ*. Влияние параметров потенциального барьера на интерфейсе металл/полимер на электронное переключение в структуре металл/полимер/металл // *ФТТ*. – 2012. – Vol. 54, N. 2. – Pp. 230–234.

[69] *Johansson N, Lachinov A, Stafström S, Kugler T, Salaneck WR*. A theoretical study of the chemical structure of the non-conjugated polymer poly (3,3'-phthalidylidene-4,4'-biphenylene) // *Synth. Met.* – 1994. – Vol. 67, N. 1–3. – Pp. 319–322.

[70] *Зыков БГ, Васильев ЮВ, Фалько ВС, Лачинов АН, Хвостенко ВИ, Гилева НГ*. Резонансный захват электронов низких кинетических энергий молекулами производных фталида // *ПЖЭТФ*. – Vol. 64, N. 6. – Pp. 402–406.

[71] *Гадиев РМ, Лачинов АН, Галиев АФ, Калимуллина ЛР, Набиуллин ИР.* Влияние дипольного упорядочения на электрофизические свойства границы раздела двух органических диэлектриков // *ПЖЭТФ.* – 2014. – Vol. 100, N. 4. – Pp. 276–280.

[72] *Лачинов АН, Жданов ЭР, Рахмеев РГ, Салихов РБ, Антипин ВА.* Модуляция оптического поглощения пленок полидифениленфталата вблизи порога переключения // *ФТТ.* – 2010. – Vol. 52, N. 1. – Pp. 181–186.

[73] *Корнилов ВМ, Лачинов АН, Юсупов АР.* Визуализация проводящих каналов в полимерных слоях методом атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом // *ЖТФ.* – 2021. – Vol. 91, N. 10. – Pp. 1560–1565.

[74] *Orehotsky J, Schröder K.* Magnetic Properties of Amorphous $Fe_x Gd_y$ Alloy Thin Films // *J. Appl. Phys.* – 1972. – Vol. 43, N. 5. – Pp. 2413–2418.

[75] *Chaudhari P, Cuomo JJ, Gambino RJ.* Amorphous metallic films for magneto-optic applications // *Appl. Phys. Lett.* – 1973. – Vol. 22, N. 7. – Pp. 337–339.

[76] *Mansuripur Masud, Ruane MF.* Mean-field analysis of amorphous rare earth-transition metal alloys for thermomagnetic recording // *IEEE Trans. Magn.* – 1986. – Vol. 22, N. 1. – Pp. 33–43.

[77] *Mimura Y, Imamura N, Kobayashi T, Okada A, Kushiro Y.* Magnetic properties of amorphous alloy films of Fe with Gd, Tb, Dy, Ho, or Er // *J. Appl. Phys.* – 1978. – Vol. 49, N. 3. – Pp. 1208–1215.

[78] *Takahashi M, Yoshihara A, Shimamori T, Wakiyama T, Miyazaki T, Hayashi K, Yamaguchi S.* Magnetization, Curie temperature and perpendicular magnetic anisotropy of evaporated Co-rare earth amorphous alloy films // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1988. – Vol. 75, N. 3. – Pp. 252–262.

[79] *Uchiyama S.* Magnetic properties of rare earth-cobalt amorphous films // *Mat. Chem. Phys.* – 1995. – Vol. 42, N. 1. – Pp. 38–44.

[80] *Yoden K, Hosoi N, Kawaguchi K, Mibu K, Shinjo T.* Magnetic Properties of Fe/Dy artificial superstructured films // *Jpn J. Appl. Phys.* – 1988. – Vol. 27, N. 9R. – Pp. 1680–1686.

[81] *Kamiguchi Y, Fujimori H, Motokawa M.* Magnetization and

magneto-resistance of Fe/Gd ferromagnetic multilayer films // *Jpn J. Appl. Phys.* – 1992. – Vol. 61, N. 10. – Pp. 3721–3731.

[82] *Hosoi N, Hashizume H, Ishimatsu N.* Magnetization curves of an Fe/Gd multilayer film calculated from Gd magnetization depth profiles determined by resonant x-ray magnetic scattering // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2002. – Vol. 14, N. 21. – Pp. 5289–5301.

[83] *Webb DJ, Marshall AF, Sun Z, Geballe TH, White RM.* Coercivity of a macroscopic ferrimagnet near a compensation point // *IEEE Trans. Magn.* – 1988. – Vol. 24, N. 1 – Pp. 588–592.

[84] *Camley RE, Tilley DR.* Phase transitions in magnetic superlattices // *Phys. Rev. B* – 1988. – Vol. 37, N. 7 – Pp. 3413–3421.

[85] *Camley RE.* Properties of magnetic superlattices with antiferromagnetic interfacial coupling: Magnetization, susceptibility, and compensation points // *Phys. Rev. B* – 1989. – Vol. 39, N. 16 Pp. 12316–12319.

[86] *Camley RE, Stamps RL.* Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magneto-resistance // *J. Phys.: Condens. Matter* – 1993. – Vol. 5, N. 23 – Pp. 3727–3786.

[87] *Koizumi, A, Takagaki M, Suzuki M, Kawamura N, Sakai N.* Anomalous magnetic hysteresis of Gd and Fe moments in a Gd/Fe multilayer measured by hard x-ray magnetic circular dichroism // *Phys. Rev. B* – 2000. – Vol. 61, N. 22 – Pp. R14909–R14912.

[88] *Utochkin SN, Zvezdin AK.* Spin-reorientation transitions in RE-TM superlattices // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – Vol. 140. – Pp. 787–788.

[89] *Vas'kovskiy VO, Svalov AV, Balymov KG, Kurlyandskaya GV, Sorokin AN.* Induced magnetic phase transitions in GdCo/Co-type multilayer films // *Phys. Sol. State.* – 2008. – Vol. 50, N. 8. – Pp. 1481–1486.

[90] *Drovosekov AB, Savitsky AO, Kholin DI, Kreines NM, Proglyado VV, Makarova MV, Kravtsov EA, Ustinov VV.* Twisted magnetization states and inhomogeneous resonance modes in a Fe/Gd ferrimagnetic multilayer // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2019. – Vol. 475. – Pp. 668–674.

[91] *Ishimatsu N, Hashizume H, Hamada S, Hosoi N, Nelson CS, Venkataraman CT, Srajer G, Lang JC*. Magnetic structure of Fe/Gd multilayers determined by resonant X-ray magnetic scattering // *Phys. Rev. B*. – 1999. – Vol. 60, N. 13. – Pp. 9596–9606.

[92] *Kravtsov E, Haskel D, Te Velthuis SG, Jiang JS, Kirby BJ*. Complementary polarized neutron and resonant x-ray magnetic reflectometry measurements in Fe/Gd heterostructures: Case of inhomogeneous intralayer magnetic structure // *Phys. Rev. B*. – 2009. – Vol. 79, N. 13. – P. 134438.

[93] *Haskel D, Choi Y, Lee DR, Lang JC, Srajer G, Jiang JS, Bader SD*. Hard x-ray magnetic circular dichroism study of a surface-driven twisted state in Gd/Fe multilayers // *J. Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 93, N. 10. – Pp. 6507–6509.

[94] *Haskel D, Srajer G, Lang JC, Pollmann J, Nelson CS, Jiang JS, Bader SD*. Enhanced interfacial magnetic coupling of Gd/Fe multilayers // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – Vol. 87, N. 20. – P. 207201.

[95] *Basha MA, Prajapat CL, Gupta M, Bhatt H, Kumar Y, Ghosh SK, Karki V, Basu S, Singh S*. Interface induced magnetic properties of Gd/Co heterostructures // *Phys. Chem. Chem. Phys.* – 2018. – Vol. 20, N. 33. – Pp. 21580–21589.

[96] *Yu XY, Sugie A, Fujiwara Y, Iwata S, Tsunashim S*. Dependence of magneto-optical effect of NdGd/FeCo multilayers on bilayer periods // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1998. – Vol. 177. – Pp. 1203–1204.

[97] *Demirtas S, Harward I, Camley RE, Celinski Z, Hossu MR, Koymen AR, Yu C, Pechan MJ*. Ferromagnetic Resonance of Co/Gd and Co/Tb Multilayers // *arXiv preprint*. – 2010. – arXiv:1002.4889.

[98] *Drovosekov AB, Kreines NM, Savitsky AO, Kravtsov EA, Ryabukhina MV, Proglyado VV, Ustinov VV*. Magnetization and ferromagnetic resonance in a Fe/Gd multilayer: experiment and modelling // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 2017. – Vol. 29. – N. 11. – P. 115802.

[99] *Bläsing R, Ma T, Yang SH, Garg C, Dejene FK, N'Diaye AT, Chen G, Liu K, Parkin SS*. Exchange coupling torque in ferrimagnetic Co/Gd bilayer maximized near angular momentum compensation temperature // *Nat. Commun.* – 2018. – Vol. 9, N. 1. – Pp. 1–8.

[100] *Lalieu ML, Peeters MJ, Haenen SR, Lavrijsen R, Koopmans B.* Deterministic all-optical switching of synthetic ferrimagnets using single femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. B.* – 2017. – Vol. 96, N. 22. – P. 220411.

[101] *Camley RE.* Surface spin reorientation in thin Gd films on Fe in an applied magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 1987. – Vol. 35, N. 7. – Pp. 3608–3611.

[102] *Dufour C, Cherifi K, Marchal G, Mangin P, Hennion M.* Polarized neutron scattering from Gd/Fe multilayers: Twisted phase and spin-flip scattering // *Phys. Rev. B.* – 1993. – Vol. 47, N. 21. – Pp. 14572–14575.

[103] *Cherifi K., Dufour C, Bauer P, Marchal G, Mangin P.* Experimental magnetic phase diagram of a Gd/Fe multilayered ferrimagnet // *Phys. Rev. B.* – 1991. – Vol. 44, N. 14. – P. 7733–7736.

[104] *Tsunashima S, Ichikawa T, Nawate M, Uchiyama S.* Magnetization process of Gd/Co multilayer films // *J. Phys. (Paris) Colloq.* – 1988. – Vol. 49. – N. C8. – Pp. 1803–1804.

[105] *Vas'kovskii VO, Garcia D, Svalov AV, Hernando A, Vazquez M, Kurlyandskaya GV, Gorbunov AV.* Interlayer coupling and magnetic compensation in Gd/Co multilayered films // *Phys. Met. Metallography.* – 1998. – Vol. 86. – Pp. 140–143.

[106] *Andrés JP, Sacedón JL, Colino J, Riveiro JM.* Interdiffusion up to the eutectic composition and vitrification in Gd/Co multilayers // *J. Appl. Phys.* – 2000. – Vol. 87, N. 5. – Pp. 2483–2489.

[107] *LePage JG, Camley RE.* Surface phase transitions and spin-wave modes in semi-infinite magnetic superlattices with antiferromagnetic interfacial coupling // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – Vol. 65, N. 9. – Pp. 1152–1155.

[108] *Hahn W, Loewenhaupt M, Huang YY, Felcher GP, Parkin SS.* Experimental determination of the magnetic phase diagram of Gd/Fe multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 52, N. 22. – Pp. 16041–16048.

[109] *Haskel D, Srajer G, Choi Y, Lee DR, Lang JC, Meersschaut J, Jiang JS, Bader SD.* Nature of inhomogeneous magnetic state in artificial Fe/Gd ferrimagnetic multilayers // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Vol. 67, N. 18. – P. 180406.

[110] Choi, Y, Haskel D, Cady A, Lang JC, Lee DR, Srajer G, Jiang JS, Bader SD. Twisted magnetization states near the compensation temperature of Fe/Gd multilayers: Anisotropy and surface-termination effects // *Phys. Rev. B.* – 2006. – Vol. 73, N. 17. – P. 174401.

[111] Svalov AV, Fernández A, Barandiarán JM, Vas'kovskiy VO, Orue I, Tejedor M, Kurlyandskaya GV. Magnetic transition in Co/(Gd–Co) multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2008 – Vol. 320, N. 20 – Pp. e734-e738.

[112] Chizhik AB, Gnatchenko SL, Merenkov DN, Baczewski LT, Wawro A, Szymczak H, Gamari-Seale H. Relation of coercivity to net magnetization in ferrimagnetically ordered Co/Gd multilayers // *J. Appl. Phys.* – 1998. – Vol. 84, N. 9 – Pp. 5105-5107.

[113] Меренков ДН, Гнатченко СЛ, Чи́жик АБ, Шахаева ЮА, Васьюковский ВО, Свалов АВ. Коэрцитивные свойства многослойной пленки Gd/Si/Co с точкой компенсации // *ФНТ.* – 2004. – Vol. 30. – Pp. 193–197.

[114] Cebollada A, Miranda R, Schneider CM, Schuster P, Kirschner J. Experimental evidence of an oscillatory magnetic coupling in Co/Cu/Co epitaxial layers // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – Vol. 102, N. 1–2. – Pp. 25–29.

[115] Qiu ZQ, Pearson J, Bader SD. Oscillatory interlayer magnetic coupling of wedged Co/Cu/Co sandwiches grown on Cu (100) by molecular beam epitaxy // *Phys. Rev. B.* – 1992. – Vol. 46, N. 13. – Pp. 8659–8662.

[116] Schreyer A, Bröhl K, Ankner JF, Majkrzak CF, Zeidler T, Bödeker P, Metoki N, Zabel H. Oscillatory exchange coupling in Co/Cu (111) superlattices // *Phys. Rev. B.* – 1993. – Vol. 47, N. 22. – Pp. 15334–15337.

[117] Parkin SSP, Li ZG, Smith DJ. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – Vol. 58, N. 23. – Pp. 2710–2712.

[118] Grünberg PE, Schreiber R, Pang Y, Brodsky MB, Sowers H. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – Vol. 57, N. 19. – Pp. 2442–2445.

[119] *Cebollada A, Martinez JL, Gallego JM, de Miguel JJ, Miranda R, Ferrer S, Batallan F, Fillion G, Rebouillat JP.* Antiferromagnetic ordering in Co-Cu single-crystal superlattices // *Phys. Rev. B.* – 1989. – Vol. 39, N. 13. – Pp. 9726–9729.

[120] *Bruno EP, Chappert C.* Oscillatory coupling between ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metal spacer // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – Vol. 67, N. 12. – Pp. 1602–1605.

[121] *Johnson MT, Coehoorn R, De Vries JJ, McGee NW, Aan de Stegge J, Bloemen PJ.* Orientational dependence of the oscillatory exchange interaction in Co/Cu/Co // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – Vol. 69, N. 6. – Pp. 969–972.

[122] *Johnson MT, Purcell ST, McGee NEW, Coehoorn R, aan de Stegge J, Hoving W.* Structural dependence of the oscillatory exchange interaction across Cu layers // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – Vol. 68, N. 17 – Pp. 2688–2691.

[123] *Bloemen PJ, Van Dalen R, De Jonge WJ, Johnson MT, Aan de Stegge J.* Short period oscillation of the interlayer exchange coupling in the ferromagnetic regime in Co/Cu/Co (100) // *J. Appl. Phys.* – 1993. – Vol. 73, N. 10. – Pp. 5972–5974.

[124] *Van Gelderen P, Cramping S, Rasing T, Inglesfield JE.* Effect of interface magnetic moments and quantum-well states on magnetization-induced second-harmonic generation // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 54, N. 4. – Pp. R2343–R2346.

[125] *Smith NV, Brookes NB, Chang Y, Johnson PD.* Quantum-well and tight-binding analyses of spin-polarized photoemission from Ag/Fe (001) overlayers // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 49, N. 1 – Pp. 332–338.

[126] *Ortega JE, Himpsel FJ.* Quantum well states as mediators of magnetic coupling in superlattices // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – Vol. 69, N. 5. – Pp. 844–847.

[127] *Weber W, Bischof A, Allenspach R, Würsch C, Back CH, Pescia D.* Oscillatory magnetic anisotropy and quantum well states in Cu/Co/Cu (100) films // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – Vol. 76, N. 18. – Pp. 3424–3427.

[128] *Chiang TC.* Photoemission studies of quantum well states in thin films // *Surf. Sci. Rep.* – 2000. – Vol. 39, N. 7–8. – Pp. 181–235.

[129] *Mathon J.* Exchange interactions and giant magnetoresistance in magnetic multilayers // *Contemp. Phys.* – 1991. – Vol. 32, N. 3. – Pp. 143–156.

[130] *Mathon J, Villeret M, Muniz RB, e Castro JD, Edwards DM*. Quantum well theory of the exchange coupling in Co/Cu/Co (001) // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 74, N. 18. – Pp. 3696–3699.

[131] *Qiu ZQ, Smith NV*. Quantum well states and oscillatory magnetic interlayer coupling // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2002. – Vol. 14, N. 8. – R169–R193.

[132] *Stiles MD*. Interlayer exchange coupling // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 200, N. 1–3. – Pp. 322–337.

[133] *Edwards DM, Mathon J, Muniz RB*. Quantum-well states and exchange coupling in fcc (111) magnetic multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 50, N. 21. – Pp. 16066–16069.

[134] *Nordström L, Lang P, Zeller R, Dederichs PH*. Quantum well states and interlayer coupling: Co/Cu (100) // *J. Appl. Phys.* – 1996. – Vol. 79, N. 8. – Pp. 5638–5640.

[135] *Edwards DM, Mathon J, Muniz RB, Phan MS*. Oscillations of the exchange in magnetic multilayers as an analog of de Haas–van Alphen effect // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – Vol. 67, N. 4. – Pp. 493–496.

[136] *Persat N, Dinia A*. Strong temperature dependence of the interlayer exchange coupling strength in Co/Cu/Co sandwiches // *Phys. Rev. B.* – 1997. – Vol. 56, N. 5 – Pp. 2676–2679.

[137] *Lee CL, Bain JA, Chu S, McHenry ME*. Separation of contributions to spin valve interlayer exchange coupling field by temperature dependent coupling field measurements // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 91, N. 10. – Pp. 7113–7115.

[138] *e Castro JDA, Mathon J, Villeret M, Umerski A*. Confinement mechanism for strong temperature dependence of the interlayer exchange coupling in Co/Cu (001) // *Phys. Rev. B.* – 1996. – Vol. 53, N. 20. – R13306–R13309.

[139] *Schwieger S, Nolting W*. Origin of the temperature dependence of interlayer exchange coupling in metallic trilayers // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 69, N. 22. – Pp. 224413-1–224413-7.

[140] Almeida NS, Mills DL, Teitelman M. Temperature variation of the interfilm exchange in magnetic multilayers: the influence of spin wave interactions // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 75, N. 4. – Pp. 733–736.

[141] Schwieger S, Kienert J, Lenz K, Lindner J, Baberschke K, Nolting W. Spin-wave excitations: the main source of the temperature dependence of interlayer exchange coupling in nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98, N. 5. – Pp. 057205-1–057205-4.

[142] Lindner J, Rüdert C, Kosubek E, Pouloupoulos P, Baberschke K, Blomquist P, Wäppling R, Mills DL. $T^{3/2}$ dependence of the interlayer exchange coupling in ferromagnetic multilayers // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – Vol. 88, N. 16. – Pp. 167206-1–167206-4.

[143] Amokrane G, Falentin-Daudré C, Ramtani S, Migonney V. (2018). A simple method to functionalize PCL surface by grafting bioactive polymers using UV irradiation // *IRBM.* – 2018. – Vol. 39, N. 4. – Pp. 268–278.

[144] Мошников ВА, Спивак ЮМ. Атомно-силовая микроскопия для нанотехнологии и диагностики: Учеб. пособие. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2009.

[145] Shalyguina, EE, Shin KH. Influence of nonmagnetic layer (Ti, Zr, Pt) on magnetic and magneto-optical properties of Fe/NML bilayers and Fe/NML/Fe trilayers // *JMMM.* – 2000. – Vol. 220, N. 2–3. – Pp. 167–174.

[146] Новиков А. И. Исследование магнитооптических свойств Ni-Mn-содержащих сплавов гейслера и разбавленных магнитных полупроводников GaMnAs(Sb) и TiO₂:V: диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук: 01.04.11; [Место защиты: Москва. «Московский Государственный Университет»] – Москва, 2016. – 144 с.

[147] Перов НС, Родионова ВВ, Прудникова МВ, Грановский АБ, Прудников ВН. Вибрационный магнитометр. Специальный физический практикум // *Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова.* – 2016. – С. 1–32.

[148] Aharoni A. Exchange anisotropy in films, and the problem of inverted hysteresis loops // *Journ. of Appl. Phys.* – 1994. – Vol. 76, N. 10. – Pp. 6977-6979.

- [149] Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений. – Изд-во МГУ, 1985.
- [150] Chikazumi S, Graham CD. Physics of ferromagnetism – Oxford University Press, 1997.
- [151] Demirtas S, Koymen AR. Coercivity and exchange bias near the compensation temperature for inhomogeneous Fe/Gd ferrimagnets // *J. Appl. Phys.* – 2004. – Vol. 95, N. 9. – Pp. 4949–4952.
- [152] Bloemen PJ, de Jonge WJ, den Broeder FJ. The temperature dependence of the magnetization of magnetic multilayers. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – Vol. 93. – Pp. 105–108.
- [153] Васильковский ВО, Савин ПА, Лепаловский ВН, Кандаурова ГС, Ярмошенко ЮМ. Особенности гистерезисных свойств и доменной структуры слоистых магнитных пленок // *ФММ.* – 1995. – Vol. 79, N. 3. – Pp. 70–77.
- [154] Svalov AV, Vas'kovskiy VO, Barandiarán JM, Balymov KG, Sorokin AN, Orue I, Larrañaga A, Schegoleva NN, Kurlyandskaya GV. Structure and magnetic properties of Gd/Ti nanoscale multilayers // *Sol. St. Phen.* – 2011. – Vol. 168. – Pp. 281–284.
- [155] Farle M, Baberschke K, Stetter U, Aspelmeier A, Gerhardter F. Thickness-dependent Curie temperature of Gd (0001)/W (110) and its dependence on the growth conditions // *Phys. Rev. B.* – 1993. – Vol. 47, N. 17. – Pp. 11571–11574.
- [156] Шалыгина ЕЕ, Козловский В.Л., Сяньбо Д. Магнитооптическое исследование ультратонких пленок железа и кобальта // *Вестн. Моск. Ун-та.* – 1995. – Vol. 36, N. 5. – Pp. 51–57.
- [157] Guo GY, Ebert H. Theoretical investigation of the orientation dependence of the magneto-optical Kerr effect in Co // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 50, N. 14. – Pp. 10377–10380.
- [158] Shalyguina EE, Tsidaeva NI, Khudayakova SV, Iskhakov RS, Moroz JM. Magneto-optical investigation of Co/Pd multilayers. // *J Phys. Soc. Jpn.* – 1997. – Vol. 21, N. S2. – Pp. 181–184.
- [159] van Dau FN, Fert A, Etienne P, Baibich MN, Broto JM, Chazelas J, Creuzet G, Friederich A, Hadjoudj S, Hurdequint H, Redoules JP. Magnetic Properties of (001)

Fe/(001) Cr bcc Multilayers. // *J. phys., Colloq.* – 1988. – Vol. 49, N. C8. – Pp. 1633–1655.

[160] Звездин КА. Особенности перемагничивания трехслойных наноструктур // *ФТТ.* – 2000. – Vol. 42, N. 1. – Pp. 116–120.

[161] Чеботкевич ЛА, Воробьев ЮД., Самардак АС, Огнев АВ. Влияние кристаллической структуры и межслоевой обменной связи на коэрцитивную силу Co/Cu/Co-пленок // *ФТТ.* – 2003. – Vol. 45, N. 5. – Pp. 863–866.

Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю профессору Шалыгиной Елене Евгеньевне за помощь с выбором темы научной работы, непрерывное обучение и помощь в проведении экспериментальных исследований, проявленное внимание, терпение и поддержку при написании диссертации.

Автор выражает признательность коллегам кафедры магнетизма за содействие в проведении измерений и выполнении научной работы, неоценимую профессиональную и человеческую поддержку. Автор благодарит за ценные научные консультации и полезные замечания: профессора, заведующего кафедрой магнетизма Перова Николая Сергеевича; профессора Ганьшину Елену Александровну; профессора Прудникова Валерия Николаевича; профессора Грановского Александра Борисовича; к.ф.-м.н., доцента Радковскую Анну Александровну; к.ф.-м.н., доцента Котельникову Ольгу Анатольевну.

Автор выражает благодарность к.т.н., доценту кафедры общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова Каминской Татьяне Петровне за помощь в проведении исследований на атомном силовом микроскопе.

Особую благодарность и признательность автор выражает д.ф.-м.н., с.н.с. Свалову Андрею Владимировичу за предоставление образцов Co/Cu/Co и Co/Gd/Co, а также к. ф.-м. н. Воробьёвой Наталье Викторовне за предоставление образцов Fe/полидифениленфталид/Fe для данного исследования.