

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В. ЛОМОНОСОВА**

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Исследование структурных, магнитных и магнито-оптических
свойств тонкопленочных систем на основе кобальта и висмута

Investigation of the structural, magnetic and magneto-optical properties of
the thin-film systems based on cobalt and bismuth

Дипломная работа студента
6 курса кафедры магнетизма
Физического факультета
Доронина Дмитрия Сергеевича

Научные руководители:
дфмн., профессор
Шалыгина Елена Евгеньевна
дфмн., профессор
Ганьшина Елена Александровна

Допущен к защите
« » декабря 2015 года.
Зав. кафедрой магнетизма
проф. Перов Н.С.

Москва – 2015

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. Обзор литературы	5
1.1. Тонкие пленки	5
1.2. Способы получения магнитных пленок	9
1.2.1. Молекулярно-лучевая эпитаксия	9
1.2.2. Магнетронное распыление	9
1.2.3. Ионно-плазменное напыление	10
1.2.4. Электролитическое осаждение	10
1.2.5. Химическое осаждение	11
1.3. Влияние различных факторов на магнитные свойства тонких пленок	12
1.3.1. Влияние состава подложки	12
1.3.2. Влияние отжига на структуру и магнитооптические свойства пленок	13
1.3.3. Влияние ступенчатой структуры подложки на магнитные характеристики	14
1.3.4. Влияние плотности тока при электроосаждении	15
1.3.5. 5d металлы в тонких пленках	16
1.3.6. Легирования CoFe ферритом	18
1.3.7. Полуметалл Bi в тонких магнитных пленках	18
1.3.8. Системы с органическими веществами	19
Глава 2. Методика эксперимента и изучаемые образцы	22
2.1. Классификация магнитооптических эффектов	22
2.2. Магнитооптическая установка для измерения магнитных характеристик изучаемых образцов	23
2.3. Спектральная установка для измерений ЭЭК на изучаемых образцах	27
2.4. Анализ погрешностей эксперимента	28
2.5. Изучаемые образцы и методики эксперимента	29
Глава 3. Результаты исследования и их обсуждение	31
3.1. Результаты измерений структурных измерений	31
3.2. Результаты измерений магнитных характеристик изучаемых образцов	31
3.3. Результаты измерений магнито-оптических характеристик изучаемых образцов	38
Список литературы	43

ВВЕДЕНИЕ

Тонкие магнитные пленки субмикронной толщины привлекают внимание многих научных коллективов по всему миру с конца XX века. Основой тому послужила быстроразвивающаяся область в квантовой электронике - спинтроника, и связанное с ней открытие в 1988 году гигантского магнитного сопротивления (GMR), за открытие которого Альберт Ферт и Петер Грюнберг были удостоены Нобелевской премии по физике в 2007 году.

В настоящее время датчики магнитного поля, основанные на GMR, а если быть более точным, на схожем эффекте гигантского туннельного магнетосопротивления (TMR), применяются практически в каждом компьютере, а также в считывающих головках жестких дисков. Еще одной важной и очень перспективной областью микроэлектроники является создание магниторезистивной оперативной памяти (MRAM), которая, по мнению некоторых экспертов, из-за своих уникальных свойств, в конечном счете, заменит существующие типы компьютерной памяти, но пока из-за некоторых проблем она не способна конкурировать с ними.

Основным элементом всех этих устройств являются тонкопленочные системы, представляющие собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины. Кроме обнаружения в подобных системах эффекта GMR и TMR были также открыты такие новые явления, как осциллирующее обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями через немагнитную прослойку [1] и квантовые размерные эффекты [2]. В связи с изложенным выше, исследования тонкопленочных магнитных систем имеют как научную, так и практическую значимость.

Наиболее важной проблемой при исследовании выше указанных образцов является изучение обменных взаимодействий между магнитными слоями (Fe, Co) через немагнитную прослойку. Ранее на кафедре магнетизма было выполнено детальное изучение трехслойных систем ФМ/НФМ/ФМ с двумя идентичными магнитными слоями (ФМ - Fe, Co) и различными промежуточными немагнитными слоями (НФМ): диамагнитными (Ag, Au), парамагнитными (Ta, Mo, Pt, Pd) и диамагнитными полупроводниковыми (Si). *Следует отметить, что под немагнитными слоями мы подразумеваем такие материалы, в которых отсутствует ферромагнитный*

порядок (нет обменного взаимодействия между магнитными ионами). Проведенные исследования тонких магнитных пленок и многослойных структур выявили огромное количество факторов, влияющих на их магнитные свойства, некоторые из которых будут рассмотрены ниже. Однако, анализ существующих данных показал, что, несмотря на большой прогресс в исследовании вышеуказанных материалов, физика обменного взаимодействия в тонкопленочных системах с диамагнитным полуметаллическим висмутом (Vi) далека от полного понимания.

Изучение влияния состава и толщины магнитных и немагнитных слоев в тонкопленочных системах, может обеспечить проверку физических явлений, которые могут проявляться при значительном уменьшении толщины немагнитного слоя. Причем полученные результаты могут быть полезны при разработке многослойных структур для практического применения в устройствах современной микро- и нанoeлектроники.

ЦЕЛЬЮ РАБОТЫ является изучение влияния толщины висмутового слоя на структурные, магнитные и магнитооптические характеристики **Co/Vi/Co** и **Vi/Co** тонкопленочных систем.

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Тонкие пленки

Металлические ультратонкие пленки и многослойные магнитные структуры исследуются уже в течение многих лет. Наиболее широко магнитные свойства этих материалов начали изучаться в 70-х годах прошлого столетия, что было обусловлено существенным усовершенствованием технологии их получения, в частности, развитием метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Этот метод позволил контролировать кристаллический рост пленок [3], а также их кристаллографические и спектроскопические характеристики. С тех пор магнетизм тонких пленок является активно исследуемой областью физики магнитных явлений. Очевидно, что здесь целесообразно привести существующее на данном этапе корректное определение ультратонкой магнитной пленки.

Одно из последних подробных описаний магнетизма в ультратонких магнитных пленках приведено в обзорной статье [4], где в первую очередь введены такие понятия, как характеристические длины. Основным положением этой работы является тот факт, что магнетизм твердых тел представляет собой квантово-механическое явление, которое описывается с использованием принципа Паули и электрон-электронного отталкивания Кулона в терминах электронного потенциала. В простых терминах, требование антисимметрии связывает электронные орбитали с электрон-спиновым состоянием (обменная энергия). При этом электроны не занимают одну и ту же область в пространстве, что обуславливает понижение электростатической энергии за счет кинетической. Так как обменное взаимодействие не является результатом прямого атомного спин-спинового взаимодействия, оно может быть описано феноменологически. Одним из удобных описаний его является гамильтониан Гейзенберга, записываемый в виде: $H = - \sum J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$, где J_{ij} – обменный интеграл, \mathbf{S}_i – спин i -го атома. Это соотношение особенно применимо для локализованной магнитной системы, где \mathbf{S} – ее полный локализованный атомный момент [5]. Кроме того, часто используется описание, основанное на зонной модели металла (модель Стонера) [6, 7], где обменная энергия определяется из обменного расщепления зон, пропорционального намагниченности. Последнее утверждение экспериментально доказано в работах [8, 9] для классических переходных металлов таких, как Fe, Co и Ni. Вообще говоря, обменная энергия является источником

магнитного порядка, проявляющегося в случае ферромагнетизма в параллельной ориентации спинов.

Другие виды магнитной энергии включают в себя магнитную анизотропию, которая возникает благодаря спин-орбитальному взаимодействию (поэтому является также квантовым релятивистским эффектом), классическую магнитостатическую энергию, определяемую диполь-дипольным взаимодействием, и энергию взаимодействия с внешним магнитным полем (эффект Зеемана). Несмотря на то, что обменная энергия (порядка 0.1 eV/atom) много больше, чем магнетоупругая (~ 0.1 meV/atom) и энергия магнитной анизотропии (~ 10 μ eV/atom), две последние являются наиболее важными в макроскопических образцах при измерениях, превышающих характеристические длины, которые будут представлены ниже. Такие длины получаются естественным образом из классических выражений для различных видов энергий. Так плотность обменной энергии для кубического или изотропного материала записывается в виде [10 - 12]:

$$e_{ex} = A(\nabla \mathbf{m})^2,$$

где A – обменная константа, а $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_S$ – единичный вектор намагниченности, M_S – намагниченность насыщения.

Энергия магнитной анизотропии связывает направление намагниченности с осями кристаллической симметрии и, как таковая, обладает симметрией кристаллической решетки. Микроскопически, магнитокристаллическая анизотропия обусловлена спин-орбитальным и магнитодипольным взаимодействиями [13 – 16]. Для одноосных и кубических кристаллов плотность энергии анизотропии обычно описывается как:

$$e_{uni} = K_u(1-\alpha_3^2) + K_u'(1-\alpha_3^2)^2 + \dots,$$

$$e_{uni} = K_1 \sum_{i>j} \alpha_i^2 \alpha_j^2 + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots,$$

где α_i – направляющие косинусы намагниченности, K_u , K_1 и K_2 – константы одноосной и кубической магнитной анизотропии.

Другой вклад в анизотропию, который особенно важен в ультратонких пленках, это поверхностная магнитная анизотропия (впервые рассмотренная Неелем), возникающая из-за нарушения симметрии на поверхности. Величина поверхностной магнитной анизотропии в тонких пленках порядка 0.1 – 1 эрг см⁻².

Наконец, плотность магнитостатической энергии может быть описана следующим образом:

$$e_{ms} = 2\pi\mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M},$$

где \mathbf{H}_d – магнитодипольное поле, определяемое из распределения намагниченности в образце, которое, в свою очередь, может быть найдено из магнитостатического потенциала U . Значение U определяется поверхностными и объемными магнитными зарядами - соответственно $\rho_s = \mathbf{n} \cdot \mathbf{M}$ и $\rho_v = -\nabla \cdot \mathbf{M}$, (где \mathbf{n} - единичный вектор нормали к поверхности, окружающий магнитный объем).

Минимизация полной энергии, задаваемой выше приведенными соотношениями, позволяет получить две характеристические длины, а именно *длину обменного взаимодействия*

$$l_{ex} = (A/2\pi M_S^2)^{1/2}$$

и *ширину доменной стенки*

$$l_{dw} = (A/K)^{1/2}.$$

В этом контексте, ультратонкими магнитными пленками в работе [4] называют пленки, толщина которых порядка или ниже длины обменного взаимодействия. Эквивалентное выражение для l_{dw} определяется длиной, равной $l_s = (Aw/K_S)^{1/2}$, выше которой спины возмущены присутствием анизотропии K_S с шагом, равным w .

Следует указать, что приведенные выше характеристические длины оказались чрезвычайно важными при рассмотрении модели случайной магнитной анизотропии в нанокристаллических магнитомягких материалах [17]. В этой работе предполагалось, что указанные выше материалы состоят из гранул, размер D которых меньше обменной длины $L_{об} \sim (A/K)^{1/2}$.

Известно, что при $D \gg L$ обменное взаимодействие между кристаллитами мало. В результате распределение намагниченности в кристаллите определяется его магнитной кристаллографической анизотропией, а функция распределения намагниченности в поликристаллическом образце повторяет распределение легких осей кристаллитов. В данном случае магнитные свойства пленок определяются закреплением (пиннингом) доменных границ на границах раздела кристаллитов, и как показано, например, в работе [16], величина коэрцитивной силы обратно пропорциональна размеру кристаллитов:

$$H_C \propto (AK_1)^{1/2} / M_S D$$

Здесь K_1 – константа одноосной магнитной анизотропии кристаллитов.

При $D \ll L_{об}$ обменное взаимодействие между кристаллитами усиливается и подавляет магнитную кристаллографическую анизотропию отдельных кристаллитов. Вследствие этого локальная анизотропия кристаллитов усредняется по всему объему поликристаллического образца. В соответствии с моделью случайной магнитной анизотропии, предложенной Херцером, для конечного числа N кристаллитов всегда существует некоторое легкое направление, определяемое статистическими флуктуациями магнитного момента. При этом эффективная магнитная анизотропия рассчитывается путем усреднения по N кристаллитам внутри объема, равного $V = L^3$. Для эффективной константы магнитной анизотропии было получено следующее выражение, справедливое не только для случая одноосной магнитной анизотропии, но и для кубической, и другой:

$$K_{эфф} \propto K_1^4 D^6 / A^3.$$

Поскольку обычно коэрцитивная сила определяется соотношением:

$$H_C \propto K/M_S,$$

то в данном случае:

$$H_C \propto K_{эфф}/M_S = K_1^4 D^6 / M_S A^3.$$

Подводя итог, следует указать, что в микромагнитной теории ферромагнетиков ультратонкой магнитной пленкой называется слой ферромагнитного материала, толщина которого равна или меньше длины, определяемой соотношением:

$$L = (A/K)^{1/2},$$

где A - обменный параметр, K - константа магнитной анизотропии.

1.2. Способы получения магнитных пленок

Активное изучение тонких пленок началось примерно с 1970 года, причиной этого послужило усовершенствование технологий получения тонкопленочных структур. Ниже приведены способы получения тонкопленочных систем, наиболее широко применяемые на практике.

1.2.1. Молекулярно-лучевая эпитаксия

Технология молекулярно-лучевой эпитаксии была создана в конце 1960-х годов и по настоящее время является уникальным методом получения тонкопленочных структур сверхвысокой чистоты, однородности и сравнительно малым количеством дефектов.

В основе метода лежит осаждение испаренного в молекулярном источнике вещества на монокристаллическую, атомарно гладкую подложку под сверхвысоким вакуумом (до 10^{-8} Торр). При этом количество загрязняющих примесей в испаренном веществе не должно превышать 10^{-6} %. Недостатками этого метода являются высокая стоимость оборудования, малая скорость роста и сложность поддержания высокого вакуума.

1.2.2. Магнетронное распыление

Метод, основанный на эмиссии атомов с поверхности твердого тела (мишени) при ее бомбардировке положительно заряженными частицами. В этом случае речь идёт о бомбардировке отрицательно заряженного электрода (катода). Распыление происходит в плазме диодного разряда в скрещенных полях.

При бомбардировке мишени ионами происходит каскад столкновений внутри материала, вызванный передачей импульса мишени. При этом, если импульс после ряда столкновений доходит до атома на поверхности материала с энергией, превышающей энергию связи в веществе, то этот атом отрывается от мишени и осаждается на подложке. Рабочим газом обычно является аргон или ксенон.

Количество выбитых атомов, приходящееся на один ион рабочего газа, называют эффективностью процесса. Масса, энергия, угол падения ионов рабочего газа, а также масса мишени, энергия связи атомов в мишени и в случае кристаллической структуры расположение кристаллической решетки определяют величину эффективности процесса. Частицы, покидающие поверхность мишени, осаждаются на поверхность подложки в виде тонких пленок, а также частично рассеиваются на молекулах остаточных газов или осаждаются на стенках вакуумной камеры.

1.2.3. Ионно-плазменное напыление

Сущность ионно-плазменного напыления заключается в том, что в высокотемпературную плазменную струю подаётся распыляемый материал, который нагревается, плавится и в виде двухфазного потока направляется на подложку. При ударе и деформации происходит взаимодействие частиц с поверхностью основы (или напыляемым материалом) и формирование покрытия. Плазменное напыление является одним из вариантов газотермического напыления.

1.2.4. Электролитическое осаждение

Электроосаждение – это специальный метод получения различных покрытий на проводящей поверхности под воздействием электрического тока. Нанесение покрытий осуществляется при погружении окрашиваемого изделия в ванну, в которой содержится раствор осаждаемого материала. Изделие является анодом (катодом).

Электрохимическое осаждение металлов является достаточно популярным способом повышения качества поверхности изделий. В промышленности оно, будучи основой гальванотехники, развивалось почти исключительно эмпирически и нашло применение в большинстве отраслей народного хозяйства благодаря чрезвычайно широким возможностям использования.

К сожалению, научные основы большинства методов электрохимического осаждения разработаны еще недостаточно. Имеется множество эмпирических описаний процессов. Между тем почти полностью отсутствуют надежные данные для

количественного описания реакций, причем довольно сложных, определяющих ход технологии и обуславливающих формирование определенных свойств осаждаемых покрытий. Разработка этих научных основ стала возможной только в последние десятилетия в связи со значительным прогрессом в областях электрокристаллизации, физики твердого тела и массопереноса в жидкостях. Несмотря на большое число исследований, проведенных в последние годы в области гальванотехники, еще нет оснований говорить о создании достаточных основ для научного подхода к проблемам промышленной практики электрохимического осаждения металлов, например, таких, которые позволили бы заранее рассчитывать оптимальные варианты решения конкретной практической задачи. Такое отставание, бесспорно, существенно препятствует разработке и дальнейшему совершенствованию технологических процессов.

1.2.5. Химическое осаждение

В основу процесса химического осаждения положена реакция восстановления металлов из водных растворов его солей обычно гипофосфитом натрия. Растворы могут быть щелочными и кислотными. В результате образуется металлическое покрытие.

В конце этого раздела следует отметить, что наиболее популярным и относительно дешевым методом получения тонкопленочных образцов и многослойных систем, использующихся в различных практических приложениях, является метод магнетронного распыления.

1.3. Влияние различных факторов на магнитные свойства тонких пленок

Известно, что существует огромное количество параметров, которые можно менять в процессе напыления образцов. В частности, возможно изменение давления рабочего газа, степени вакуума в рабочей камере, температуры, направления магнитного поля в процессе получения образца. Можно варьировать морфологию подложки или изменять ее состав, добиваться создания упругих напряжений в самой подложке. Это дает возможность создать структуры с нужными характеристиками. К сожалению, все методы получения магнитных пленок носят эмпирический характер, и практически невозможно предугадать свойства, полученные в той или иной ситуации. Поэтому эмпирическое изучение подобных образцов очень важно, так как накопление данных и информации о разнообразных структурах и анализирование поведения различных физических характеристик могут помочь создать полноценную теорию, которая дала бы возможность создавать системы с заранее известными характеристиками, или найти структуру, которая по своим свойствам превзошла бы существующие сегодня аналоги. Ниже приведен обзор различных статей, из которых можно понять, что возможности управления магнитными характеристиками безграничны, а различия свойств в структурах, которые на первый взгляд могут казаться идентичными, огромны.

1.3.1. Влияние состава подложки

Значительное влияние на морфологию магнитной пленки оказывает состав подложки, на которую она была напылена. Было экспериментально доказано, что можно увеличить спиновый магнитный момент железа, варьируя состав подложки, на которую его распыляют. В ОЦК решетке железа спиновый магнитный момент примерно равен $2.2 \mu\text{B}$, в монослое Fe на Cu (111) он равен $2.7 \mu\text{B}$, а на Ag(111) достигает значения $3.2 \mu\text{B}$. На магнитный момент Fe влияет также кристаллографическая плоскость подложки, на которую оно напыляется. Так для Fe на Cu (001) значение спинового магнитного момента достигает $4.0 \mu\text{B}$.

Если для Fe, изменяя состав подложки, можно добиться повышения магнитного момента, то с Co наблюдалась более интересная картина.

Было обнаружено, что, заменив Cu (001) на W(001), ферромагнитный порядок Co сменился на антиферромагнитный. Таким образом, используя различный состав подложки можно формировать сложные неколлинеарные трехмерные структуры [18].

Похожую картину можно наблюдать и в двухслойных системах, где на «немагнитный» слой напыляют ферромагнетик. Так в статье [19] были проведены исследования различных двухслойных систем. Пленки Co и NiFe толщиной 5-20 нм были напылены на Cr, Ta и Cu слои, имеющие толщину 20 нм. Было обнаружено влияние слоев Cr, Ta и Cu на величину коэрцитивной силы как Co, так и NiFe слоев.

1.3.2. Влияние отжига на структуру и магнитооптические свойства пленок

В работе [20] было изучено влияние отжига на структуру и величину магнитооптического эффекта Фарадея в двухслойном образце Ni/Ge и пятислойном образце Ge/Ni/Ge/Ni/Ge. Отжиг производился при температуре 150°C в течение 10 минут. В качестве опорного образца использовался Ni толщиной 12.5 нм, 14 нм, 17.5 нм. Проанализировано влияние толщины Ni в двухслойном образце на эффект Фарадея, была обнаружена линейная зависимость эффекта от толщины Ni, кроме этого с помощью экстраполяции был найден «мёртвый» слой Ni (равный ~ 5нм), который не вносит вклад в эффект Фарадея.

Более интересным результатом оказалось исследование зависимости эффекта Фарадея от толщины промежуточного слоя Ge в пятислойном образце. Было обнаружено, что величина эффекта Фарадея обратно пропорциональна толщине немагнитного слоя. Этот факт был объяснен диффузией Ge в Ni: при малой толщине промежуточного слоя немагнитный слой тоньше, чем это допускается глубиной диффузии, и большая часть Ni находится в ферромагнитном состоянии. По мере возрастания толщины слоя Ge увеличивается глубина его проникновения в Ni, то есть большая часть слоя Ni теряет магнитный порядок.

При отжиге Ni эффект увеличивался на 40%, а при последующих отжигах не изменялся. Такая же зависимость наблюдалась и в двухслойных образцах. При отжиге многослойного образца картина была другой. После первого отжига эффект увеличивался, но уже после второго эффект становился меньше исходного и продолжал уменьшаться при последующих отжигах. Это было объяснено диффузией Ge в Ni. Так как Ni окружен с двух сторон немагнитным Ge, то суммарная толщина проникновения Ge в Ni была существенной. Это и влияло на значение намагниченности и, следовательно, на эффект Фарадея.

1.3.3. Влияние ступенчатой структуры подложки на магнитные характеристики

В работе [21] было исследовано влияние ступенчатой подложки на морфологию напыляемого железа. В качестве подложки был использован кремний, вырезанный в плоскости (111), на котором были образованы ступеньки под углом 0.5° по направлению (112), образующие пилообразную поверхность. Высота ступенек была равна 1.8 нм, а их - длина 180 нм. Система из такой подложки с напыленным на него слоем Fe характеризовалась самоорганизующимися и удлинёнными нанокластерами. Половина таких зерен с длиной порядка 70 нм была ориентирована вдоль оси (110), т.е. параллельно ступенькам, а другая половина с длиной порядка 50 нм была ориентирована перпендикулярно.

Магнито-оптическое исследование такой структуры с помощью эффекта Керра показало, что система имеет сложную анизотропию, тип которой точно не мог быть установлен. Для иллюстрации на *рис.1* показана угловая зависимость коэрцитивной силы и остаточной намагниченности от направления в плоскости образца.

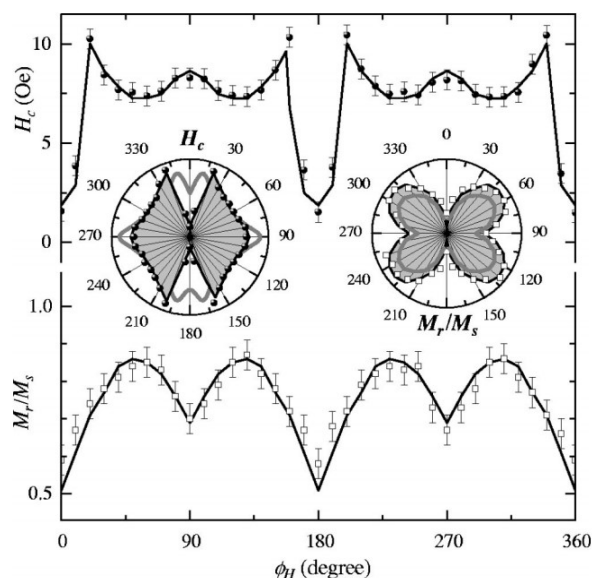


Рис. 1 Угловая зависимость коэрцитивной силы и остаточной намагниченности от направления в плоскости образца.

В статье [22] было проанализировано получение наведенной анизотропии при отсутствии внешнего магнитного поля в процессе напыления образца. С помощью молекулярно лучевой эпитаксии на ступенчатую Si подложку был нанесен слой Fe. Измерения петель гистерезиса с помощью эффекта Керра при различных ориентациях внешнего магнитного поля относительно подложки свидетельствовали о возможности создания наведенной анизотропии с помощью пилообразной подложки.

Таким образом, варьируя структуру подложки, направление и размеры ступенек, можно добиться получения систем с необходимой и заранее известной анизотропией.

1.3.4. Влияние плотности тока при электроосаждении.

В работе [23] было исследовано влияние плотности тока при получении сплава методом электроосаждения FeNi (пермаллой) на его магнитные характеристики и относительный состав сплава. Сплав было получен в гальванической ванне. Главными компонентами электролита, из которого получали пермаллой, были NiSO_4 (сульфат никеля), FeSO_4 (сульфат железа) и $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$ (лимонная кислота). Было

установлено уменьшение концентрации Fe с увеличением плотности тока, а также увеличение толщины самой пленки. Чтобы проследить за изменением магнитных характеристик пленки пермаллоя при увеличении плотности тока, протекающего через анод, концентрация сульфата железа менялась так, чтобы сохранялся постоянный состав сплава. При этом регулировалось время осаждения, чтобы образцы были одинаковой толщины. В итоге было установлено, что при увеличении тока уменьшалась коэрцитивная сила образца, т.е. образец становился более магнитомягким, несмотря на то, что размер магнитных зерен тоже уменьшался, что было обнаружено с помощью дифракционных измерений. Таким образом, показывая, что с помощью метода, основанного на электроосаждении можно добиться значительного усиления магнитомягкости тонкопленочных систем.

1.3.5. 5d металлы в тонких пленках

Недавние открытия перпендикулярной магнитной анизотропии (РМА) в тонкопленочных системах CoFeB/MgO способствовали развитию нового поколения энергонезависимых запоминающих устройств на основе перпендикулярного магнитного туннельного перехода. В подобных системах используют буферный слой Ta, что привело к некоторым затруднениям в реализации такой многослойной системы из-за значительного уменьшения РМА при отжиге. Эти факторы усложнили оптимизацию такой системы в интегральных схемах, и потребовалось найти замену буферному слою Ta.

Замена была найдена так же среди 5d – металлов. Использование в качестве буферного слоя Hf позволило увеличить перпендикулярную магнитную анизотропию на 30%, но проблема с отжигом (при температуре 300-450°C в течение двух часов) осталась.

В статье [24] в качестве буферного слоя использовали Mo, с помощью которого удалось увеличить РМА на 20%, а также, что еще более важно, удалось увеличить термическую стабильность. Исследования были проведены на вибрационном магнетометре (VSM).

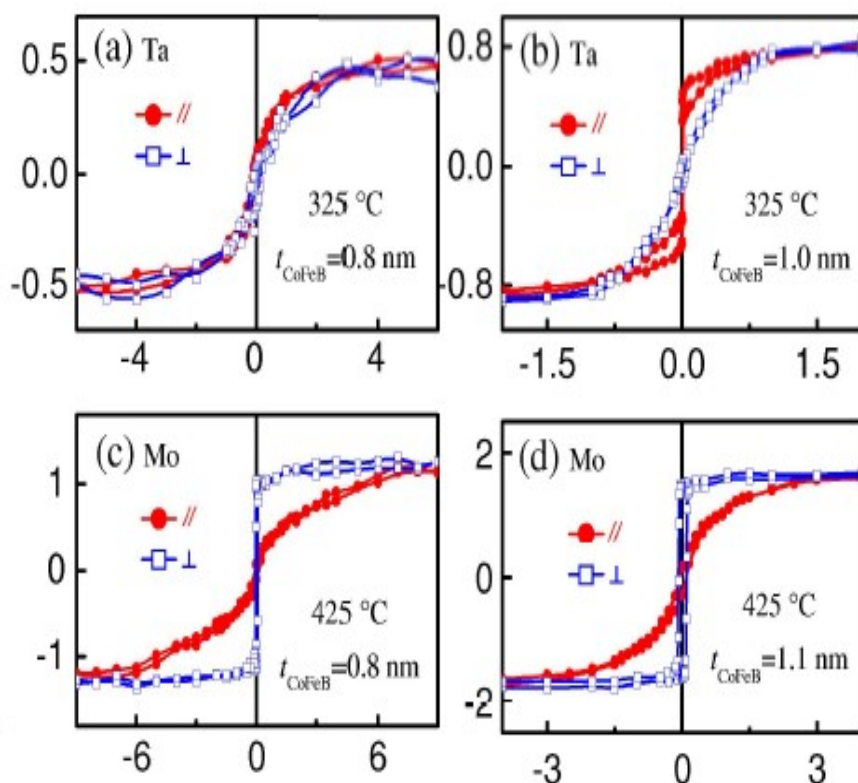


Рис.2 Кривые намагничивания для систем на основе Ta и Mo при разных температурах отжига и направления поля

Данные, приведенные на **рис. 2**, свидетельствуют о том, что Mo менее чувствителен к отжигу образца в отличие от Ta, и даже при температуре отжига 425°C наблюдается перпендикулярная анизотропия.

Такое различие объясняется тем, что распыленный Ta на кремниевой подложке представляет собой аморфное образование, в то время как Mo пленки имеют кристаллическую структуру. Аморфные структуры имеют более высокую энергию наружной диффузии. При отжиге аморфные атомы еще более ускоряются, в то время как кристаллический Mo остается в стабильном состоянии. Кроме того, Mo имеет большую температуру плавления, что тоже может быть причиной высокой термостойкости подобной структуры. Таким образом, было показано, что пленки Mo/CoFeB/MgO перспективны для практического применения.

1.3.6. Легирования CoFe ферритом

Пленки CoFe являются магнитомягким материалом, широко используемым в статических и низкочастотных областях. Резонансная частота в наиболее качественно изготовленных образцах была порядка 2 ГГц. Однако в такой системе наблюдались большие потери на вихревые токи, вызванные малым сопротивлением, что ограничивало их потенциальное применение в высокочастотных приборах. Легирование CoFe пленок диэлектрическими компонентами увеличивало сопротивление, но уменьшало намагниченность насыщения и резонансную частоту. В работе [25] с помощью магнетронного распыления были изготовлены CoFe пленки, легированные NiZn-ферритом. Измерения были выполнены на образцах с разной концентрацией легирующего феррита. Структура была изучена с помощью рентгеновской спектроскопии, а магнитная анизотропия измерена на вибрационном магнетометре. Было установлено, что легирование CoFe пленок NiZn-ферритом увеличивает сопротивление в 7 раз и повышает резонансную частоту до 4.5 ГГц. Кроме того, было обнаружено, что при увеличении концентрации феррита увеличивается также коэрцитивная сила и поле анизотропии.

1.3.7. Полуметалл Bi в тонких магнитных пленках

Сейчас особый интерес представляют пленочные структуры, содержащие полуметалл Bi, который обладает необычными физическими свойствами: Bi не образует соединений с 3d-металлами, длина свободного пробега электрона достигает макроскопического масштаба и зависит от толщины, температуры и приложенного магнитного поля.

В работе [26] впервые были проведены исследования трехслойных пленок NiFe/Bi/NiFe с разными соотношениями содержания пермаллоя и Bi. Для всех изучаемых образцов толщина NiFe слоев была равна 10 нм, а толщина висмута варьировалась от 3 до 15 нм. Измеренные петли гистерезиса на образцах с различной толщиной Bi показали, что с ростом толщины полуметалла, коэрцитивная сила, H_C , увеличивается. При толщине Bi, равной 13 нм, H_C достигает максимума, увеличиваясь почти в 3 раза по сравнению с образцом без прослойки. Так же было установлено, что в интервале толщин висмута от 3 до 12 нм спектр магнитного резонанса состоит из двух линий, что было объяснено наличием

антиферромагнитного взаимодействия между ферромагнитными слоями через Vi разделительный слой. Осцилляции обменного взаимодействия в CoFe/Vi/Co тонкопленочных системах при изменении толщины Vi разделительного слоя были обнаружены также в работе [27]. Период этих осцилляций был равен 18-20 нм.

1.3.8. Системы с органическими веществами

В работе [28] были исследованы двухслойные образцы, состоящие из органического вещества $\text{C}_{42}\text{H}_{28}$ (рубрен), на который был нанесен Ni . Рубрен был выбран потому, что ростом этого вещества очень легко управлять. Фактически, в этих исследованиях он использовался как наноструктурированная матрица для роста пленки Ni . Имея номинальную толщину 15 нм при скорости осаждения 0.11 нм/мин, рубрен представлял собой самоорганизованную структуру островков с поперечной длиной порядка 100-200 нм. Морфология поверхности рубрена представлена на **Рис. 3** При осаждении на эту структуру Ni образуется пленка, непосредственно нанесенная на кремниевую подложку, и «шапочки» из никеля на рубрене.

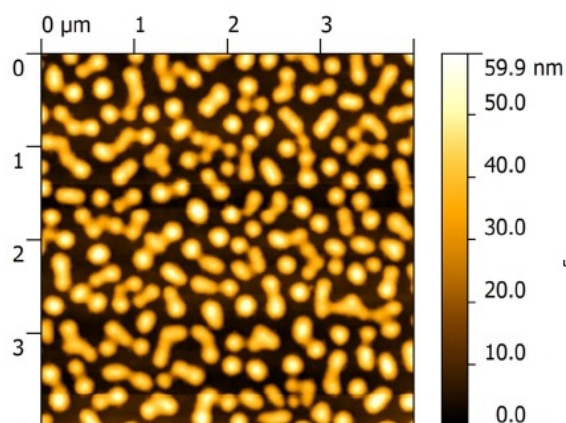


Рис. 3 Морфология поверхности рубрена.

Измеренная спектральная зависимость экваториального эффекта Керра показала, что спектр имеет две компоненты, которые удалось разделить, предположив, что измеряемый сигнал является линейной комбинацией двух спектров **A** и **B** (пленки никеля на кремнии и «шапочки» никеля на рубрене).

Полевые исследования показали, что при малых полях (до 700 Э) существенный вклад в спектр вносит компонента **A**. В дальнейшем она достигает насыщения, а затем усиливается вклад от компоненты **B**. Аналогичные исследования двухслойного образца (в котором скорость осаждения рубрена была увеличена, чтобы получить гладкую поверхность) показали, что за компоненту **B** отвечают именно

«шапочки». Полученный спектр было невозможно разделить на 2 компоненты, и при этом он полностью совпадал с компонентой **В** спектра первого образца.

Было сделано предположение, что металл, осаждаясь на органическую поверхность, быстро диффундирует в него, образуя небольшие частицы, для которых характерно отсутствие насыщения даже при сравнительно больших полях. Причиной этого предполагалась спиновая фрустрация. Для проверки этой гипотезы были необходимы измерения температурных зависимостей эффекта и исследование рентгеновской эмиссии. Однако, независимо от правильности гипотезы, основной идеей этой работы была возможность показать, что с помощью экваториального эффекта Керра без труда можно разделить вклады спектров в гетероструктуре, не вдаваясь в подробности техники фазового сдвига или разделения компонент спектра, используя оптические константы. Таким образом, этот метод может быть применен в широком диапазоне исследований.

Следует отметить, что потенциал возможностей применения органических соединений колоссален. Системы, основанные на полимерах, являются основой современной молекулярной спинтроники. Уже создан новый класс гибридных устройств, состоящих из органических полупроводников и ферромагнитных металлов, среди которых также органические спиновые клапаны и органические светодиоды (OLED). Последние, в свою очередь, являются перспективным элементом для создания дисплеев нового поколения.

Магнитные и морфологические свойства пленок Co, выращенных на органическом слое Alq3 (Alq3 - аббревиатура вещества с формулой $Al(C_9H_6NO)_3$), были исследованы в статье [29]. Alq3 характеризуется своими эффективными электролюминесцентными свойствами, что делает его основным компонентом органических светодиодов. Кроме этого, Alq3 нашел широкое применение и в устройствах спинтроники. Были исследованы три образца: 35 нм Co на 150 нм Alq3, 35 нм Co на 300 нм Alq3 и 100 нм Co на 150 нм Alq3. Образец, полученный осаждением 100 нм Co на подложку из кремния, был исследован для сравнения и определения влияния органического слоя. Сначала с помощью атомного силового микроскопа (AFM) была исследована поверхность образцов Alq3/Co и сравнена с морфологией поверхности однослойного Alq3. Было найдено, что шероховатость для всех образцов, в том числе и для однослойного Alq3, была примерно одинаковой, порядка 10 нм. Особый интерес заслуживала анизотропия распределения размера

зерен. Было обнаружено, что в азимутальном направлении (вдоль угла 15°) наблюдается максимальный (400 нм) размер зерен, а вдоль угла 90° - 295 нм.

Далее с помощью экваториального эффекта Керра были исследованы магнитные свойства систем. По измеренной петле гистерезиса была найдена ее прямоугольность и величина коэрцитивной силы. Эти измерения были проведены для различных ориентаций образца с шагом 15° . Как и ожидалось, все образцы Alq3/Co характеризовались одноосной анизотропией. Вдоль направления 15° наблюдались максимальные значения коэрцитивной силы и прямоугольных петель гистерезиса, а вдоль 90° эти значения практически обращались в ноль. На *рис. 4* представлена полярная зависимость величины коэрцитивной силы для образца Co 35 нм/Alq3 150 нм.

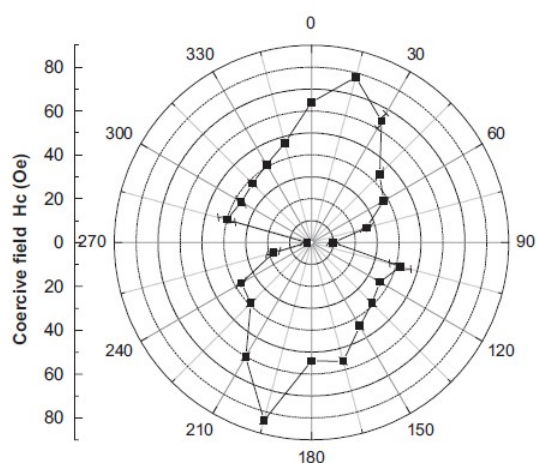


Рис. 4. Полярная зависимость коэрцитивной силы для образца Co 35 нм/ Alq3 150 нм.

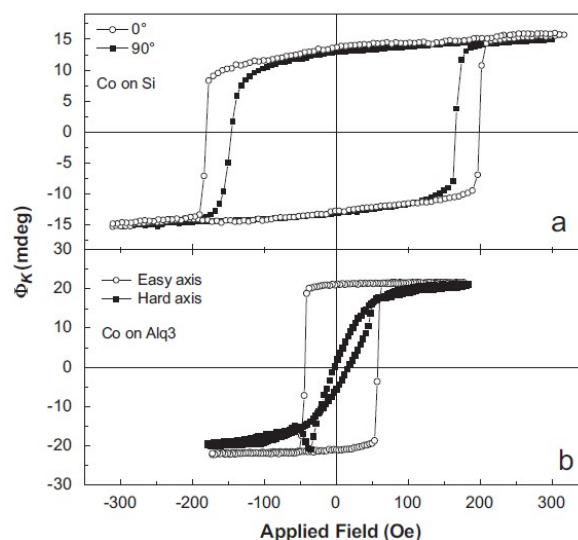


Рис. 5. Петли гистерезиса для образцов Co/Alq3 и Co/Si при двух направлениях поля.

Кроме того, было проведено исследование образца Co на кремниевой подложке. На *рис 5* показаны петли гистерезиса, наблюдаемые для Co/Si и Alq3/Co образцов. Приведенные данные позволяют утверждать, что именно морфология органического Alq3 влияет на структуру и свойства пленки Co.

Глава 2. Методика эксперимента и изучаемые образцы

2.1. Классификация магнитооптических эффектов

Магнитооптические эффекты классифицируются по методу их наблюдения.

1. Эффекты, наблюдаемые в проходящем свете.

- Эффект Фарадея. Этот эффект обусловлен круговым двулучепреломлением, то есть различием показателей преломления для лево- и правополяризованного по кругу света, что вызывает поворот плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света.

- Эффект Фохта. Этот эффект обусловлен линейным двулучепреломлением света, то есть различием комплексных показателей преломления для линейно поляризованного света.

2. Эффекты, наблюдаемые на отраженном от магнитного кристалла свете.

- Полярный и меридиональный эффекты Керра проявляются во вращении плоскости поляризации и превращении линейно поляризованной волны в эллиптически поляризованную.

- Экваториальный эффект Керра состоит в изменении интенсивности и сдвиге фаз линейно поляризованного света, отраженного от намагниченного образца.

Магнитооптические эффекты также классифицируются по характеру распространения света относительно вектора намагниченности.

- Продольные эффекты (вектор намагниченности лежит в плоскости падения света). К продольным эффектам относятся полярный, меридиональный эффекты Керра, а также эффект Фарадея.

- Поперечные эффекты (вектор намагниченности лежит в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света). К поперечным эффектам относятся экваториальный эффект Керра (ЭЭК) и эффект Фохта.

Существуют также линейные по намагниченности изменения интенсивности отраженного от намагниченного кристалла света, наблюдаемые при полярном и меридиональном намагничивании. В этом случае плоскость поляризации должна занимать промежуточное положение между P - и S -компонентами (вектор E электромагнитной волны соответственно параллелен и перпендикулярен плоскости падения света). Все магнитооптические эффекты в ферромагнитных материалах являются следствием двойного лучепреломления света в намагниченном образце.

На практике линейные магнитооптические эффекты широко используются для измерения приповерхностных кривых намагничивания, петель гистерезиса и равновесного распределения намагниченности. При этом фактически измеряются зависимости $\delta(H)/\delta_s \sim M(H)/M_s$, где δ_s - значение магнитооптического сигнала при $M = M_s$, M_s – намагниченность насыщения. Описанные ниже результаты были получены с помощью ЭЭК.

2.2. Магнитооптическая установка для измерения магнитных характеристик изучаемых образцов

Измерения приповерхностных магнитных характеристик изучаемых образцов были выполнены на магнитооптической установке, собранной на базе микроскопа МИС-11. Блок-схема установки приведена на *Рис. 6*. Принцип действия установки заключается в следующем: свет от источника излучения ИС (лампа К-12, питаемая от стабилизированного источника питания) проходит через поляризатор П и с помощью системы линз L_1 первого тубуса микроскопа фокусируется на образец О, расположенный между полюсами электромагнита. Угол падения света на образец равен 45° .

Размер локального участка поверхности изучаемого образца определяется диаметром полевой диафрагмы, расположенной в первом тубусе микроскопа. С учетом возможного изменения увеличения микроскопа диаметр светового пятна на образце может варьироваться от нескольких миллиметров до нескольких десятков микрон.

Известно, что магнитооптический эффект Керра чувствителен к намагниченности приповерхностного слоя определенной толщины, соответствующей глубине проникновения света в среду – t_{pen} . Величина глубины проникновения определяется из соотношения $t_{pen} = \lambda/4\pi k$ (где k - коэффициент поглощения среды). Согласно существующим экспериментальным данным [30], для ферромагнитных материалов величина t_{pen} не превышает 10 – 30 нм в области энергии квантов падающего света 0.5 – 6 эВ.

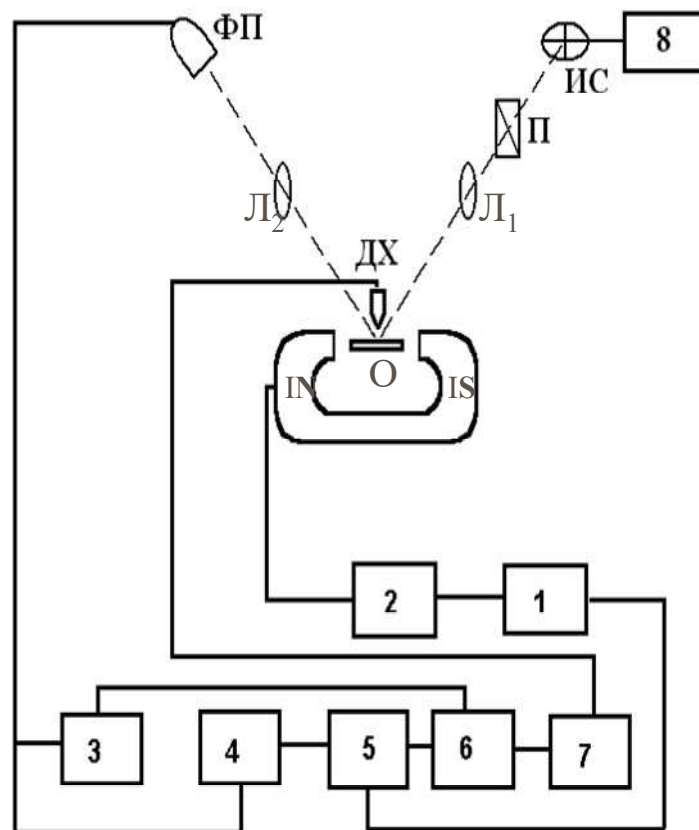


Рис. 6 Блок-схема магнитооптической установки, собранной на базе микроскопа МИС-11.

- 1 - Генератор звуковых частот ЗГ-102
- 2 - Усилитель мощности УМ-50
- 3 - Микровольтметр постоянного тока В2-11
- 4 - Селективный усилитель У2-8
- 5 - Синхронный детектор СД-1
- 6 - Блок деления
- 7 - Аналого-цифровой преобразователь Е-24
- 8 - Блок питания лампы

- О** – образец
- ИС** – источник света
- П** - поляризатор
- Л₁** – первая линза
- ДХ** – датчик Холла
- Л₂** - вторая линза
- ФП** – фотоприемник

Отраженный от образца свет собирается системой линз L_2 второго тубуса в плоскости изображения микроскопа, где расположен приемник излучения ФП

(германиевый фотодиод). Сигнал, пропорциональный интенсивности падающего на фотодиод света, поступает на вход измерительной системы.

В работе использовался модуляционный метод регистрации магнитооптических сигналов. Преимущество данного метода заключается в том, что его применение позволяет устранить влияние колебаний интенсивности источника света, влияние флуктуаций фототока, и в силу того, что он является дифференциальным, его чувствительность увеличивается по сравнению со статическим методом на 2 – 3 порядка, то есть возможно измерение относительного изменения интенсивности отраженного света от перемагничиваемого образца вплоть до $10^{-4} - 10^{-5}$.

Сущность применяемой методики заключается в следующем. Исследуемый образец с помощью магнита перемагничивается переменным магнитным полем с частотой $f = 80$ Гц. Питание магнита осуществляется от генератора звуковых частот ЗГ-102. Изменение намагниченности засвеченного участка поверхности под действием периодически изменяющегося внешнего магнитного поля приводит к изменению интенсивности света за счет магнитооптического эффекта. Это изменение интенсивности регистрируется фотоприемником.

В цепи приемника излучения возникают два сигнала:

U_0 - постоянное напряжение, пропорциональное интенсивности света I_0 , отраженного от образца в отсутствие магнитного поля;

U_{\sim} - переменное напряжение с частотой f , пропорциональное глубине модуляции интенсивности отраженного от образца света ΔI за счет магнитооптического эффекта, возникающего при изменении намагниченности от M до $(-M)$ под действием внешнего переменного магнитного поля.

Постоянное напряжение U_0 измеряется микровольтметром постоянного тока В2-11, а переменное напряжение U_{\sim} - усилителем-преобразователем У2-8 с синхронным детектором СД-1. Роль детектора сводится к подавлению сигналов с частотой следования, отличающейся от частоты опорного сигнала, задаваемого

генератором ЗГ-102, и регистрации изменения фазы сигнала. С выхода СД-1 и В2-11 сигналы подаются на вход блока деления.

С блока деления сигнал, пропорциональный отношению переменной и постоянной составляющих интенсивности отраженного света, подается на один из входов аналого-цифрового преобразователя (АЦП) Е-24. На второй вход АЦП Е-24 подается напряжение, пропорциональное напряженности магнитного поля в зазоре электромагнита. Магнитное поле регистрируется датчиком Холла (ДХ), закрепленным между тубусами микроскопа таким образом, чтобы фиксировать значение поля на участке проведения измерения. АЦП осуществляет преобразование аналоговых сигналов в цифровые, регистрация которых осуществляется компьютером. Программное обеспечение <<PowerGraph>> позволяет визуализировать и упрощать процессы регистрации, обработки и анализа данных.

Изучаемые образцы вместе с электромагнитом устанавливаются на предметном столике микроскопа, снабженном двумя микроподачами, позволяющими перемещать образец в двух взаимно перпендикулярных направлениях с точностью до ± 5 мкм. Поляризация света осуществляется с помощью поляризатора Глана-Томсона (степень поляризации $\sim 10^{-4}$), снабженного лимбом, позволяющим выставлять угол поляризации с точностью $\sim 0.5^\circ$.

Основные технические характеристики установки:

- минимальная величина регистрируемого относительного изменения интенсивности отраженного от перемагничиваемого образца света составляет $5 \cdot 10^{-5}$;
- минимальный диаметр изучаемого локального участка образца с учетом увеличения микроскопа равен 20 мкм.

Кривые намагничивания и петли гистерезиса образцов измерялись на вышеописанной установке с помощью ЭЭК. Величина ЭЭК определялась из соотношения $\delta = (I - I_0)/I_0$, где I и I_0 – интенсивности света, отраженного от намагниченного и ненамагниченного образца. Магнитное поле H было приложено параллельно поверхности образцов и перпендикулярно плоскости падения света. Измерения магнитных характеристик изучаемых тонкопленочных систем были выполнены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H . В одном случае H

было параллельно направлению магнитного поля, приложенного в процессе напыления пленок (обозначено как D1), а в другом - H было перпендикулярно D1 (обозначено как D2).

2.3. Спектральная установка для измерений ЭЭК на изучаемых образцах

Измерения спектральных зависимостей ЭЭК на изучаемых образцах были выполнены на магнитооптическом спектрометре, созданном на базе монохроматора ДМР-4. Блок-схема установки представлена *рис. 7*.

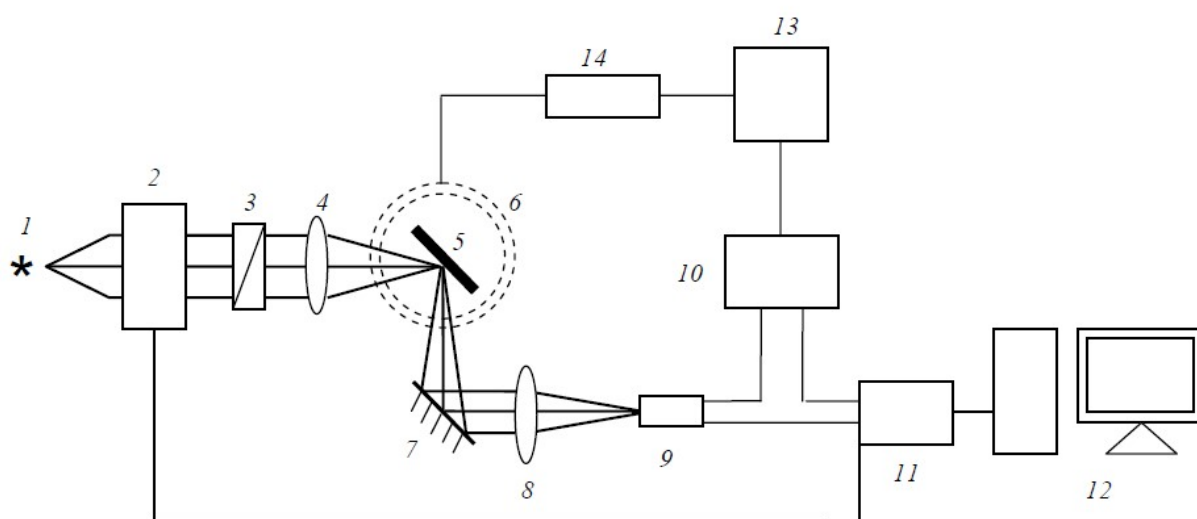


Рис. 7 Блок-схема спектральной установки на базе монохроматора ДМР-4

Свет из галогеновой лампы **1** попадает на вход монохроматора **2**. Монохроматор имеет регулируемую ширину входной и выходной щели, что позволяет изменять интенсивность пучка света. Монохроматор в ручном режиме может быть настроен на необходимую частоту света. Пройдя монохроматор, свет попадает на поляризатор **3**, где из монохроматического света выделяется p -компонента линейно-поляризованного света. Затем поляризованный свет, собранный линзой **4**, попадает на поверхность образца **5**, который закреплен на держателе внутри электромагнита **6**. После отражения от образца пучок света отражается от зеркала **7**, которое нужно для контроля падения луча на образец и перенаправления света в линзу **8**. Линза **8** фокусирует свет на входе фотодатчиков ФЭУ или фотосопротивления PbS, которые

применяются в зависимости от длины падающего света и имеют разные рабочие диапазоны длин волн. От ФЭУ сигнал разделяется на два. Первый идет через АЦП 11 на компьютер и измеряется вольтметром постоянного тока, а второй сигнал идет на вход селективного усилителя 10. С выхода селективного усилителя сигнал направляется на АЦП 11, а затем в компьютер. На второй вход селективного усилителя подается опорный сигнал от генератора переменного напряжения 13. Генератор через усилитель 14 питает также электромагнит 6. Также на АЦП подается ток с переменного сопротивления монохроматора. На компьютере установлена специально написанная для проведения измерений программа, которая в реальном времени отображает данные с АЦП, а именно, длину падающего света, интенсивность падающего света, изменение интенсивности отраженного света, поле электромагнита.

Установка позволяет проводить измерения в диапазоне энергий падающей световой волны от 0,5 до 4 эВ и полях до 3 кЭ.

Образцы в электромагните можно крепить на разных держателях, что позволяет изменять угол падения света на образец. Кроме того, эта установка позволяет проводить измерения при низких и высоких температурах в диапазоне температур от жидкого гелия до нескольких сотен градусов Цельсия, в данной дипломной работе температурные измерения не проводились.

2.4. Анализ погрешностей эксперимента

Погрешности эксперимента бывают двух видов – случайные и систематические.

Случайные ошибки могут быть обусловлены как самой измерительной установкой, так и влиянием внешних условий (вибрации, колебания температуры и т.д.). Многократные измерения одной и той же величины позволяют уменьшить влияние этого класса погрешностей. При моих измерениях случайная ошибка не превышала $\pm 2\%$.

К основным источникам систематических погрешностей, которые существуют при измерении магнитооптических эффектов, относятся:

1. Появление шумов в измерительной системе, вносимых электромагнитными наводками на сетевой частоте $f = 50$ Гц. Уменьшение этих наводок достигалось за

счет проведения измерений на частоте, отличной от сетевой ($f = 80$ Гц). Для устранения резонансных наводок, индуцированных сигналом в цепи намагничивания с частотой звукового генератора, проводилось тщательное заземление всех измерительных приборов. Фотоприемник помещался в кожух из мягкого железа. Для уменьшения полей рассеивания магнит был изготовлен в форме тороида. Вместе с тем уровень шумов и наводок экспериментальной установки постоянно контролировался. При измерении ЭЭК этот контроль осуществлялся по оценке величины эффекта на S-компоненте падающего света, поскольку для гироэлектрических сред величина ЭЭК на P-компоненте на два порядка больше, чем на S-компоненте. Таким образом, поворот поляризатора на 90° от P- к S-компоненте позволял оценить уровень шумов системы. Настройка считалась удовлетворительной, если величина δ_S не превышала 1% от величины δ_P .

2. Неточная настройка оптической системы установки. Степень поляризации света для используемых нами поляризаторов Глана – Томсона составляла 10^{-4} , поэтому этой погрешностью можно пренебречь.

3. Класс точности используемых приборов. К систематическим ошибкам приводят колебания коэффициента усиления усилителя и синхронного детектора. Эта ошибка определяется классом точности прибора и составляет 10%. Для уменьшения этой ошибки усилитель периодически подстраивался, а величина коэффициента усиления контролировалась внешним измерителем напряжения. Измерение постоянной составляющей сигнала проводилось с точностью до 0,1 мВ.

В целом общая ошибка эксперимента не превышала 5 %.

2.5. Изучаемые образцы и методики эксперимента

Изучаемые образцы Co/Vi/Co и Vi/Co были получены последовательным магнетронным распылением Co и Vi слоев на стеклянные подложки при комнатной температуре. Базовое давление в вакуумной камере было $4 \cdot 10^{-7}$ мБар, а давление аргона в процессе напыления пленок было равно $3.8 \cdot 10^{-3}$ мБар. Постоянное магнитное поле, равное 250 Э, было приложено параллельно плоскости подложки, H_{sub} , чтобы создать наведенную магнитную анизотропию. Толщина Co слоев, t_{Co} , во всех образцах была равна 5 нм. Толщина Vi слоев, t_{Vi} , изменялась в Co/Vi/Co образцах от 0.2 нм до 50 нм, а в Vi/Co образцах от 0.5 до 8 нм. Толщина слоев определялась по скорости и времени напыления.

Микроструктура изучаемых образцов была исследована с помощью рентгеноструктурного анализа, используя $\text{CuK}\alpha$ излучение. Морфология поверхности была изучена с помощью атомной силовой микроскопии (АСМ).

Магнитные характеристики Co/Vi/Co и Vi/Co были измерены на магнито-оптическом магнетометре (описанном выше) с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Кривые намагничивания и петли гистерезиса для всех образцов были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля H . В одном случае направление H было параллельно H_{SUB} (обозначено как D1), а в другом – перпендикулярно H_{SUB} (обозначено как D2).

Спектральные зависимости ЭЭК для указанных выше образцов были измерены на спектральной магнито-оптической установке, созданной на базе монохроматора ДМР-4 (описанной выше) в области энергии квантов падающего света от 0.5 до 4.5 эВ при $H > H_s$, где H_s – поле насыщения образца. Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

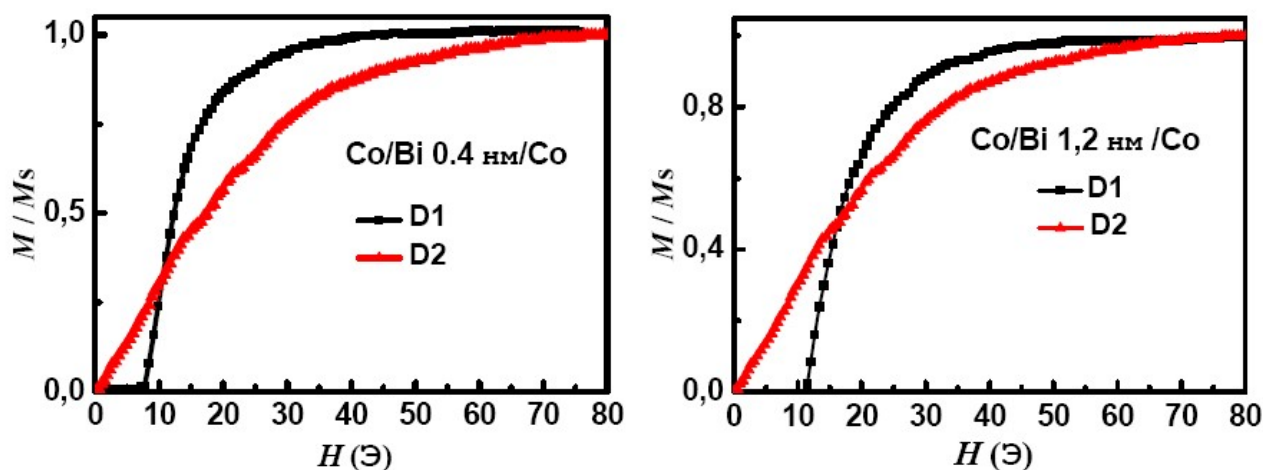
Глава 3. Результаты исследования и их обсуждение

3.1. Результаты измерений структурных измерений

Результаты рентгеновских измерений показали, что Co слои в Co/Bi/Co и Bi/Co образцах имеют нанокристаллическую структуру с размером зерен, рассчитанным по методу Шеррера, порядка толщины кобальтовых слоев. Кроме того, данные XRD измерений показали, что соединений Bi с Co не образуется на Bi/Co интерфейсах. Относительная интенсивность дифракционных пиков Bi увеличивается с ростом толщины висмутового слоя. Наличие периодических структур с четко-выраженными интерфейсами было подтверждено с помощью малоуглового рентгеновского рассеяния. Морфология поверхности изучаемых образцов была исследована с помощью атомного силового микроскопа (АСМ). Полученные АСМ изображения были обработаны с использованием математических операций и фильтров программы «Nova», представленной изготовителями АСМ. Анализ АСМ данных показал, что шероховатость поверхности, Ra , порядка 0.4 - 0.5 нм. Причем значение Ra не зависит от толщины Bi слоя.

3.2. Результаты измерений магнитных характеристик изучаемых образцов

На описанной выше магнитооптической установке с помощью ЭЭК были измерены кривые намагничивания и петли гистерезиса для Co/Bi/Co и Bi/Co образцов. Магнитное поле H было приложено параллельно поверхности образцов и перпендикулярно плоскости падения света. На *рис. 8- 11* представлены результаты измерений, полученные для Co/Bi/Co и Bi/Co тонкопленочных систем.



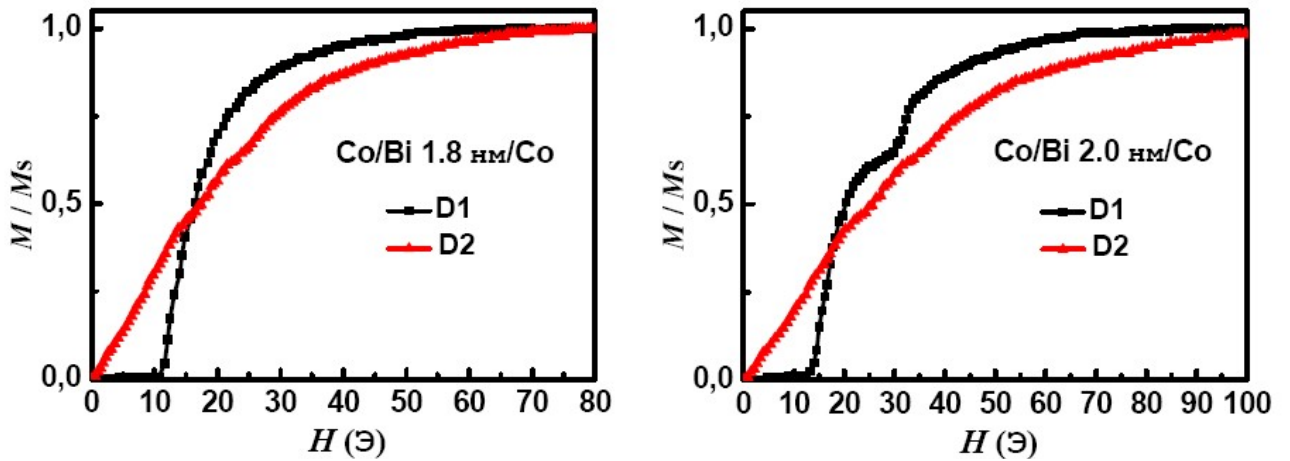


Рис.8 Типичные кривые намагничивания, наблюдаемые для Co/Bi/Co образцов.

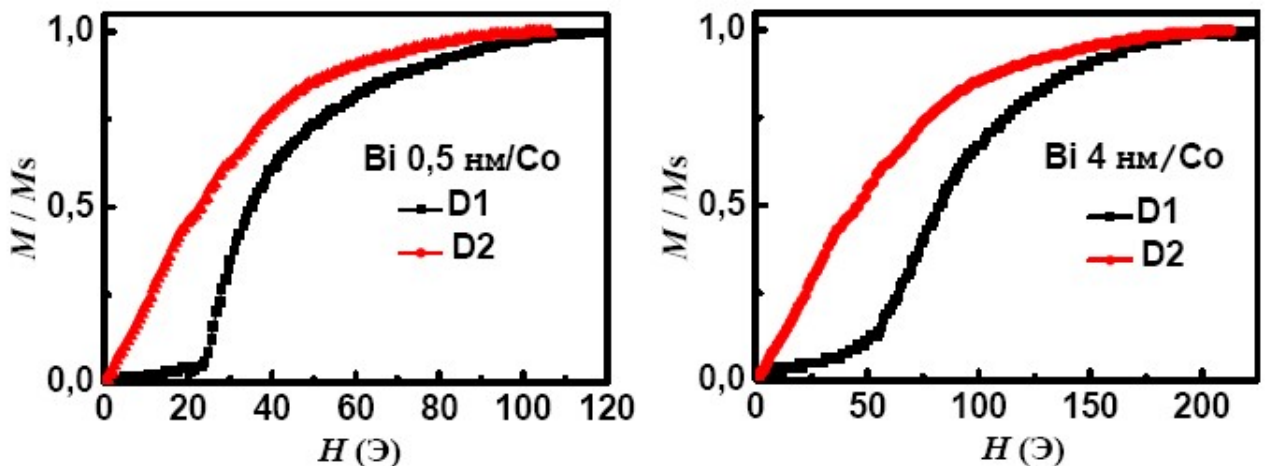


Рис.9 Типичные кривые намагничивания, наблюдаемые для Bi/Co образцов

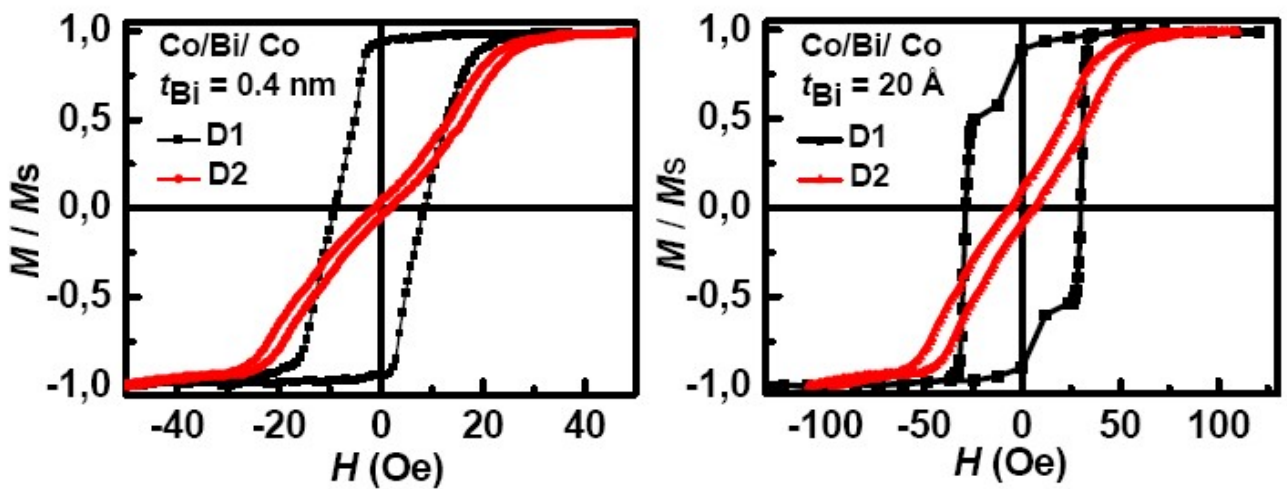


Рис.10 Типичные петли гистерезиса, наблюдаемые для Co/Bi/Co образцов.

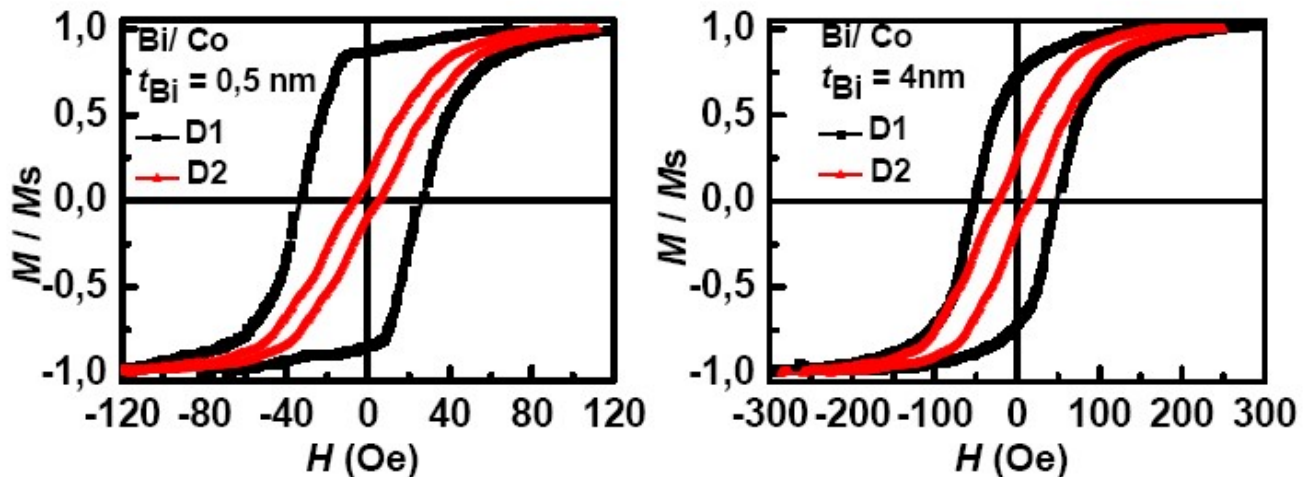


Рис. 11 Типичные петли гистерезиса, наблюдаемые для Bi/Co образцов

Анализ полученных данных показал следующее.

Кривые намагничивания и петли гистерезиса изучаемых образцов, измеренные в магнитном поле, приложенном вдоль D1 и D2 направлений, различаются. Этот результат свидетельствует о наличии плоскостной магнитной анизотропии с осью лёгкого намагничивания (ОЛН), совпадающей с направлением магнитного поля, приложенного в процессе их напыления. Появление плоскостной магнитной анизотропии (МА) в изучаемых системах обусловлено внешним магнитным полем $H = 250$ Э, приложенным параллельно плоскости подложки в процессе напыления образцов. Причины возникновения наведенной МА обсуждались во многих экспериментальных и теоретических работах. Изначально предполагалось, что основным механизмом наведенной МА является направленное упорядочение примесных центров. Роль примесных центров могут играть атомы замещения или внедрения в сплаве, вакансии, дислокации и другие дефекты. Примесные центры стремятся за счет процессов диффузии расположиться вдоль таких направлений в кристалле, чтобы возникшая анизотропия стабилизировала ориентацию вектора намагниченности. Экспериментальное подтверждение этого предположения можно найти в работе [31], где представлены результаты исследований зависимости магнитных свойств NiFe сплава от концентрации примесей Fe, которая изменялась от 1.2 до 7%. В настоящее время многие авторы считают, что появление наведенной магнитной анизотропии обусловлено парным упорядочением атомов. Первая модель направленного упорядочения атомов при рассмотрении наведенной МА была

предложена Ван Флеком в 1937 году. Позже японские ученые применили подобную модель для объяснения наведенной магнитной анизотропии в аморфных магнитных материалах. Подробное описание этой модели дано в [32]. В соответствии с этим механизмом пары ближайших соседних атомов ориентируются в образце вдоль определенного направления, задаваемого приложенным внешним магнитным полем или механическим напряжением.

В магнитном поле, приложенном вдоль D2 направления, намагниченность практически линейно увеличивается с ростом внешнего магнитного поля. При этом коэрцитивная сила и остаточная намагниченность имеют достаточно малые значения. В соответствии с существующими представлениями, в этом случае перемагничивание образцов осуществляется за счет вращения вектора намагниченности.

Форма петель гистерезиса, наблюдаемая для Co/Vi/Co образцов в магнитном поле, приложенном вдоль D1 направления, зависит от толщины слоя висмута, t_{Vi} . В частности, при одних значениях t_{Vi} наблюдаются почти прямоугольные петли гистерезиса, а для других t_{Vi} - петли гистерезиса имеют более сложную двухступенчатую форму (рис. 10). В случае Vi/Co образцов подобных изменений петель гистерезиса не было обнаружено. Результаты измерений петель гистерезиса позволили получить зависимости коэрцитивной силы, H_c , и поля насыщения, H_s , изучаемых образцов от толщины Vi слоя (см. рис. 11 и 12).

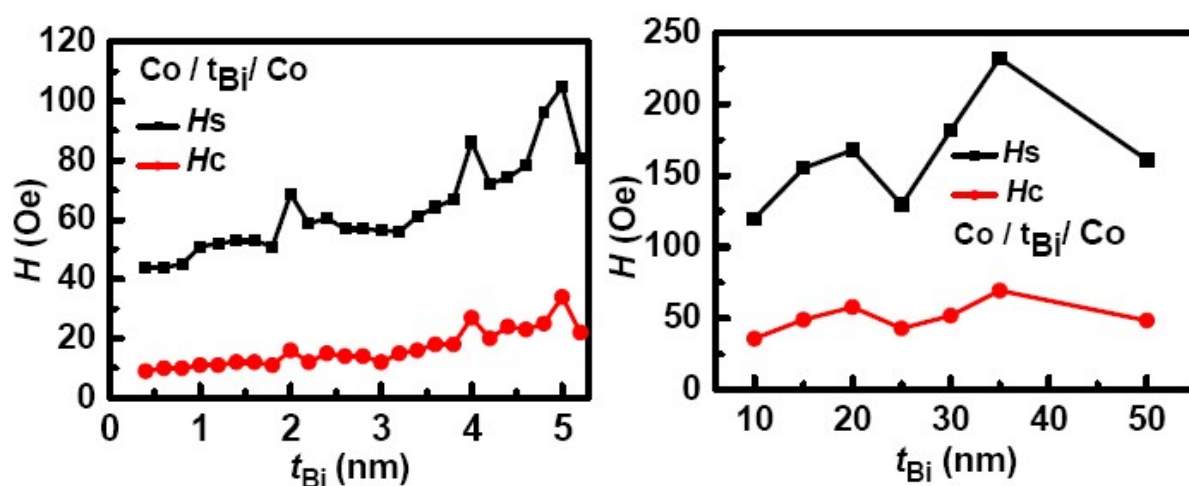


Рис. 12 Зависимость коэрцитивной силы и поля насыщения от толщины Vi слоя, наблюдаемая для Co/Vi/Co образцов в магнитном поле, приложенном вдоль D1 направления.

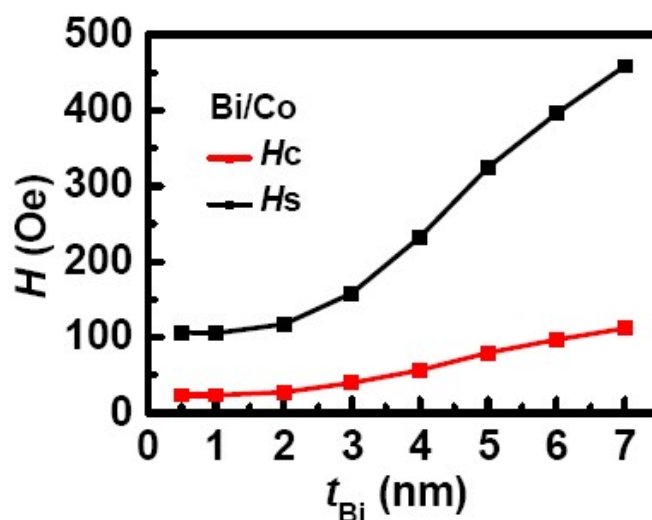


Рис. 13 Зависимость коэрцитивной силы и поля насыщения от толщины Bi слоя, наблюдаемая для Bi/Co образцов в магнитном поле, приложенном вдоль $D1$ направления.

Анализ данных, представленных на рисунках **12** и **13**, показывает, что значения коэрцитивной силы, H_c , и поля насыщения, H_s , изучаемых образцов увеличиваются с ростом толщины висмутового слоя.

Зависимости $H_c(t_{Bi})$ и $H_s(t_{Bi})$ для Bi/Co образцов можно объяснить, если принять во внимание выше описанные результаты рентгеноструктурного анализа, свидетельствующие о том, что интенсивность дифракционных пиков Bi слоев увеличивается с ростом их толщины. Этот факт означает, что текстурирование Bi слоев усиливается с ростом t_{Bi} . Экспериментально показано в [33], что текстурирование магнитной пленки, напыленной на текстурированный немагнитный слой также усиливается. В работе [34] было экспериментально установлено, что значения поля насыщения и коэрцитивной силы увеличиваются с усилением текстурирования тонкопленочных систем. Таким образом, наблюдаемые зависимости коэрцитивной силы и поля насыщения от t_{Bi} можно объяснить влиянием текстурированности Bi слоя на значения H_c и H_s для Bi/Co образцов.

Значения $H_c(t_{Bi})$ и $H_s(t_{Bi})$ для $Co/Bi/Co$ образцов осциллируют по величине с изменением толщины Bi слоя. Этот факт можно объяснить следующим. Согласно экспериментальным данным [33, 35, 36] и расчетам, выполненным в [37],

двухступенчатые и прямоугольные петли гистерезиса наблюдаются соответственно при антипараллельной и параллельной ориентации намагниченности в магнитных слоях. Таким образом, найденные зависимости $H_C(t_{Bi})$ и $H_S(t_{Bi})$ для Co/Vi/Co образцов можно объяснить наличием обменного взаимодействия между слоями кобальта и его осцилляционным поведением с изменением толщины Vi прослойки (переход от ферромагнитного (Ф) к антиферромагнитному (АФ) взаимодействию). Особенность обнаруженных осцилляций H_C и H_S для Co/Vi/Co образцов состоит в том, что они наблюдаются в широкой области изменений t_{Bi} (от 0.2 до 50 нм) и не характеризуются периодичностью, наблюдаемой для других трехслойных структур [33, 35, 36]. Если оценивать период этих осцилляций Λ по расстоянию между максимальными значениями H_C , то значения Λ равны 2, 1 и 15 нм при изменении t_{Bi} от 0.5 до 50 нм.

В случае АФ обмена между магнитными слоями намагниченность в соседних магнитных слоях при $H = 0$ антипараллельна. В результате изучаемые тонкопленочные системы подобны антиферромагнетику. Поле насыщения для таких образцов значительно больше значений H_S для образцов с ферромагнитным обменом, что обусловлено дополнительной энергией, необходимой для преодоления АФ обмена. Таким образом, наблюдаемую зависимость $H_S(t_{Bi})$ можно объяснить изменением постоянной АФ обмена, J_{AF} , между слоями кобальта с ростом t_{Bi} . Значение, J_{AF} можно оценить с помощью хорошо известной формулы $J_{AF} \approx H_S M_S t_M / 4$, где M_S и t_M – намагниченность и толщина магнитной пленки. Для изучаемых в данной работе Co/Vi/Co образцов $J_{AF} \approx 1.3 \cdot 10^{-2}$ эрг/см². Здесь следует также указать, что из-за конкуренции энергии анизотропии и АФ-обмена ориентация намагниченности в соседних Co слоях может отличаться от 0 и 180°, то есть так называемые неколлинеарные структуры также могут реализоваться.

В случае Ф-обмена между магнитными слоями перемагничивание Co/Vi/Co образцов осуществляется за счет необратимого роста зародыша перемагничивания. При этом форма петель гистерезиса, наблюдаемая для образцов с ферромагнитным обменом между Co магнитными слоями и тонкопленочных однослойных Co пленок практически одинаковая. В связи с этим невозможно корректно построить зависимость J от толщины Vi слоя во всем диапазоне толщин висмута.

При количественной оценке осциллирующей обменной связи между магнитными слоями в зависимости от толщины немагнитного слоя учитываются следующие факты. Согласно механизму обменного взаимодействия между магнитными слоями посредством РККИ-взаимодействия [38, 39], период осцилляций Λ должен быть порядка π/k_F , где k_F – волновой вектор Ферми. Для большинства металлов π/k_F порядка 0.3 – 0.4 нм. Существование более длинного периода осцилляций подтверждается расчетами, учитывающими квантовые размерные эффекты, проявляющиеся в изменении электронной структуры ультратонких пленок (появление так называемых Quantum Well States, QWS's) по сравнению с объемными материалами. Было найдено, что в этом случае период осцилляций обменного взаимодействия между магнитными слоями порядка 1- 1.2 нм.

Прямое наблюдение QWS's в тонких магнитных и немагнитных пленках реализуется с помощью метода фотоэмиссионной микроскопии [40, 41], который позволяет определить период осцилляций плотности электронных состояний вблизи поверхности Ферми с изменением толщины магнитных и немагнитных слоев. Однако подобные измерения для изучаемых в данной работе систем не выполнялись. В результате мы не могли сравнить наши экспериментально найденные значения Λ со значениями Λ , полученными другими методами.

Следует отметить, что в случае Co/Vi/Co образцов на зависимости $H_C(t_{Vi})$ и $H_S(t_{Vi})$ помимо осциллирующего обменного взаимодействия между слоями кобальта влияет также наличие текстурированного висмутового слоя. В результате с увеличением t_{Vi} поле насыщения образцов с антиферромагнитным обменом не уменьшается, как это наблюдалось ранее.

3.3. Результаты измерений магнито-оптических характеристик изучаемых образцов

Магнито-оптические характеристики Co/V/Co и Bi/Co образцов также были изучены. Спектральные зависимости ЭЭК, наблюдаемые для изучаемых тонкопленочных систем в области энергии квантов падающего света от 0.5 до 4.0 эВ, представлены на рисунках 13 и 14.

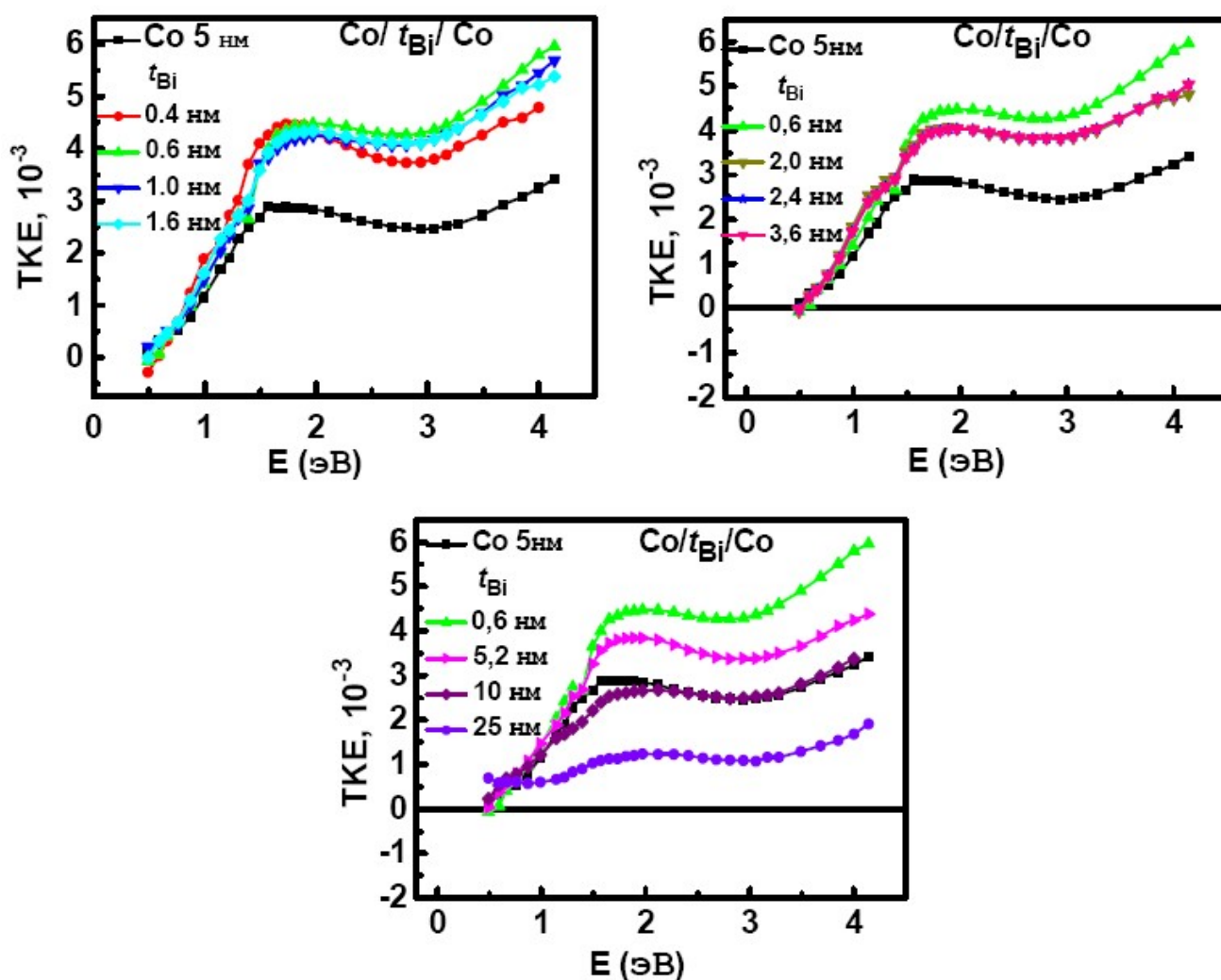


Рис. 14 Спектральные зависимости ЭЭК, наблюдаемые для Co/Vi/Co образцов с различной толщиной висмутового слоя.

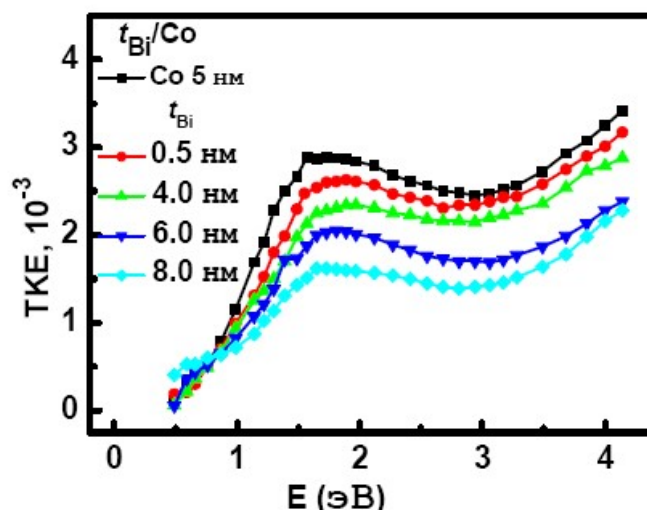


Рис. 15 Спектральные зависимости ЭЭК, наблюдаемые для Co/Vi образцов с различной толщиной висмутового слоя.

Анализ экспериментальных данных, представленных на рис. 14 и 15, позволяет сделать следующие выводы.

- Спектральные зависимости ЭЭК для всех образцов практически одинаковые.
- Значения ЭЭК для трехслойных Co/Vi/Co образцов с толщиной висмутового слоя, равной 0.4- 3.6 нм, различаются незначительно, но приблизительно в 1.5 раза больше значений ЭЭК, наблюдаемых для пленки кобальта толщиной 5 нм.
- Значения ЭЭК для Co/Vi/Co и Co образцов совпадают при $t_{\text{Bi}} = 10$ нм.
- Значения ЭЭК для Co/Vi/Co и Vi/Co образцов уменьшаются по сравнению с пленкой кобальта при $t_{\text{Bi}} > 3.6$ нм и 0.5 нм, соответственно.

Полученные данные можно объяснить следующим. В работе [30] было экспериментально доказано, что ЭЭК увеличивается линейно с ростом толщины магнитной пленки, t_M , если значение t_M меньше информационной глубины магнитооптического сигнала (t_{inf}). Было найдено, что t_{inf} в случае Fe и Co порядка 20-24 нм в области энергии квантов падающего света 0.5 – 4.0 эВ. Можно видеть, что толщина Co/Vi/Co образцов с $t_{\text{Bi}} = 0.4-3.6$ нм меньше, чем t_{inf} . При этом толщина

обоих Co слоев равна 10 нм. Именно по этой причине величина ЭЭК не изменяется практически и больше ЭЭК, наблюдаемого для пленки кобальта с $t_{Co} = 5$ нм.

Уменьшение ЭЭК при $t_{Bi} > 10$ нм обусловлено ослаблением влияния нижнего (относительно поверхности образца) слоя кобальта на величину ЭЭК. Другими словами, с ростом толщины диамагнитного полуметаллического слоя висмута соотношение магнитной (Co) и немагнитной (Bi) фаз уменьшается. Вследствие этого, влияние магнитной фазы на магнито-оптический сигнал уменьшается.

Тот же эффект наблюдается и для Bi/Co образцов. Однако, из-за отсутствия второго слоя кобальта уменьшение магнито-оптического сигнала наблюдается, начиная с $t_{Bi} = 0.5$ нм.

Основные результаты и выводы.

1. Изучаемые Co/Vi/Co и Vi/Co тонкопленочные системы характеризуются наличием плоскостной магнитной анизотропии с осью легкого намагничивания, совпадающей с направлением магнитного поля, приложенного параллельно подложке в процессе напыления образцов.
2. В магнитном поле, приложенном вдоль D2 направления, намагниченность практически линейно увеличивается с ростом внешнего магнитного поля. В этом случае перемагничивание образцов осуществляется за счет вращения вектора намагниченности.
3. Форма петель гистерезиса, наблюдаемая для Co/Vi/Co образцов в магнитном поле, приложенном вдоль D1 направления, зависит от толщины слоя висмута, t_{Vi} : при одних значениях t_{Vi} наблюдаются почти прямоугольные петли гистерезиса, а для других t_{Vi} - петли гистерезиса имеют двухступенчатую форму. В случае Vi/Co образцов подобных изменений петель гистерезиса не было обнаружено.
4. Значения коэрцитивной силы и поля насыщения $H_c(t_{\text{Vi}})$ и $H_s(t_{\text{Vi}})$ трехслойных Co/Vi/Co и двухслойных Vi/Co тонкопленочных систем зависят от толщины висмутового слоя.
5. Зависимости $H_c(t_{\text{Vi}})$ и $H_s(t_{\text{Vi}})$, наблюдаемые для Co/Vi/Co образцов, имеют осцилляционный характер с изменением толщины Vi слоя. Это факт был объяснен наличием осциллирующего обменного взаимодействия между магнитными слоями через висмутовую прослойку с изменением ее толщины (чередование ферромагнитного и антиферромагнитного упорядочения в кобальтовых слоях).
6. Особенностью найденных зависимостей $H_c(t_{\text{Vi}})$ и $H_s(t_{\text{Vi}})$ для Co/Vi/Co образцов является то, что они не имеют постоянного периода и наблюдаются в более широкой области изменений толщин висмутового слоя (от 0.4 до 50 нм) по сравнению с ранее изученными в лаборатории Fe, Co/Ta, Mo, Zr, Pt, Pd/Fe, Co тонкопленочными системами.
7. Вид спектральных зависимостей ЭЭК для всех образцов практически одинаковый.

8. Значения ЭЭК для трехслойных Co/Vi/Co образцов с $t_{Vi} = 0.4 - 3.6$ нм, различаются незначительно, но в 1.5 раза больше значений ЭЭК, наблюдаемых для однослойной пленки кобальта толщиной 5 нм.

9. Значения ЭЭК для Co/Vi/Co и Vi/Co образцов уменьшаются по сравнению с пленкой кобальта при $t_{Vi} > 3.6$ нм и 0.5 нм, соответственно. Эти данные объяснены тем, что с ростом толщины диамагнитного полуметаллического слоя висмута соотношение магнитной (Co) и немагнитной (Vi) фаз уменьшается. Вследствие этого, влияние магнитной фазы на магнито-оптический сигнал уменьшается.

Список литературы.

1. Parkin S.P., More N., Roche K.P. "Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr". *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2304-2307.
2. Su W.B., Chang C.S., Tsong Tien T. "Quantum size effects on ultra-thin metallic films". *Taiwan, Roc* (2009) 1-87.
3. Arthur J.R., "Molecular Beam Epitaxy" *Surf. Sci.* **500** (2002) 189-217.
4. Vaz C.A.F., Bland J.A.C., Lauhoff G. "Magnetism in ultrathin film structures". *Rep. Prog. Phys.* **71** (2008) 1-78.
5. Hurd C.M. "Varieties of magnetic order in solids". *Contemp. Phys.* **23** (1982) 469-493.
6. Stoner E.C. "Collective Electron Specific Heat and Spin Paramagnetism in Metals". *Proc. R. Soc. Lond. A* **154** (1936) 656-678.
7. Stoner E.C. "Collective electron ferromagnetism". *Proc. R. Soc. Lond. A* **165** (1938) 372-414.
8. Stöhr J. and Siegmann H.C. "Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics" Berlin: Springer (2006). 820.
9. Donath M. "Band-Ferromagnetism". ed K. Baberschke et al Berlin: Springer (2001) 267.
10. Landau L.D. and Lifshitz E.M. "On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies". *Phys. Z. Sowjetunion* **8** (1935) 153-169.
11. Carr W.J.Jr., "Encyclopedia of Physics vol XVIII/2" ed S. Flügge Berlin: Springer (1966). 274.
12. Kittel C. "Quantum Theory of Solids". 2nd edn New York: Wiley (1987). 425.
13. Kanamori J. "Magnetism vol I." ed S Rado New York: Academic (1963). 127.
14. Farle M. "Ferromagnetic Resonance of Ultrathin Metallic Layers". *Rep. Prog. Phys.* **61** (1998) 755-826.
15. Van der Laan G. "Microscopic origin of magnetocrystalline anisotropy in transition metal thin films". *J. Phys.: Condens. Matter.* **10** (1998) 3239-3253.
16. Stöhr J., "Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopy." *J. Magn. Magn. Mater.* **200** (1999) 470-497.
17. Herzer G., "Grain size of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets" *IEEE Transaction on Magnetics* **26** (1990) 1397-1402.
18. G. Bihlmayer, P. Ferriani, S. Baud, M. Lezaic, S. Heinze, S. Blugel. "Ultra-Thin Magnetic Films and Magnetic Nanostructures on Surfaces". **32** (2006) 151-155

19. Xiaofang Bi, Liqing Can, Xiaoyan Ma, Shengkai Vong, Huibin “Change of coercivity of magnetic thin film with non-magnetic layers and application to spin valve”. *J. Magn.Magn. Mater.* **268** (2004) 321-325.
20. А. В. Черниченко, Д. А. Марущенко, И. А. Турпанов. “Магнитооптический эффект Фарадея в пленках Ni-Ge: зависимость от толщины слоев Ge и режима отжига”. *Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics.* **2(3)** (2009) 376-383.
21. M. Cougo dos Santos, J. Geshev, L. G. Pereira, M. C. M. Alves, J. E. Shmidt. “Intralayer coupling in self-organized Fe nanoclusters grown on vicinal Si(111)” *Physical Review B* **70** (2004) 104402
22. Qiong Wu, Wei He, Hai-Liang, Jun Ye, Xiang-Qun Zhang, Hai-Tao Yang, Zi-Yu Chen, Zhao-Hua Cheng. “Tuning magnetic anisotropies of Fe films on Si(111) substrate via direction variation of heating current”. *Scientific Reports.* **3** (2013) DOI: 10.1038/srep01547.
23. Yanai T., T. Shimokava, Y. Watanabe, T. Ohgai, M. Nakano, K. Suzuki, H. Fukanaga. “Effect of current density on magnetic properties of electrodeposited Fe-Ni Films prepared in a citric-acid-based-bath.” *Journal of Applied Physics* **115** (2014) 17A325.
24. T.Liu, Y. Zhang, J. W. Cai, H. Y. Pan. “Thermal robust Mo/CoFeB/MgO trilayers with strong perpendicular magnetic anisotropy” *Scientific Report.* **4** (2014) DOI: 10.1038/srep05895.
25. Guozhi Chai, Nguyen N. Phuoc, C. K. Ong. “Exchange coupling driven omnidirectional rotatable anisotropy in ferrite doped CoFe thin film.” *Scientific Report.* **2** (2012) DOI: 10.1038/srep00832.
26. Патрин, Г. С., Яковчук, В. Ю., Еремин, Е. В., Зайцев, А. В. “Магниторезонансные исследования межслоевых взаимодействий в трехслойных пленках FeNi/Bi/FeNi”. *Труды 11го Международного симпозиума «Упорядочение в минералах и сплавах».* Ростов-на-Дону **2** (2008) 105-108.
27. Hsu Jen-Hwa, Sahu D. R. “Interlayer coupling in a trilayer junction having bismuth as spacer layer” *Appl. Phys. Lett.* **86**, (2005) 192501 (4 pages).
28. Wen Li, Michael Fronk, M. Albrecht, M. Franke, Dietrich R. T. Zahn, G. Salvan. “Field-dependent magneto-optical Kerr effect spectroscopy applied to the magnetic component diagnosis of a rubrene/Ni system”. *Optics Express* **22** (2014) 18455.
29. I. Bergenti, A. Riminucci, E. Arisi, M. Murgia, M. Cavallini. “Magnetic properties of Cobalt thin films deposited on soft organic layers” *JMMM.* **316** (2007) 987-989.
30. Shalyguina E.E., Shin Kyung-Ho. “Influence of nonmagnetic layer (Ti, Zr, Pt) on magnetic and magneto-optical properties of Fe/NML bilayers and Fe/NML/Fe trilayers” *JMMM.* **220** (2000) 167-174.

31. Szabo S., Kis-Varga M., Beke D.L., Juhasz R. "Effect of residual strain, grain size Fe impurities on magnetic properties of nanocrystalline Ni (Fe) alloys". *JMMM*. **215-216** (2000) 60-62.
32. Chikazumi S. "Physics of Magnetism." New York–London–Sydney: John Willey&Sons, Inc. 2001.
33. E.E. Shalyguina, M.A. Karsanova, L.V. Kozlovsky //Magnetic and magneto-optical properties of Fe/Ti,Zr,Pt and Fe/Ti,Zr,Pt thin-film structures // *Letters in JTP*, V.26, N4 (2000) pp. 25-30.
34. Lin C.J., Gorman G.L., Lee C.H., Farrow R.F.C., Marinero E.E., Do H.V., Notarys H. "Magnetic and structural properties of Co/Pt multilayers". *J. Magn. Magn. Mater.* **93** (1991) 194- 206.
35. Shalyguina E.E., Perepelova E.V, Kozlovskii L., Tamanis E. "Magneto-optical investigation of Co/Mo/Co thin-film systems". *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, Issues 1 (2006) e363-e366.
36. Шалыгина Е.Е, Рожновская А.А., Шалыгин А.Н. "Влияние квантовых размерных эффектов на магнитные свойства тонкопленочных Fe/НМС /Fe (НМС: Мо,Та) систем". *Письма в ЖТФ*. **37**, №20 (2011) 80-86.
37. Звездин К. "Особенности перемангничивания трехслойных структур". *Физика твердого тела*. **42**, (2000) 116-120.
38. Coehoorn R. "Period of oscillatory exchange interactions in Co/Cu and Fe/Cu multilayer systems". *Phys. Rev.* **B 44** (1991) 9331-9337.
39. Yafet Y. "Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida range function of a one-dimensional free-electron gas". *Phys. Rev.* **B 36** (1987) 3948-3949.
40. Ortega. M., Himpsel F. "Quantum well states as mediators of magnetic coupling in superlattices". *Phys. Rev. Lett.* **69**, (1992) 844-852.
41. Himpsel F. "Magnetic quantum wells" *J. Phys.: Condens. Matter* **11** (1999) 9483-9494.

Результаты, полученные в дипломной работе, доложены на XXII Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2015», а также опубликованы в двух тезисах доклада, представленных на Международных конференциях – «Спиновые волны 2015», Санкт-Петербург 07-12.2015 г., «Magnetism and Optical Research (Магнетизм и оптические исследования)», 29.11-02.12.2015 г., Малайзия; подготовлена и отправлена в печать статья.

Список публикаций:

1. Д.С. Доронин, А.М. Харламова, Г.С. Зыков // Исследования магнитных и магнитооптических свойств тонкопленочных Co/Bi/Co систем // Сборник тезисов XXII Международных конференциях студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2015», с. 267 – 269.
2. Е.Е. Shalygina, Е.А. Gan'shina, Kharlamova A.M., Doronin D.S., Svalov A.V., Kurlyandskaya G.V. // The Influence of Bi on Magnetic and Magneto-Optical Properties of Co/Bi/Co Low-dimensional Thin-Film Structures // в сборнике Book of abstarcts of International Symposium "Spin Waves 2015", место издания Ioffe Physical-Technical Institute Saint Petersburg, Russia, тезисы, с. 133.
3. Е.Е. Shalygina, А.М. Kharlamova , D.S. Doronin, G.V. Kurlyandskaya, A.V. Svalov // MAGNETO-OPTICAL INVESTIGATIONS OF LOW-DIMENSIONAL THIN-FILM CO/BI/CO SYSTEMS // в сборнике MORIS 2015, Magnetism and Optics Research International Symposium, место издания Toyohashi University of Technology – Universiti Sains Malaysia, тезисы, с. 33-34.

Слова благодарности.

Выражаю благодарность научным руководителям проф., дфмн Шальгиной Е.Е. и проф., дфмн Ганьшиной Е.А. за поставленную задачу, помощь в проведении измерений, знания, полученные в процессе обучения, за ценные советы и поддержку, а также отдельное спасибо за помощь в написании дипломной работы.