

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА МАГНЕТИЗМА

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

«Размерный эффект в магнитооптических спектрах наноструктур»

Выполнила студентка
Симдянова Марина Александровна
группы:
219 м

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Грановский Александр Борисович

Допущена к защите « » _____ 20__ года

Зав. кафедрой Перовым Н. С. _____

Москва

2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

Аннотация	3 стр.
Введение	4-6 стр.
Глава 1. Литературный обзор	6-16 стр.
Глава 2. Магнитооптическая спектроскопия нанокomпозитов: влияние концентрационного состава, микроскопических параметров и размерного эффекта	16-27 стр.
Глава 3. Магнитооптическая спектроскопия бислойной наноструктуры NiFe- Ta: влияние толщин слоев и эффект близости.....	27-33 стр.
Глава 4. Магнитооптические спектроскопия мемристорных нанокomпозитов CoFeB- LiNbO ₃	33-39 стр.
Основные результаты и выводы.....	40 стр.
Список использованных источников	41-44 стр.
Публикации.....	45 стр.
Благодарности	46 стр.

Список Сокращений

МО – магнитооптика

ТКЕ- экваториальный эффект Керра (поперечный эффект Керра)

СОВ – спин-орбитальное взаимодействие

ТДП – тензор диэлектрической проницаемости

МЭС – метод эффективной среды

ПБ- приближение Бруггемана

Аннотация

Работа направлена на развитие методов анализа магнитооптических спектров магнитно-неоднородных наноструктур и состоит из трех частей. В первой части в рамках приближения эффективной среды выявлены многочисленные факторы, влияющие на величину и спектральную зависимость магнитооптического сигнала экваториального эффекта Керра нанокompозитов в видимой и ближней ИК области спектра. Основное внимание уделяется исследованию влияния квазиклассического размерного эффекта и роли усиленного спин-орбитального взаимодействия в приповерхностном слое на поверхности гранул. В рамках развитого подхода представлены результаты моделирования и сопоставления с экспериментом магнитооптических спектров магнитных нанокompозитов составов $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$ с различными объемными концентрациями магнитной компоненты, в том числе вблизи порога перколяции. Во второй части рассчитаны магнитооптические спектры бислойной структуры NiFe-Ta при различных толщинах нанослоев NiFe и Ta с учетом возможного эффекта магнитной близости. В третьей части приводятся результаты выполненных экспериментальных исследований магнитооптических спектров нанокompозитов $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{1-x}$, обладающих мемристорным эффектом.

Показано, что методы магнитооптической Керр спектроскопии позволяют получить дополнительную к другим методам информацию о микроскопических параметрах наноструктур

Ключевые слова: магнитооптическая спектроскопия, наноструктуры, магнитный нанокompозит, экваториальный эффект Керра, эффективная среда, приближение Бруггемана, размерный эффект.

Введение

Широкое использование магнитооптических (МО) методов и МО материалов в физике и технике обусловлено целым рядом факторов, таких как рекордное быстродействие, делающих их незаменимыми при исследовании быстропротекающих процессов, невзаимность при прохождении света, что определяет их использование в оптических изоляторах или МО гироскопах, бесконтактность, что является ключевым для использования в МО сенсорах тока или биосенсорах, высокой чувствительности МО отклика к магнитной микроструктуре, что делает МО спектроскопию эффективным методом изучения магнитных наноструктур. Последнее направление стало наиболее важным в связи с развитием наноэлектроники, наномагнетизма, оптоэлектроники.

Основой МО Керр спектроскопии является зависимость величины МО сигнала от длины волны падающего света. Этот метод был развит Кричником Г.С. с сотрудниками в 60-е годы прошлого века и успешно применялся для выяснения тонких деталей электронного спектра однородных магнитных материалов [1-3]. Первые работы по использованию этого метода для изучения микроструктуры нанокомпозитов были выполнены около 20 лет назад и результаты суммированы в недавнем обзоре [4]. Интерпретация МО спектров магнитно-неоднородных систем обычно выполняется различными вариантами метода эффективной среды [5], так как микроскопические расчеты из первых принципов для магнитно-неоднородных сред в настоящее время недоступны. Выполненные исследования [6] для конкретных составов показали, что такой подход позволяет на качественном уровне описать экспериментальные данные при выборе и подборе соответствующих параметров, но общие тенденции остаются неясными, так как многие факторы влияют на МО спектр. То есть, для решения обратной задачи определения параметров магнитной микроструктуры, как например, величины спин-орбитального взаимодействия приповерхностного слоя гранул, или порога перколяции, требуется знать влияние каждого фактора на МО спектр, и в первую очередь влияния размерного эффекта.

Другой проблемой МО спектроскопии является возможное изменение микроскопических параметров наноструктур “ферромагнитный металл- параили диамагнитный металл” за счет эффекта близости, при котором возникает спиновая поляризация изначально “немагнитного” металла на больших

расстояниях от поверхности ферромагнетика. Такой эффект согласно [7] имеет место в бислое NiFe-переходной металл и наиболее выражен для NiFe-Ta. Он проявляется в наличии МО сигнала, измеренного на белом свете, при толщинах Та 120 нм. Для идентификации этого эффекта необходимы спектральные исследования МО сигнала и расчеты с учетом возможных интерференционных эффектов при вариации толщин слоев как NiFe, так и Та.

Недавно в магнитных нанокompозитах CoFeB-LiNbO₃ обнаружен мемристорный эффект. Наряду с практической значимостью эти нанокompозиты представляют особый интерес для магнитооптической спектроскопии, так как ранее нанокompозиты с высокими значениями диэлектрической проницаемости матрицы магнитооптическими методами не исследовались.

Цель работы – определение в рамках метода эффективной среды влияния размерного эффекта и различных факторов на МО спектры нанокompозитов, моделирование МО спектров нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, бислоев NiFe-Ta, экспериментальное исследование МО спектров нанокompозитов CoFeB-LiNbO₃, обладающих мемристорным эффектом.

В первой главе дан литературный обзор, где приведены основные соотношения для расчета МО спектров нанокompозитов и мультислоев.

Вторая глава посвящена развитию методов анализа МО спектров нанокompозитов и моделированию спектров конкретных систем. В рамках метода эффективной среды выявлено влияние концентрационного состава, размера и формы гранул, величины плазменной частоты, величины спин-орбитального взаимодействия в приповерхностном слое на МО спектры. Впервые показано, что усиленное спин-орбитальное взаимодействие в приповерхностном слое может изменить МО спектры не только в инфракрасной области, но и в видимой области спектра. Даны примеры усиления и инверсии знака МО сигнала в нанокompозитах. Выполнено моделирование МО спектров нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$ и показано, что развитая методика позволяет объяснить совокупность имеющихся экспериментальных данных на полуколичественном уровне.

В третьей главе выполнено моделирование МО спектров бислоев NiFe-Ta при вариации толщин NiFe и Та. Обнаруженное в экспериментах anomальное поведение МО спектров при увеличении толщины слоя Та частично связано с интерференционными эффектами и с изменением параметров Та.

В четвертой главе приводятся результаты МО исследования нанокompозитов $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{1-x}$, обладающих мемристорным эффектом и

предназначенных для устройств, имитирующих синапсы в нейроморфных сетях.

Актуальность предлагаемого исследования связана с развитием метода МО спектроскопии, обусловлена важностью изучения МО эффектов, дающих возможность исследовать микроструктуру различных магнитных материалов и наноструктур, что вносит существенный вклад в решение фундаментальной задачи о взаимодействия электромагнитного излучения с магнитно-неоднородными системами.

Новизна полученных результатов заключается в выполненном исследовании влияния совокупности различных факторов, влияющих на МО спектры нанокompозитов, моделировании и интерпретации МО спектров ряда нанокompозитов, в том числе и обладающих мемристорным эффектом, изучении МО спектров бислойных систем с возможным эффектом близости.

Результаты работы могут быть использованы для интерпретации оптических и МО свойств широкого класса магнитных наноструктур, поиска материалов с усиленным МО откликом, определения микроскопических параметров нанокompозитов, в том числе величины спин-орбитального взаимодействия в приповерхностной области.

Публикации. По результатам работы опубликовано 2 статьи, одна статья принята в печать и тезисы докладов.

Глава 1. Литературный обзор

1.1 Магнитные нанокompозиты “ферромагнитный металл-диэлектрик”

Наногранулированные композиты металл-диэлектрик M_xD_{100-x} представляют собой искусственно созданные среды из металлических наногранул, хаотически расположенных в диэлектрической матрице. В случае магнитных нанокompозитов (НК), гранулы в зависимости от материала, энергии анизотропии, размера и формы находятся в однодоменном, суперпарамагнитном или вихревом магнитном состоянии, а взаимодействие между ними может приводить к сложным магнитным состояниям типа суперспиновое стекло или суперферромагнетизм. Эти системы привлекают повышенное внимание многие десятилетия, что связано с применением магнитных нанокompозитов в магнитной записи информации и с огромным разнообразием практически важных магнитных, транспортных, оптических и магнитооптических свойств. В качестве примеров можно привести гигантское магнетосопротивление [8,9], аномальный эффект Холла с гигантским коэффициентом [9,10], магниторефрактивный эффект [11,12], усиленный магнитооптический эффект Керра [13] и др. Нельзя не отметить также перспективы их применения для радиопоглощающих покрытий в силу их

одновременно высокого сопротивления и магнитной мягкости при определенных составах вблизи порога перколяции [14]. Недавно в магнитных НК обнаружен мемристивный эффект [9,15-17], что делает эти системы конкурентными с многочисленными вариантами мемристоров, предназначенными для создания многоуровневой памяти и эмулирования синапсов в нейроморфных сетях [18] и стимулирует новый этап в изучении линейных и нелинейных электрофизических свойств данных НК систем. Кроме того, магнитные наноконкомпозиты являются идеальной платформой для изучения явления перколяции, квантовых размерных эффектов, спин-стекольных и мезоскопических свойств, а также влияния различных взаимодействий на поведение неупорядоченных систем [19].

В качестве металлической компоненты выбирают различные ферромагнетики, как однокомпонентные 3d металлы Co или Fe, многокомпонентные сплавы CoFeB, CoNbTa, CoFeZr, а в качестве диэлектрика Al_2O_3 , SiO_2 , MgF_2 , CoO. Размер гранул обычно составляет 2-15 нм. Очевидно, что данный класс искусственных материалов безграничен, так как можно изменять химический и концентрационный состав, размер и форму гранул, наличие дисперсных ионов в диэлектрической матрице, условия напыления. В качестве иллюстрации на Рис. 1 приведено изображение структуры наноконкомпозита $Fe_{70}(SiO_2)_{30}$. Отметим, что обычно состав указывается в атомных процентах, а химический состав по исходному составу компонент распыляемых мишеней.

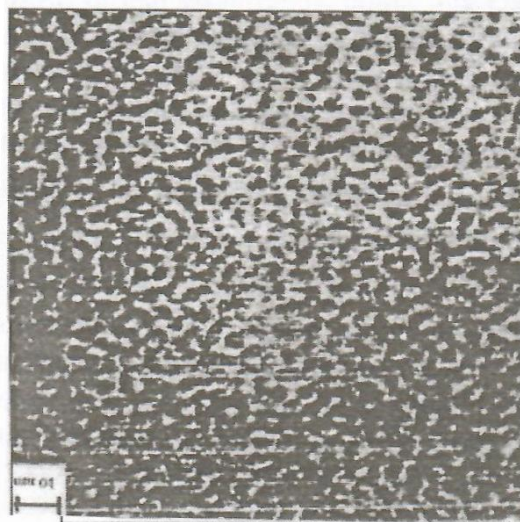


Рис. 1.1. Микрофотография структуры наноконкомпозита $Fe_{70}(SiO_2)_{30}$ [20].

Ранее в большинстве работ считалось, что в данных системах существует одна критическая концентрация – порог перколяции x_{per} , при которой возникает бесконечная металлическая цепочка из гранул (перколяционный кластер), по которой протекает ток по образцу. Эта критическая концентрация

определяла и переход металл-изолятор (ПМИ) при изменении концентрации и переход от ферромагнитного упорядочения к суперпарамагнитному, или суперферромагнитному, или однодоменному поведению. Однако, возможность туннелирования между гранулами и присутствие в межгранульных зазорах ионов металла, которые при осаждении НК могут быть диспергированы в изолирующей матрице, приводит к тому, что критическая концентрация ПМИ x_{MI} и концентрация исчезновения дальнего магнитного порядка x_{FM} отнюдь не совпадают с x_{per} [21]. При этом возникает проблема экспериментального определения этих важных параметров и выявления как наличие диспергированных ионов металла влияет на все свойства НК вдали и вблизи порога перколяции.

Наноконпозиты можно получать различными методами, начиная с разнообразных методов напыления, а также золь-гель методом, химическим парофазным осаждением, нанопринтингом и др. Наиболее распространенным методом является метод ионно-лучевого распыления. Соответствующий метод с использованием составных мишеней разработан в Воронежском Техническом Университете [22]. Образцы наноконпозитов, которые исследуются в настоящей работе, получены этим методом. В Воронежском Техническом Университете, а также в научном центре “Курчатовский Институт” осуществлялась структурная характеристика наноконпозитов рентгеновскими и электронномикроскопическими методами.

В зависимости от концентрации наночастиц в диэлектрической матрице магнитные наноконпозиты могут быть в суперпарамагнитном состоянии и ферромагнитном состоянии [23]. Свойства наноконпозитов сильно зависят от концентрации металла, материалов металла и диэлектрика, от размера и формы наночастиц, распределения их по размерам, поверхностных эффектов и образования цепочек наночастиц, наличия примесей в диэлектрических зазорах между гранулами. Существенно могут отличаться и технологические условия производства наноконпозитов [22,24]. В процессе отжига меняется микроструктура материала, следовательно, могут значительно измениться и свойства материала. Все эти факторы создают трудности при интерпретации экспериментальных результатов. МО спектроскопия позволяет не только идентифицировать перечисленные магнитные состояния, но и получить дополнительную информацию о многих из указанных факторах.

Тонкой пленкой называют слой вещества толщиной не более 1 мкм, нанесенный на подложку. Тонкие пленки бывают металлическими, диэлектрическими, полупроводниковыми, магнитными и т.д. Их структура может быть монокристаллической, поликристаллической или аморфной. Функциональная микроэлектроника использует структуры металл-диэлектрик-металл, полупроводник-металл-полупроводник и др. В таких структурах некоторые или все компоненты являются тонкопленочными. Так же используются пьезоэлектрические, криоэлектроника – сверхпроводниковые, магнитоэлектроника – ферромагнитные тонкие

пленки. Свойства тонких пленок существенно отличаются от аналогичных параметров объемных образцов, что объясняется различием в структуре тонкопленочных и объемных материалов. Для структуры поликристаллических тонких пленок характерна большая концентрация дефектов. Если в исходных материалах присутствуют загрязняющие компоненты, то в пленке возможно образование диэлектрических или полупроводниковых слоев, покрывающих проводниковые зерна. В таком случае, кроме проводимости свободных электронов, в пленке работают и термоактивационные механизмы. К ним относятся туннелирование через тонкий потенциальный барьер, термоэлектронная эмиссия, прыжковая проводимость и др. В тонких металлических и полупроводниковых пленках работают квантовые размерные эффекты. Условие возникновения таких эффектов заключается в соизмеримости толщины пленки и эффективной длины волны носителей заряда. Тогда формируются дискретные энергетические уровни в пленке, в направлении ее толщины.

Так как наноструктуры являются перспективными материалами, обладающими особыми электромагнитными, оптическими, теплоизоляционными и механическими свойствами, то увеличение применения таких материалов приведет к революционным изменениям в различных областях [17,25-29].

На практике наноструктуры на основе полимерных матриц и нанотрубок применяют для создания микроскопических сенсоров, определяющих интенсивность механического воздействия за сверхкороткие промежутки времени. Выбор материала связан с особенностью структуры. Различные свойства нанокompозитов могут оказаться полезными в медицине. В стоматологии используют нанокompозиты для восстановления зубной эмали. Перспективно использование магнитных наноструктур в высокочастотных устройствах [25], для создания мемристоров [17], в качестве материала для диэлектрика в туннельном контакте спинового клапана [29].

Таким образом, наноструктуры представляют собой магнитные материалы с необычными и перспективными свойствами для практических применений, а МО методы являются бесконтактным способом исследования различных функциональных материалов, элементов микроэлектроники.

1.2 Магнитооптика

Открытие Майкла Фарадея в 1845 г. взаимодействия света с намагниченным веществом привело к открытию множества линейных и нелинейных, прямых и обратных магнитооптических (МО) эффектов как в видимой, так и в инфракрасной, ультрафиолетовой и рентгеновской области спектра, широкому применению МО методов в физике и многочисленным

применениям в технике [6, 30, 31]. Эта область физики получила название магнитооптики или магнитофотоники.

Магнитооптика (МО) изучает явления, возникающие в результате взаимодействия оптического излучения с веществом, находящимся в магнитном поле. Под влиянием магнитного поля изменяются дисперсионные кривые, показателя преломления и коэффициента поглощения, приводя к появлению или изменению оптической анизотропии среды. Магнитооптические методы позволяют получить информацию о внутренней микроструктуре вещества, так как являются чувствительными к любым изменениям в строении вещества. Это влияние отражается на магнитооптических характеристиках исследуемых образцов (например, на спектральной зависимости наблюдаемых эффектов). Так же МО свойства чувствительны к наличию магнитных неоднородностей, к изменениям формы и размера частиц. Что подтверждается исследованиями оптических и МО спектров наноструктур [6, 21, 33].

Изучение МО свойств наноструктур является актуальным и перспективным для практического применения исследуемых структур, а также вносит большой вклад в решение фундаментальной задачи описания взаимодействия электромагнитного излучения с веществом.

Экваториальный эффект Керра или поперечный эффект Керра (Transverse Kerr effect) является интенсивностным МО эффектом, он состоит в относительном изменении интенсивности I и сдвиге фазы p -компоненты отраженного света частоты ω при намагничивании образца внешним магнитным полем H . Составляющую, у которой электрический вектор световой волны параллелен плоскости падения, называют p -компонентой падающего света, а составляющую, у которой электрический вектор перпендикулярен плоскости падения – s – компонентой.

$$\delta(\omega, H) = \frac{I(\omega, H) - I(\omega, -H)}{2I(\omega, H = 0)} . \quad (1)$$

Поэтому, с одной стороны, измеряя сигнал ТКЕ на определенной длине волны для засвеченного локального участка образца можно судить о его магнитном состоянии, причем на глубине формирования МО сигнала. С другой стороны, измеряя сигнал ТКЕ в зависимости от длины волны излучения можно судить о МО переходах, отражающих электронную, кристаллическую и магнитную структуру данного локального участка образца. Таким образом, измерения спектральных зависимостей ТКЕ при различных значениях приложенного магнитного поля и составляет суть метода МО спектроскопии.

Феноменологическая теория магнитооптических явлений построена на основе решения общих дифференциальных уравнений Максвелла с учетом тензорного характера диэлектрической и магнитной проницаемости.

В оптической области спектра МО свойства определяются диагональными ($\varepsilon(\omega)$) и недиагональными ($\varepsilon_{xy}(\omega) = -i\gamma(\omega)$) компонентами тензора диэлектрической проницаемости [1, 30, 31].

В простейшем случае для изотропной среды в линейном приближении по намагниченности тензоры диэлектрической ε и μ магнитной проницаемости могут быть записаны в виде:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\gamma & 0 \\ i\gamma & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}$$

$$\hat{\mu}(\omega) = \begin{pmatrix} \mu & i\mu' & 0 \\ -i\mu' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad \text{и} \quad \mu = \mu_1 - i\mu_2$$

– диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

$$\gamma = \gamma_1 - i\gamma_2 \quad \text{и} \quad \mu' = \mu'_1 - i\mu'_2$$

– недиагональные компоненты, пропорциональные намагниченности среды;

Если:

1. $\gamma \neq 0, \mu' = 0$ - среда называется гироэлектрической;
2. $\gamma = 0, \mu' \neq 0$ – гиромагнитной;
3. $\gamma \neq \mu' \neq 0$ – бигиротропной

Диагональные компоненты ε отвечают за оптические свойства, недиагональные γ – за МО свойства. Поэтому МО методы исследования дают более полную информацию о свойствах образца, нежели оптические. Для исследования МО свойств образцов часто применяется экваториальный эффект Керра.

В большинстве случаев эффекты определяются гироэлектрическими свойствами среды, т.е. тензором $\hat{\varepsilon}$. Кроме того, в видимой и ультрафиолетовой области спектров можно считать $\mu = 1$.

Знание всех компонент тензоров позволяет рассчитать любой МО эффект. Исследуя частотные зависимости мнимых частей диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости (ТДП), можно сделать выводы о зонной структуре исследуемой среды. При этом одно из преимуществ МО методов исследования энергетической структуры перед оптическими заключается в возможности разделения вклада левой и правой спиновых подзон с противоположной спиновой поляризацией. Использование МО эффектов в оптической микроскопии позволяет наблюдать доменную структуру с микронным разрешением, что дает возможность исследовать магнитные микрообъекты, такие как рабочая зона магнитных головок, доменные границы и т.д. Таким образом, магнитооптические явления отражают влияние на свойства среды магнитного поля.

В линейном приближении по магнитному полю все диагональные компоненты тензора идентичны и не зависят от намагниченности. Недиagonальные компоненты определяются влиянием спин-орбитального взаимодействия (СОВ) на оптические межзонные и внутрizonные переходы и пропорциональны намагниченности $M(H)$. Комплексный параметр γ также называют МО параметром.

Согласно определению ТКЕ [6, 32] величина ТКЕ на p -компоненте определяется выражением:

$$\delta = a(\omega, \varphi, \varepsilon_{xx}) \operatorname{Re} \gamma(\omega, M) + b(\omega, \varphi, \varepsilon_{xx}) \operatorname{Im} \gamma(\omega, M), \quad (3)$$

где

$$a(\omega, \varphi, \varepsilon_{xx}) = 2 \sin 2\varphi \frac{A}{A^2 + B^2}, \quad b(\omega, \varphi, \varepsilon_{xx}) = 2 \sin 2\varphi \frac{B}{A^2 + B^2},$$

$$A = \operatorname{Im} \varepsilon_{xx} (2 \cos^2 \varphi \operatorname{Re} \varepsilon_{xx} - 1), \quad B = ((\operatorname{Im} \varepsilon_{xx})^2 - (\operatorname{Re} \varepsilon_{xx})^2) \cos^2 \varphi + \operatorname{Re} \varepsilon_{xx} - \sin^2 \varphi,$$

$$\varepsilon^{EMA} = \varepsilon_1^{EMA} - i\varepsilon_2^{EMA}, \quad \gamma^{EMA} = \gamma_1^{EMA} - i\gamma_2^{EMA}$$

где φ -угол падения p -поляризованного света. Расчет $\varepsilon_{xx}(\omega)$ и $\varepsilon_{xy}(\omega)$ из первых принципов для магнитно-неоднородных систем в настоящее время не представляется возможным, поэтому единственным подходом для описания ТКЕ нанокomпозитов является метод эффективной среды (МЭС). Суть МЭС состоит в самосогласованном построении комплексных компонент тензора диэлектрической проницаемости композита ε, γ из комплексных значений $\varepsilon^M, \varepsilon^D, \gamma^M, \gamma^D$, соответствующих составляющих композит металла и диэлектрика.

Точный расчет многих составляющих значений практически невозможен. Но были разработаны теории, которые могут давать приемлемые приближения, которые, описывают полезные параметры и свойства композитного материала. В этом смысле приближения эффективной среды представляют собой описания композитного материала, основанные на свойствах и относительных долях его компонент. Существует несколько вариантов МЭС [5, 6, 33, 34], наиболее популярными являются приближение Бруггемана (ПБ) [34] и симметризованное приближение Максвелла Гарнетта (СМГ) [6]. При малой концентрации металла ПБ переходит в приближение Максвелла Гарнетта, которое не описывает перколяционный переход и поэтому неприменимо для области средних концентраций. Уравнения для расчета эффективных значений $\varepsilon(\omega)$ и $\gamma(\omega)$ нанокomпозита в ПБ имеют следующий вид [6, 34]

$$\begin{aligned}
X * \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA}}{\varepsilon^{EMA} + (\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA})L_{xx}} + (1 - X) * \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA}}{\varepsilon^{EMA} + (\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA})L_{xx}} &= 0 \\
X * \frac{\gamma^{EMA} - \gamma}{[\varepsilon^{EMA} + (\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA})L_{xx}]^2} + (1 - X) * \frac{\gamma^{EMA}}{[\varepsilon^{EMA} + (\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA})L_{xx}]^2} &= 0
\end{aligned} \tag{4}$$

И решение:

$$\varepsilon^{EMA} = \frac{-(x(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) - L_{xx}(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) + \varepsilon_0) \pm \sqrt{(x(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) - L_{xx}(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) + \varepsilon_0)^2 - 4(L_{xx} - 1)\varepsilon_1\varepsilon_0L_{xx}}}{2(L_{xx} - 1)}$$

$$\gamma^{EMA} = \frac{\gamma x [\varepsilon^{EMA} + (\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA})L_{xx}]^2}{x [\varepsilon^{EMA} + (\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA})L_{xx}]^2 + (1 - x) [\varepsilon^{EMA} + (\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA})L_{xx}]^2} \tag{5}$$

где x – концентрация металла, L – форм-фактор гранул (для сферических частиц $L=1/3$). ε^{EMA} , γ^{EMA} – эффективные значения в ПБ, ε_1 , γ – значения для металлической компоненты, ε_0 – значение для неметаллической компоненты.

Однако, ПБ описывает просто смешение двух компонент и не учитывает наличие в среде отдельных гранул.

1.3. Размерный эффект

Физические эффекты, возникающие из-за геометрического ограничения эффективной длины свободного пробега электронов, когда размеры исследуемого объекта становятся сопоставимыми с этой длиной, называются размерными эффектами (РЭ) [6, 35-37]. Первоначально теория размерного эффекта была выдвинута Томсоном для объяснения, наблюдаемого на опыте более высокого удельного сопротивления тонкого образца по сравнению с массивным. Решая кинетическое уравнение, Фукс получил выражения для сопротивления в случаях, когда толщина образцов много больше и много меньше длины свободного пробега. Было показано, что рассеяние на поверхности уменьшает среднюю длину свободного пробега. При описании оптических спектров ферромагнитных нанокompозитов (размер гранул 2-4 нм), особенно в ИК-области спектра, необходимо учитывать рассеяние на поверхностях гранул, приводящее к квазиклассическому размерному эффекту [35,36]. Это очень важно, когда ферромагнитный нанокompозит находится вблизи порога перколяции, т.к. происходит кардинальное изменение оптических свойств.

Размерные эффекты проявляются в наноструктурах и оказывают существенное влияние на их оптические и МО свойства, особенно в ИК области спектра, что связано с внутризонными переходами [6, 35, 36]. Важной решённой задачей является учет распределения частиц по размерам, что дает возможность улучшить описание спектров перспективных наноструктур.

Для учета квазиклассического размерного эффекта в работах [35, 36] предложено использовать модифицированные выражения ε_{mod} , γ_{mod} вместо исходных значений объемных материалов:

$$\varepsilon_{mod} = \varepsilon + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{bulk}})} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{gr}})} \quad (6)$$

где ω_p – плазменная частота, τ_{bulk} - время свободного пробега в массивном образце, τ_{gr} - время свободного пробега электронов в грануле.

РЭ влияет как на диагональные компоненты ТДП металлической (ферромагнитной) компоненты, так и на недиагональные компоненты ТДП. Учет квазиклассического РЭ в диагональных компонентах [6, 36]:

$$\frac{1}{\tau_{gr}} = \frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{\vartheta_f}{r}, \quad (7)$$

Где ϑ_f – скорость на поверхности Ферми, r – средний размер гранулы. В этом выражении опущен параметр отражения от поверхности гранул Фукса-Зондхаймера, который мы полагаем равным единице.

$$\gamma_{mod} = \gamma - \frac{\frac{4\pi\sigma_{bulk}}{\tau_{bulk}^2}}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{bulk}})^2} + \frac{\frac{4\pi\sigma_{gr}}{\tau_{gr}^2}}{\omega(\omega + \frac{i}{\tau_{gr}})^2}, \quad (8)$$

$$\sigma_{bulk} = 4\pi M_s R_{bulk} / \rho_{bulk}^2, \quad \sigma_{gr} = 4\pi M_s R_{gr} / \rho_{gr}^2; \quad M_s,$$

$$R_{gr} = R_{bulk} + 0.2R_{surf} \frac{l}{r} (1 + \frac{l}{r})$$

$$\tau_{bulk} = \frac{l_{bulk}}{\vartheta_f}$$

$$\rho_{gr} = \rho_{bulk} * \left(1 + \frac{l_{bulk}}{r}\right)$$

$$\tau_{gr} = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{bulk}} + \frac{\vartheta_f}{r}}$$

где ω – частота света, M_s - намагниченность насыщения для металла в СГС, l_{bulk} - длина свободного пробега для металла, R_{bulk} - коэффициент аномального эффекта Холла, ρ_{bulk} - удельное сопротивление металла.

Последние два члена описывают отличие ε_{mod} для гранул от соответствующего объемного значения, индексы *bulk* и *gr* означают что соответствующие значения недиагональной (холловской) проводимости σ_{xy} , коэффициента аномального эффекта Холла (АЭХ) R характерны для

объемного металла и гранул из того же металла, соответственно. Через R_{surf} обозначен коэффициент АЭХ поверхностного слоя гранулы [38], который может значительно отличаться от соответствующего значения для гранулы. Эти выражения основаны на модели Друде для оптической и МО проводимости и теории АЭХ в условиях размерного эффекта, они учитывают отражение электронов проводимости от поверхности гранул. Эти размерные эффекты существенны для ИК области спектра, когда основную роль играют внутризонные оптические переходы. Недавно нами предложено учесть в этих выражениях и то, что усиленное СОВ на поверхности гранул может изменить и межзонные переходы. Для этого следует рассмотреть модель ядро-оболочка, в которой тонкий поверхностный слой ферромагнетика обладает недиагональной диэлектрической проницаемостью $\gamma^M \frac{R_{surf}}{R_{bulk}}$. Учет квазиклассического размерного эффекта в выражениях для диагональных $\widehat{\varepsilon}_{xx} = \widehat{\varepsilon}$ и недиагональных $\widehat{\gamma}_{xy} = \widehat{\gamma}$ компонент тензора диэлектрической проницаемости (ТДП) сводится к следующему: время свободного пробега электронов в грануле (τ_{gr}) меньше соответствующего ему времени в массивном образце (τ_{bulk}) за счет соударений с поверхностью гранул. Такой подход для учета квазиклассического размерного эффекта является приближенным, так как не учитывается ни форма гранул, ни характер отражения электронов от поверхности гранул. Размерные эффекты проявляются в наноструктурах и оказывают существенное влияние на их оптические и МО свойства, особенно в ИК области спектра, что связано с внутризонными переходами. Важной решённой задачей является учет распределения частиц по размерам, что дает возможность улучшить описание спектров перспективных наноструктур.

Здесь надо отметить ряд принципиальных трудностей применения МЭС для описания МО спектров. Во-первых, все выражения МЭС получены в квазистатическом приближении и поэтому не включают флуктуационные эффекты. Значит МЭС не может дать количественное описание явлений вблизи порога перколяции. Примером этого является гигантский АЭХ в нанокompозитах вблизи порога перколяции [38]. Во-вторых, в МЭС не включено туннелирование между гранулами, что также важно вблизи порога перколяции. В-третьих, недавно выяснено [39], что порог перколяции по проводимости, отнюдь не совпадает ни с порогом возникновения дальнего магнитного порядка (магнитная перколяция), ни с порогом перехода металл-диэлектрик. Хотя эти три значения критических концентраций близки друг к другу, но их отличия существенны для МО спектров, что нельзя учесть в МЭС, где есть только один порог перколяции по проводимости. В-четвертых, наличие магнитных и немагнитных атомов или ионов в межгранульных зазорах также нельзя учесть в МЭС. Эти ограничения приводят к тому, что описание МО спектров в рамках МЭС носит полуколичественный характер только вдали от порога перколяции и исключительно качественный характер

в непосредственной окрестности порога перколяции. Кроме этого не удастся описать МО спектры при изменении состава с одним и тем же набором параметров $\varepsilon^M, \varepsilon^D, \gamma^M, \gamma^D$, измеренных для компонент нанокompозита, факторов L и значения $\frac{R_{surf}}{R_{bulk}}$, так как все эти значения могут зависеть от состава. Особенно это существенно, когда с изменением концентрационного состава первоначально аморфные гранулы кристаллизуются.

Для учета поверхностного эффекта гранул модифицированное выражение с учетом квазиклассического размерного эффекта преобразуем как выражения γ_{mod}

$$\gamma = \gamma_{bulk} \left(1 - \frac{3a}{r}\right) + \gamma_{surf} \frac{3a}{r},$$

где a – толщина поверхностного слоя

$$\gamma_{mod} = \gamma_{bulk} \left(1 - \frac{3a}{r}\right) + \gamma_{bulk} \frac{\lambda_{surf}}{\lambda_{bulk}} \left(\frac{3a}{r}\right) + \left(-\frac{4\pi \frac{4\pi * M_S * R_{bulk}}{\rho_{bulk}^2 * \tau_{bulk}^2}}{\omega * \left(\omega + \frac{i}{\tau_{bulk}}\right)^2} + \frac{4\pi \frac{4\pi * M_S * R_{gr}}{\rho_{gr}^2 * \tau_{gr}^2}}{\omega * \left(\omega + \frac{i}{\tau_{gr}}\right)^2}\right) \quad (9)$$

λ_s/λ_b - отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме.

В следующих разделах обзора даны примеры описания МО спектров с помощью разработанных методов ПБ.

Глава 2. Магнитооптическая спектроскопия нанокompозитов

В рамках описанного подхода представлены результаты моделирования и сопоставления с экспериментом МО спектров магнитных нанокompозитов составов $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$, с различными объемными концентрациями магнитной компоненты, в том числе вблизи порога перколяции. А также с учетом квазиклассического размерного эффекта и роли усиленного СОВ в приповерхностном слое на поверхности гранул, что и является основной задачей в данной главе.

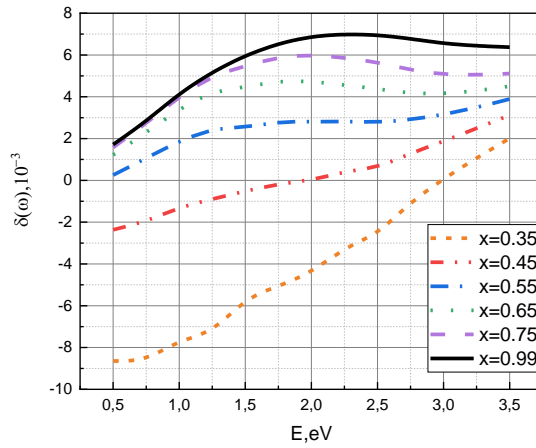


Рис.1. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ без учета размерного эффекта с различными значениями концентрации x : 0.35 (короткий пунктир), 0.45 (точка – точка пунктир), 0.55 (точка пунктир), 0.65 (точки), 0.75 (пунктир), 0.99 (сплошная линия).

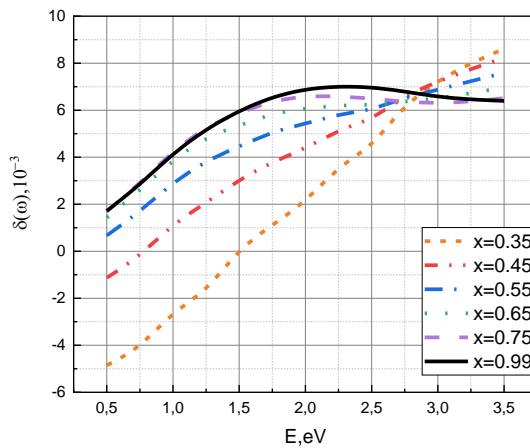


Рис.2. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(\text{Co})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ без учета размерного эффекта с различными значениями концентрации x : 0.35 (короткий пунктир), 0.45 (точка – точка пунктир), 0.55 (точка пунктир), 0.65 (точки), 0.75 (пунктир), 0.99 (сплошная линия).

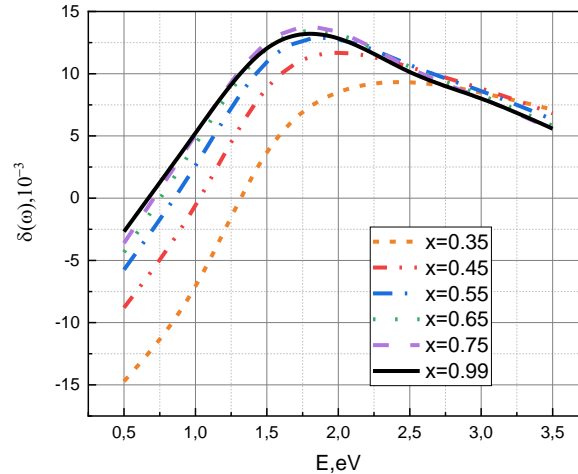


Рис.3. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ без учета размерного эффекта с различными значениями концентрации x : 0.35 (короткий пунктир), 0.45 (точка – точка пунктир), 0.55 (точка пунктир), 0.65 (точки), 0.75 (пунктир), 0.99 (сплошная линия).

На рисунках 1-3 представлены рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозитов $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ и $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ при разных концентрациях металла без учета РЭ. На рисунках видно, что при больших концентрациях кобальта спектральные профили в видимой области спектра подобны, причем по величине значения ТКЕ соответствуют эксперименту. Но профили графиков не совпадают с экспериментом уже для средних концентраций кобальта, особенно в ближней ИК-области спектра, поэтому далее мы учтем влияние РЭ.

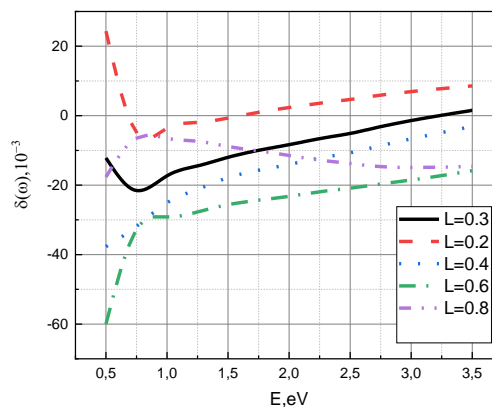


Рис.4. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными значениями форм фактора L : 0.33 (сплошная линия), 0.2 (пунктир), 0.4 (точки), 0.6 (точка-пунктир), 0.8 (точка – точка пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} \text{sec}^{-1}$, размер гранул $r=3$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda s/\lambda b=2$.

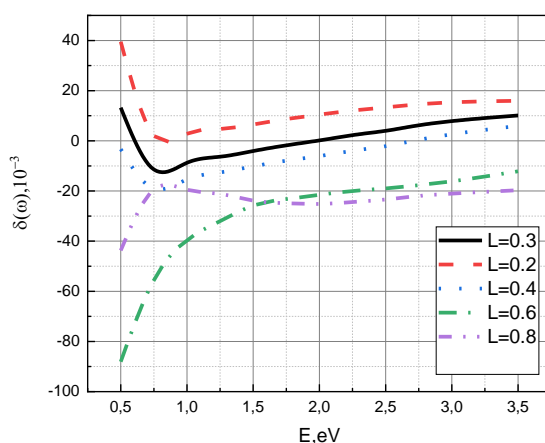


Рис.5. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(\text{Co})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными значениями форм фактора L : 0.33 (сплошная линия), 0.2 (пунктир), 0.4 (точки), 0.6 (точка-пунктир), 0.8 (точка – точка пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} \text{sec}^{-1}$, размер гранул $r=3$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda s/\lambda b=2$.

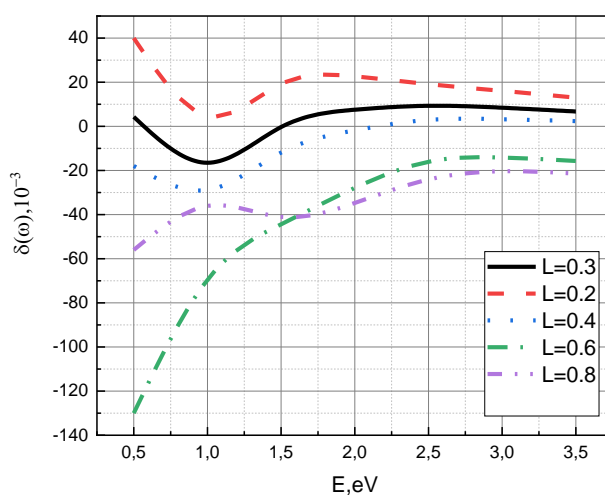


Рис.6. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$ при $x = 0.35$ с различными значениями форм фактора L : 0.33 (сплошная линия), 0.2 (пунктир), 0.4 (точки), 0.6 (точка-пунктир), 0.8 (точка – точка пунктир). Параметры: плазменная частота

$\omega_p = 8.3 * 10^{15} \text{sec}^{-1}$, размер гранул $r=2$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda_s/\lambda_b=2$.

На рисунках 4-6 представлены рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозитов $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$, $(\text{Co})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ и $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$ при различных значениях форм фактора с учетом размерного эффекта. Показано как форма гранул влияет на профиль спектра и значение эффекта во всем представленном оптическом диапазоне, особенно в ближней ИК области спектра. С увеличением L гранулы становятся не сферическими, а эллипсоидальными, увеличивается взаимодействие света с намагниченным образцом, что приводит к увеличению ТКЕ. Помимо этого, меняется область перехода через ноль. А при значениях $L=0.6$ и 0.8 перехода через ноль нет, что связано с изменением оптических свойств нанокompозитов: когда гранулы сильно вытянуты, то образование перколяционного кластера смещается в область малых концентраций металла.

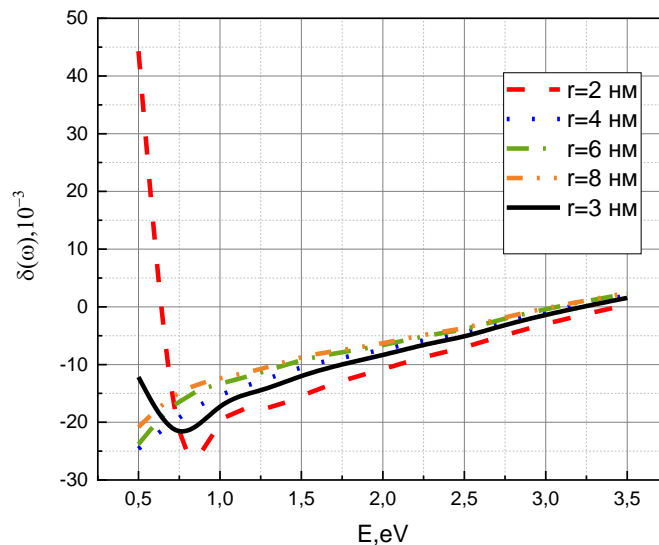


Рис.7. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(\text{Co})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными значениями размера гранул r (нм): 3 (сплошная линия), 2 (пунктир), 4 (точки), 6 (точка-пунктир), 8 (точка – точка пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} \text{sec}^{-1}$, форм фактор $L=0.33$, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda_s/\lambda_b=2$.

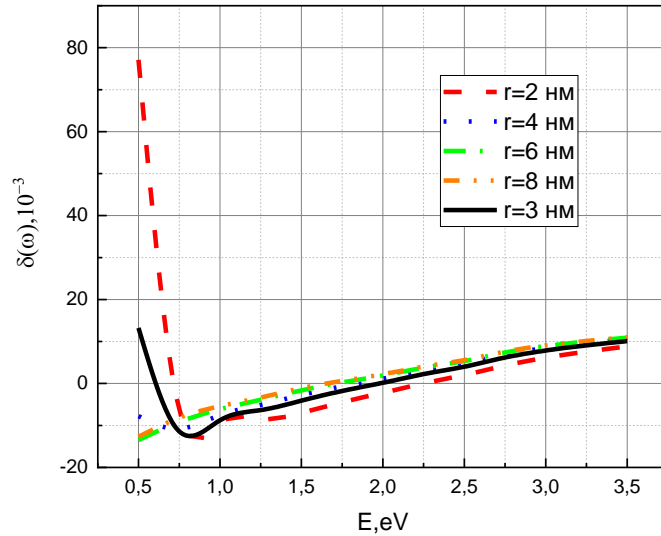


Рис.8. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными значениями размера гранул r (нм): 3 (сплошная линия), 2 (пунктир), 4 (точки), 6 (точка- пунктир), 8 (точка – точка пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.33$, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda s/\lambda b=2$.

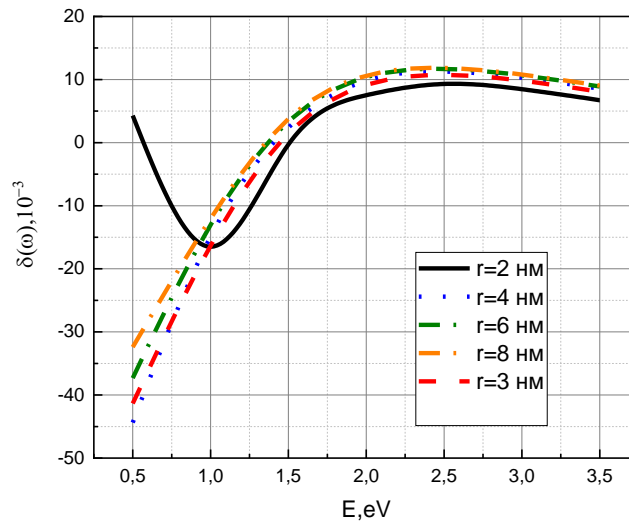


Рис.9. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными значениями размер гранул r (нм): 2 (сплошная линия), 3 (пунктир), 4 (точки), 6 (точка- пунктир), 8 (точка – точка пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.33$, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda s/\lambda b=2$.

На рисунках 7-9 представлены рассчитанные спектры ТКЕ нанокomпозитов $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ и $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ при различных значениях размера гранул с учетом размерного эффекта. Показано влияние размера гранул на профиль спектра. Наибольшее влияние оказывается в ближней ИК-области спектра, что обусловлено внутрizonными переходами. На графиках можно заметить, что чем меньше размер гранул, тем больше влияние. В нанокomпозитах $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$ и $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ зависимость похожа, поскольку гранулы в обоих композитах – Co. А график зависимости нанокomпозита $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ сильно отличается, поскольку гранулы не чистый кобальт, а сплав $CoFeZr$ и с увеличением размера гранул сигнал ТКЕ уменьшается не значительно.

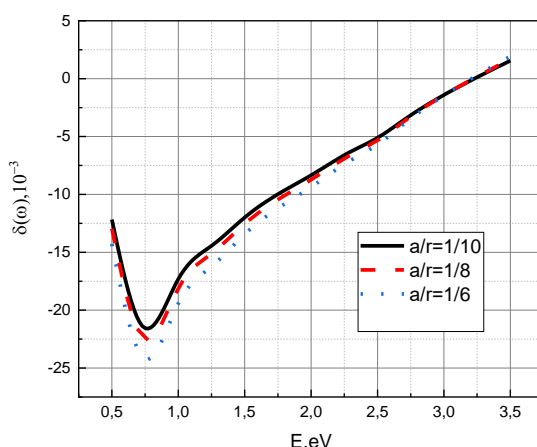


Рис.10. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокomпозита $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными толщинами поверхностного слоя a/r : 1/10 (сплошная линия), 1/8 (пунктир), 1/6 (точки). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.33$, размер гранул $r=3$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda_s/\lambda_b=2$.

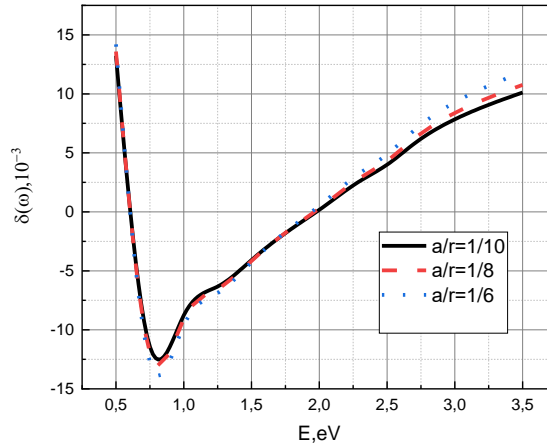


Рис.11. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными толщинами поверхностного слоя a/r : 1/10 (сплошная линия), 1/8 (пунктир), 1/6 (точки). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.33$, размер гранул $r=3$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda_s/\lambda_b=2$.

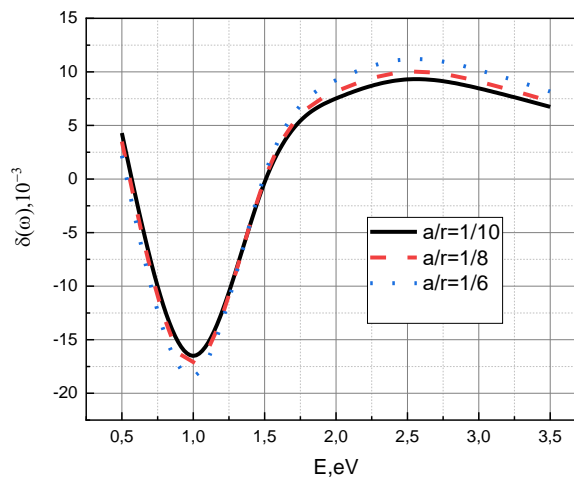


Рис.12. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ при $x = 0.35$ с различными толщинами поверхностного слоя a/r : 1/10 (сплошная линия), 1/8 (пунктир), 1/6 (точки). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.33$, размер гранул $r=2$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda_s/\lambda_b=2$.

На рисунках 10-12 представлены рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозитов $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ и $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ при разных значениях толщины приповерхностного слоя с усиленным СОВ. На графиках видно, что толщина поверхностного слоя оказывает влияние как на ближнюю ИК область спектра, так и на видимую. Изменения не являются значительными, так как рассмотрен случай двукратного увеличения СОВ тонкого слоя, где оно действует. Поэтому на графиках 13-15 варьируется величина СОВ при фиксированной толщине приповерхностной области.

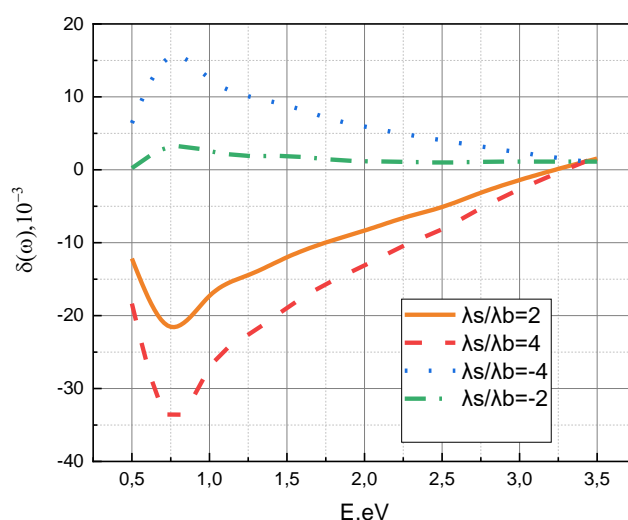


Рис.13. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$ при $x = 0.35$, с различными значениями отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме λ_s/λ_b : 2 (сплошная линия), 4 (пунктир), -4 (точки), -2 (точка-пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.3$, размер гранул $r=3$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$

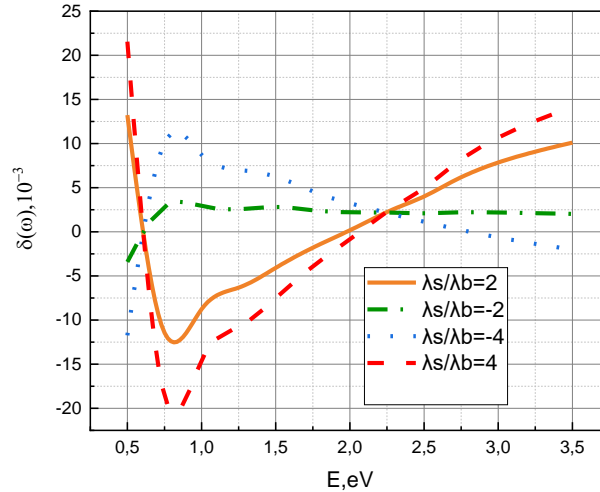


Рис14. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$ при $x = 0.35$ с различными значениями отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме λ_s/λ_b : 2 (сплошная линия), 4 (пунктир), -4 (точки), -2 (точка- пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.3$, размер гранул $r=3$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$.

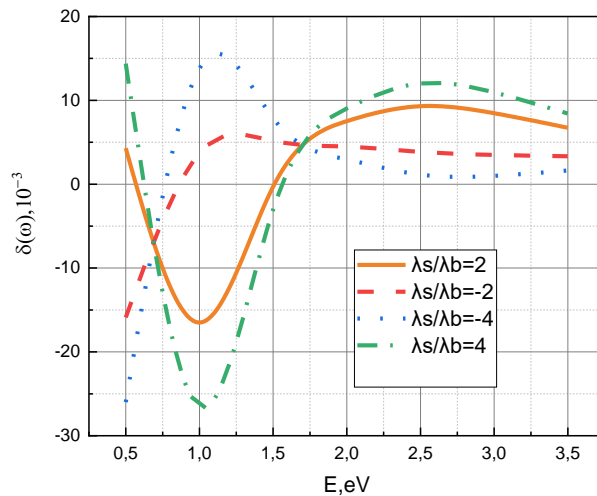


Рис.15. Рассчитанные спектры ТКЕ нанокompозита $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ при $x = 0.35$ с различными значениями отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме λ_s/λ_b : 2 (сплошная линия), -2 (пунктир), -4 (точки), 4 (точка- пунктир). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.3$, размер гранул $r=2$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$.

Из представленных на рисунках 13-15 кривых следует, что влияние СОВ очень велико на всем диапазоне спектра, даже при небольшой толщине приповерхностной области. Видно, что основное отличие наблюдается в

ближней ИК-области спектра. Значения отношения параметров СОВ критическим образом влияют на МО спектры. С увеличением этого отношения увеличивается и величина эффекта. Если брать значение отношения отрицательным, то изменяется профиль кривой, происходит смена знака, а также смещается переход через ноль.

В ходе моделирования путем варьирования выбранных параметров, таких как средний размер частицы, форм-фактор, толщина приповерхностной области и коэффициент АЭХ, получены оптимальные значения величин для описания экспериментальных зависимостей ТКЕ. Если значения размера частиц и форм-фактора можно определить с помощью экспериментальных методов, то коэффициент R_s/R_{bulk} является не измеряемой величиной. В данной работе проведены оценки этого параметра, что является важным научным результатом. Показан значительный вклад размерного фактора в АЭХ, что играет важную роль для магнитных наноструктур. Таким образом, учет РЭ и СОВ очень важен для описания оптических и МО спектров нанокomпозитов, особенно в ближней ИК-области спектра. Результаты работы могут найти применение для объяснения оптических и МО свойств широкого класса магнитных нанокomпозитов.

Проанализировав влияние каждого параметра, были рассчитаны теоретические кривые и сопоставлены с экспериментальными результатами.

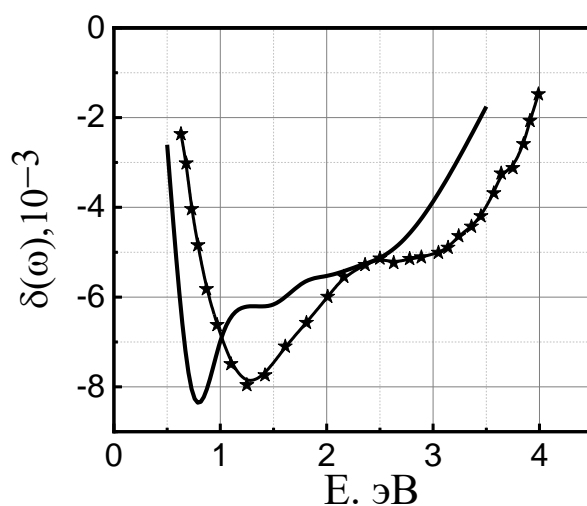


Рис.16. Спектральные зависимости ТКЕ нанокomпозита $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$ $x = 0.533$ экспериментальная кривая (звездочки), теоретическая кривая (сплошная линия). Параметры: плазменная частота $\omega_p = * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.46$, размер гранул $r=3.5$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=1/10$, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объеме $\lambda s/\lambda b=0.2$.

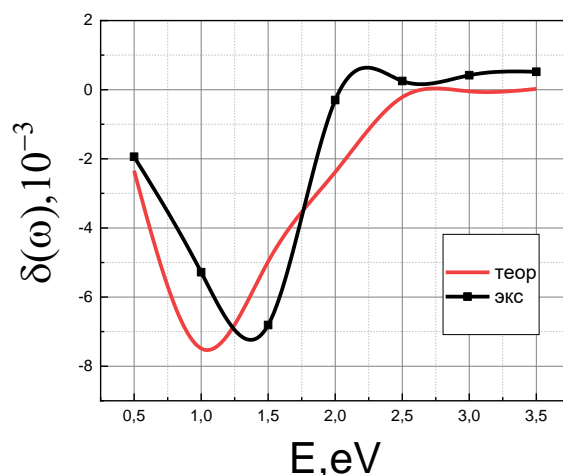


Рис.17. Спектральные зависимости ТКЕ нанокompозита $(CoFeZr)_x(Al_2O_3)_{(1-x)}$ $x = 0.35$ экспериментальная кривая (квадратики), теоретическая кривая (сплошная линия). Параметры: плазменная частота $\omega_p = 8.3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор $L=0.5$, размер гранул $r=1.7$ нм, толщина поверхностного слоя $a/r=4/25$, отношения параметров COB в поверхностном слое и в объеме $\lambda_s/\lambda_b=0.18$.

Анализ полученных кривых показывает, что МО спектры зависят от нескольких параметров, причем критическим образом, но выполненное исследование закономерностей позволяет выбрать узкий диапазон реалистичных параметров, который позволяет объяснить на качественном или полуколичественном уровне эксперимент. Отметим, что без учета размерного эффекта это сделать не удастся. Заметим, что основное отличие наблюдается в ближней ИК-области спектра, что обусловлено внутризонными переходами.

Глава 3. Магнитооптическая спектроскопия бислойной наноструктуры

В данной главе приводятся результаты исследования слоистых наноразмерных структурах пермаллоя-тантала (NiFe-Ta) на кремниевой подложке. Пермаллой – это двухкомпонентный сплав, свойства которого зависят от соотношения концентраций железа и никеля.

Нанесение тонкой парамагнитной или диамагнитной пленки на пермаллой может изменить оптические и МО параметры пермаллоя за счет перераспределения атомов вблизи поверхности раздела слоев, либо за счет механических деформаций. С другой стороны, в силу эффекта магнитной близости возможно возникновение спиновой поляризации в немагнитном слое.

В работе [40] при измерении ТКЕ с широкополосным источником света в структурах пермаллой-переходной металл была обнаружена инверсия знака ТКЕ и увеличение амплитуды сигнала в слое ферромагнитного металла, модифицированного обычным металлом, в первую очередь танталом. Было показано, что сигнал может быть усилен в несколько раз, особенно для тонких (≤ 10 нм толщиной) магнитных пленок. Магнитооптический сигнал наблюдался даже при увеличении толщины слоя Ta до 130 нм [40].

Для того чтобы понять такое необычное усиление сигнала, было проведено моделирование ТКЕ при различных толщинах NiFe и Ta для структуры NiFe-Ta/Si. При этом значения для ε_1 и ε_2 были рассчитаны из экспериментальных спектров n и k , которые представлены в работе [41]. Исходные МО параметры для расчета были получены методом многоугловой спектроскопической эллипсометрии для образцов пермаллой толщиной 150 нм (80% никеля, 20% железа) с оксидным слоем толщиной 2,3 нм при комнатной температуре.

Результаты измерения ТКЕ пермаллой при разных углах падения света представлены на Рис.18.

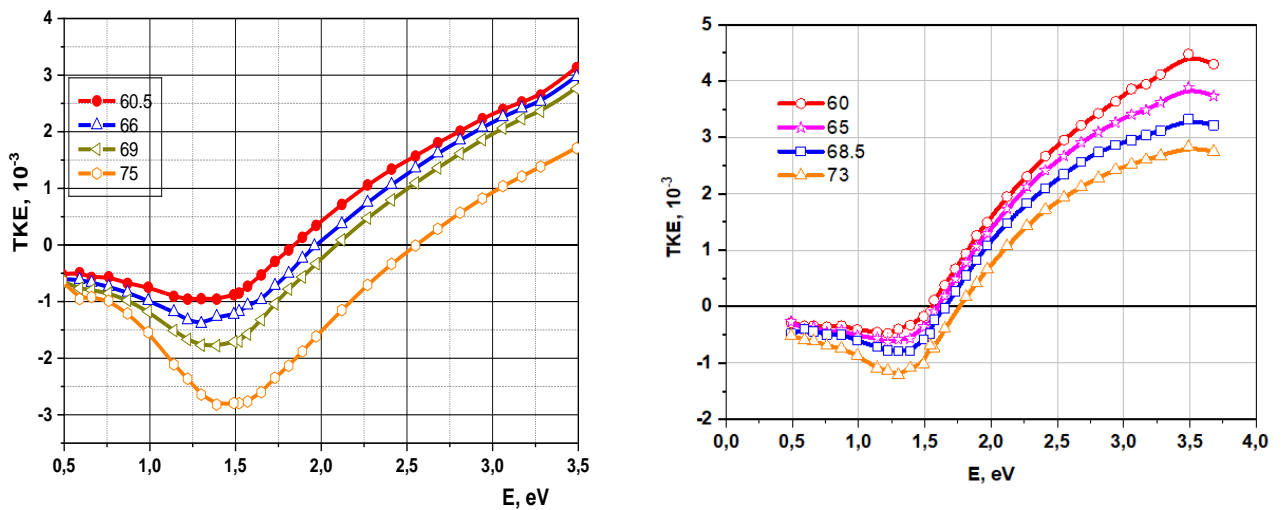


Рис.18. Угловые зависимости параметра ТКЕ чистого NiFe.

По угловым зависимостям становится возможным вычислить значения γ_1 и γ_2 данного образца:

$$\begin{cases} \delta_{1\omega} = (A_1\gamma_1 + B_1\gamma_2) \frac{2 \sin 2\varphi_1}{A_1^2 + B_1^2}, \\ \delta_{2\omega} = (A_2\gamma_1 + B_2\gamma_2) \frac{2 \sin 2\varphi_2}{A_2^2 + B_2^2}. \end{cases} \quad (11)$$

Отсюда получаем окончательное выражение для γ_2 и для γ_1 :

$$\gamma_2 = \left(\frac{\delta_{2\omega}}{A_2} \frac{A_2^2 + B_2^2}{2 \sin 2\varphi_2} - \frac{\delta_{1\omega}}{A_1} \frac{A_1^2 + B_1^2}{2 \sin 2\varphi_1} \right) / \left(\frac{B_2}{A_2} - \frac{B_1}{A_1} \right) \quad (12)$$

$$\gamma_1 = \left(\frac{\delta_{2\omega}}{B_2} \frac{A_2^2 + B_2^2}{2 \sin 2\varphi_2} - \frac{\delta_{1\omega}}{B_1} \frac{A_1^2 + B_1^2}{2 \sin 2\varphi_1} \right) / \left(\frac{A_2}{B_2} - \frac{A_1}{B_1} \right)$$

Полученные выражения (3), (12) и формулы Френеля [1, 7, 32, 42] позволяют моделировать МО свойства обсуждаемых слоистых наноструктур на основе NiFe-Ta/Si при различных значениях толщины слоя Ta (рис. 19-20) и при разных значениях толщины NiFe (рис. 21-22). При этом учитывались оптические и МО параметры для объемных NiFe и Ta [40,41]

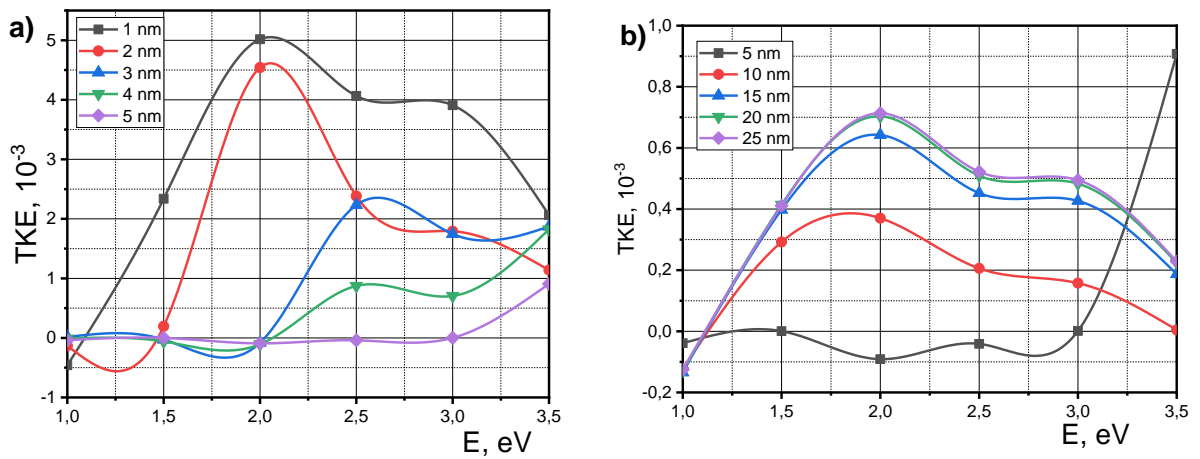


Рис.19. Рассчитанные спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe – Ta/Si при различной толщине слоя Ta (а – от 1 до 5 нм; б – от 5 до 25 нм). Толщина NiFe составляет 150 нм.

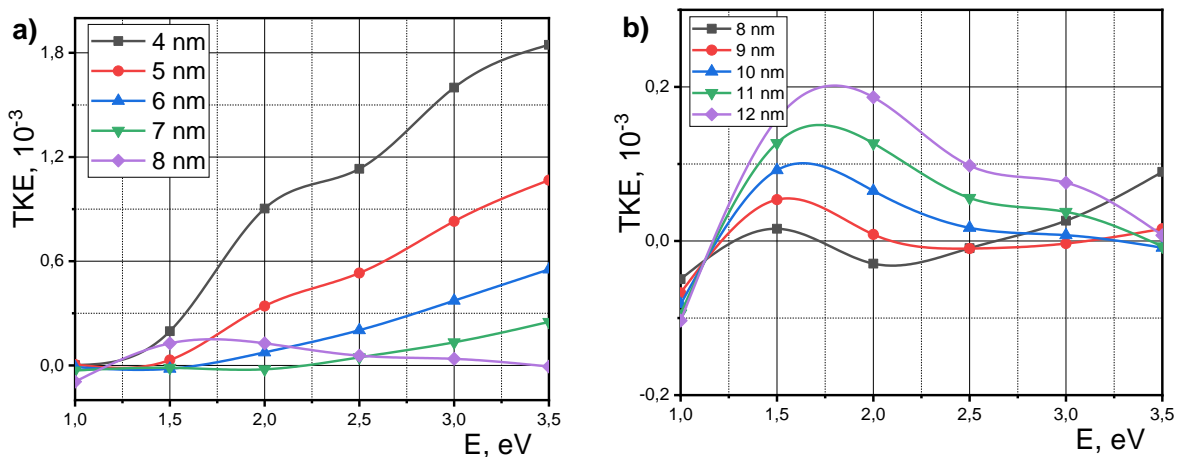


Рис.20. Рассчитанные спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe – Ta/Si при различной толщине слоя Ta (а – от 4 до 8 нм; б – от 8 до 12 нм). Толщина NiFe составляет 30 нм.

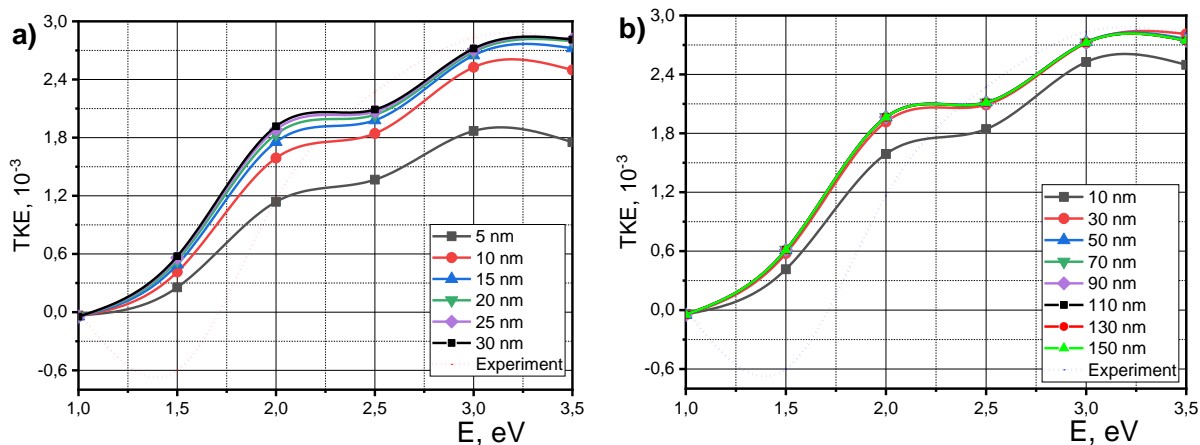


Рис.21. Рассчитанные спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe – Ta/Si (сплошная линия) при различной толщине слоя NiFe (а – от 5 до 30 нм; б – от 10 до 150 нм) в сравнении с экспериментом (точки). Толщина Ta составляет 3 нм.

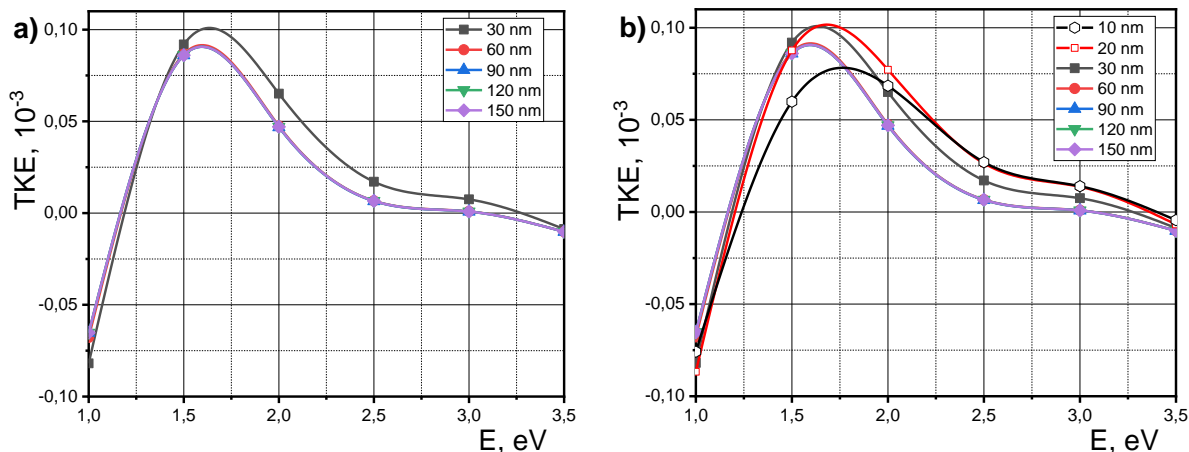


Рис.22. Спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe – Ta/Si при различной толщине слоя NiFe (а – от 30 до 150 нм; б – от 10 до 150 нм). Толщина Ta составляет 10 нм.

Полученные графики на рисунках 19-22 демонстрируют очень сложные зависимости ТКЕ от толщины NiFe и Ta. Установлено усиление ТКЕ в различных областях спектра при различных значениях толщины NiFe и Ta. Расчеты показывают, что сигнал ТКЕ может быть значительно усилен для достаточно толстых слоев Ta.

Помимо усиления ТКЕ при различных значениях толщины NiFe и Ta компьютерное моделирование показывает, что изменение значений диэлектрической проницаемости ϵ и магнитооптического коэффициента Q ($\gamma = \epsilon Q$) в пределах 10% может также в несколько раз менять величину экваториального МО эффекта Керра (рис. 23).

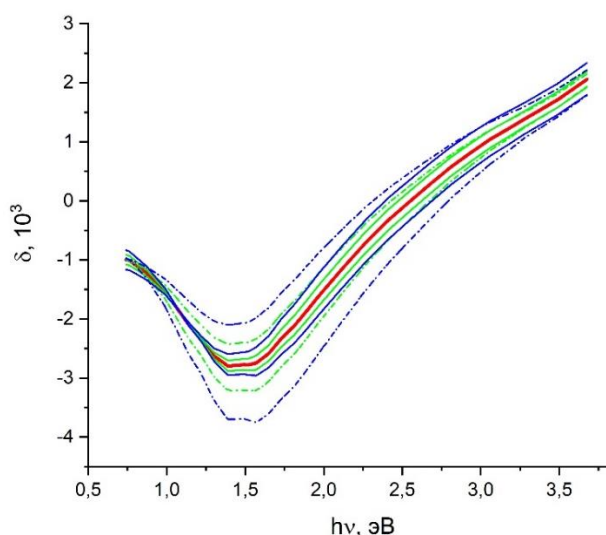


Рис. 23. Изменение сигнала экваториального эффекта Керра (ТКЕ) при варьировании значений ϵ и γ пермаллоя в пределах 10% (моделирование). (Пленка пермаллоя 80% Ni – 20% толщиной 20 нм, угол падения света 73° , ϵ из работы [41]. Центральная красная кривая при значении γ определенном из многоугловых измерений ТКЕ. Остальные кривые получены при изменении действительной или мнимой компонент ϵ или γ на $\pm 10\%$)

Подобные отличия для пленок одинаковой толщины, но изготовленных в разных технологических циклах, наблюдаются и в экспериментах. Так, на рис. 24 приведены спектральные зависимости ТКЕ для пленок пермаллоя (80% Ni – 20% Fe), толщиной 20 нм на подложках 1 – кремний, 2 – стекло.

Отметим, что общий ход зависимости ТКЕ сохраняется. То есть изменение параметров пермаллоя в двухслойной системе может изменить величину эффекта, но не его спектральную зависимость.

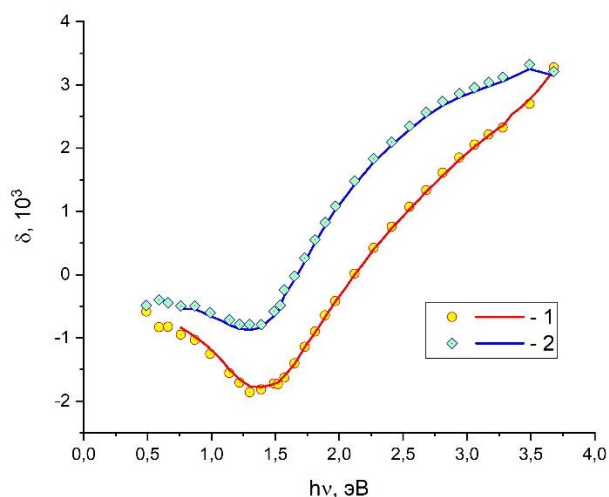


Рис. 24. Спектральные зависимости ТКЕ для пленок пермаллоя, изготовленных в различных партиях (значки – эксперимент, сплошные линии – расчет).

При напылении на пленку пермаллоя тонкой пленки из “немагнитного” металла естественно ожидать с ростом ее толщины снижения сигнала ТКЕ. Это подтверждают и численные расчеты, основывающиеся на выражениях, полученных в [7]. Результаты расчетов ТКЕ для толщин T_a от 0,5 до 10 нм приведены на рисунке 25. Там же значками показаны экспериментальные результаты измерения ТКЕ для пленки пермаллоя и покрытой пленкой тантала толщиной 10 нм. Важно отметить, что рассчитанные спектральные зависимости и характер влияния пленки T_a на величину сигнала ТКЕ сохраняются. Однако, как видно из рис. 25, для структуры с толщиной T_a в 10 нм в эксперименте наблюдается сигнал на порядок превышающий расчетный и, более того, противоположного знака в видимой области спектра. Впервые на эту особенность было указано В. Скидановым [40] при измерениях ТКЕ на белом свете (было упомянуто выше). Подобного рода сильное превышение сигнала пленки с нанесенным слоем тантала на пермаллой, по сравнению с пленкой пермаллоя, наблюдалось в эксперименте и при других толщинах пленки тантала. Данный факт не объясняется простыми интерференционными эффектами, которые были учтены при расчетах.

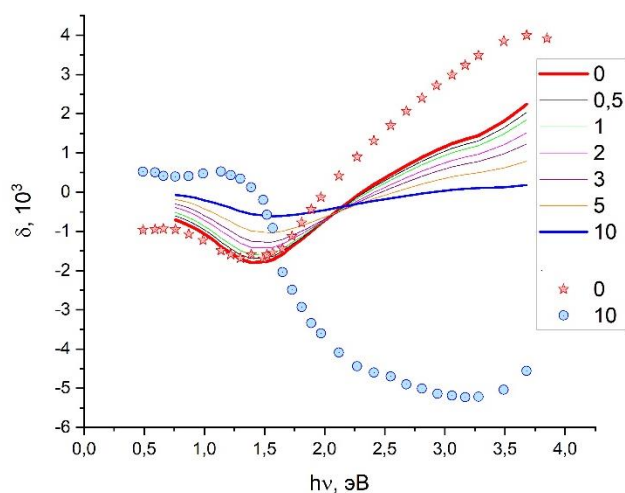


Рис. 25. Спектральная зависимость сигнала ТКЕ для пленки пермаллоя, покрытой слоем Та различной толщины (нм). Сплошные линии – расчет, значки – эксперимент.

Такое необычное превышение сигнала в эксперименте над расчетными значениями, на наш взгляд, может быть связано с эффектом магнитной близости в результате спиновой поляризации 3d состояний Та. Наблюдаемый эффект требует дальнейших исследований.

Глава 4. Магнитооптические спектроскопия мемристорных нанокompозитов

В данной работе проводились изменения поперечного эффект Керра нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$ на подложках Si и Si/SiO₂. Нанокompозиты $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$ обладают сочетанием интересных и практически важных свойств [43-46], связанных как с высокой спиновой поляризацией ферромагнитной компоненты CoFeB, так и высокой диэлектрической проницаемостью матрицы LiNbO₃. Свойства этих нанокompозитов критическим образом зависят от условий напыления и поэтому разработка матриц мемристорных элементов на основе данных нанокompозитов требует детального знания многочисленных факторов, влияющих на их свойства. В связи с особенностями структуры нанокompозиты $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ демонстрируют эффект резистивного переключения, зависящий от концентрации металлических частиц [45, 46].

Тонкопленочные образцы для данного исследования были изготовлены на подложках кремний и кремний с оксидом кремния в Воронежском Техническом Университете по методике, подробно изложенной в [22]. Структурная аттестация образцов проведена в научном центре “Курчатовский институт”. Выполнены МО исследования в геометрии ТКЕ при падении света

под углом 68.5° двух типов: измерены полевые зависимости ТКЕ в полях до 3.0 кЭ при некоторых длинах волн и спектры ТКЕ в диапазоне 0.5-3.5 эВ.

Измерения ТКЕ проводились на установке динамическим методом, особенностью которого является применение переменного магнитного поля для намагничивания образца. Так как эффект Керра зависит от величины внешнего поля, то благодаря применению переменного поля можно одновременно измерить интенсивность света намагниченного и не намагниченного образца методом синхронного детектирования. Устройство установки представлено на рисунке 26.

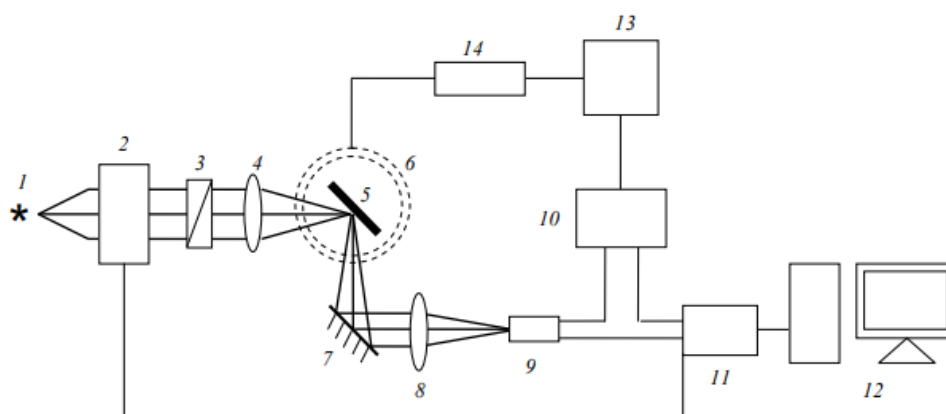


Рис.26. Принципиальная схема установки. 1 — галогенная лампа; 2 — монохроматор; 3 — поляризатор; 4, 8 — линзы; 5 — образец; 6 — электромагнит; 7 — зеркало; 9 — фотоприёмник (ФЭУ или PbS); 10 — селективный усилитель преобразователь; 11 — АЦП; 12 — ЭВМ; 13 — звуковой генератор; 14 — усилитель.

Свет из галогеновой лампы 1 попадает на вход монохроматора 2. Монохроматор имеет регулируемую ширину входной и выходной щелей, что позволяет изменять интенсивность пучка света. Монохроматор можно настроить на необходимую частоту света в ручном режиме. Пройдя монохроматор, свет попадает на поляризатор 3, где из монохроматического света выделяется р-компонента линейно-поляризованного света. Затем поляризованный свет попадает на поверхность образца 5, который закреплен на держателе внутри электромагнита 6. Держатели можно менять, что позволяет изменять угол падения света на образец и рассчитывать диэлектрические константы образцов. После отражения от образца пучок света отражается от зеркала 7, которое используется 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. Из датчика ФЭУ сигнал разделяется на два одинаковых: первый идет через АЦП 11 на компьютер и измеряется там

виртуальным вольтметром постоянного тока, а второй сигнал идет на вход селективного усилителя 10. На второй вход селективного усилителя также подается опорный сигнал от генератора переменного напряжения 13. Так же, генератор питает через усилитель 14 электромагнит 6. С выхода селективного усилителя 10 сигнал направляется на АЦП 11, а затем в компьютер. Также на АЦП подается ток с переменного сопротивления монохроматора. На компьютере установлена специальная 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. Кроме того, эта установка применяется для измерений при низких и высоких температурах и имеет диапазон работы от температур жидкого гелия и до нескольких сотен градусов Цельсия, но в этой работе температурные измерения не проводились, и поэтому часть установки, отвечающая за них, здесь описана не будет.

Параметр ТКЕ зависит как от частоты света, что является основой магнитооптической спектроскопии, а также от величины приложенного поля. Для однородных ферромагнетиков параметр ТКЕ линейно зависит от намагниченности, но это несправедливо для неоднородных ферромагнетиков, и в частности для нанокмозитов, так как в этом случае отдельно расположенные суперпарамагнитные гранулы и ферромагнитно упорядоченные области характеризуются принципиально разной полевой зависимостью [23]. Это позволило для диэлектрической области НК (<45%) по полевым зависимостям выявить переход от суперпарамагнитного, к смешанному состоянию, в котором суперпарамагнитные гранулы сосуществуют с областями суперферромагнетизма, и наконец переход к дальнему ферромагнитному порядку [23].

На Рис.27,28 представлены полевые и спектральные зависимости ТКЕ для образцов $(CoFeV)_x(LiNbO_3)_{(1-x)}$ на подложках Si, содержащих от 43 до 59% ферромагнитного металла, а на Рис.29,30 для тех же составов, причем приготовленных в идентичных условиях в едином технологическом цикле, но подложках Si/SiO₂.

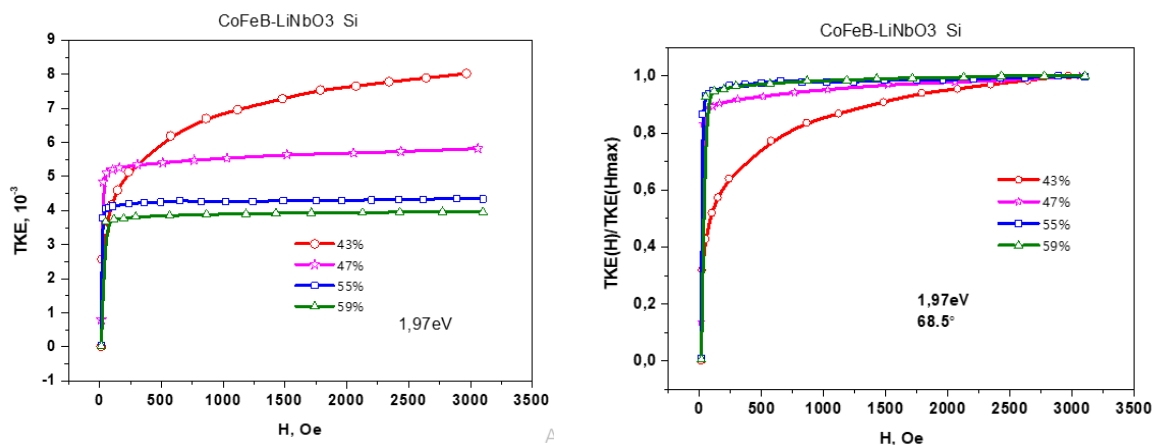


Рис.27. Полевые зависимости ТКЕ (H) от напряженности магнитного поля нанокompозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{(1-x)}$ на подложке Si в ненормированном (а) и нормированном на максимальное значение (б) виде. При различных значениях концентрации x (%): 43 (кружочки), 47 (звездочки), 55 (квадратики), 59 (треугольники).

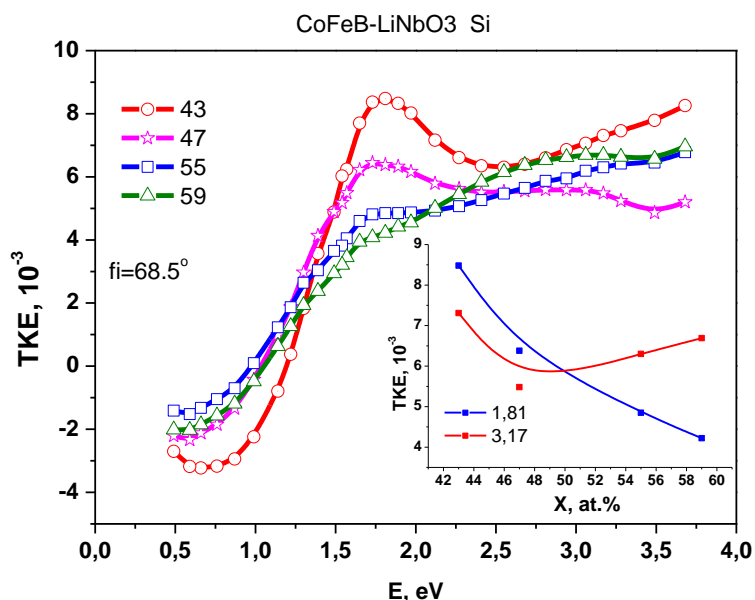


Рис.28. Экспериментальные спектры ТКЕ нанокompозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{(1-x)}$ на подложке Si. При различных значениях концентрации x (%): 43 (кружочки), 47 (звездочки), 55 (квадратики), 59 (треугольники).

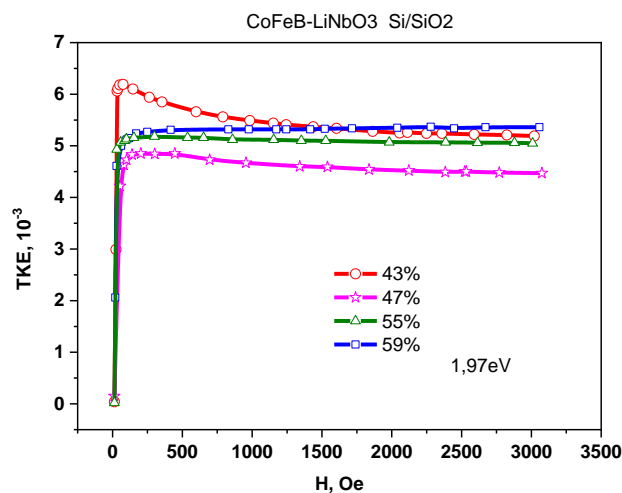


Рис.29. Полевые зависимости ТКЕ (H) от напряженности магнитного поля нанокompозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{(1-x)}$ на подложке Si/SiO₂. При различных значениях концентрации x (%): 43 (кружочки), 47 (звездочки), 55 (треугольники), 59 (квадратики).

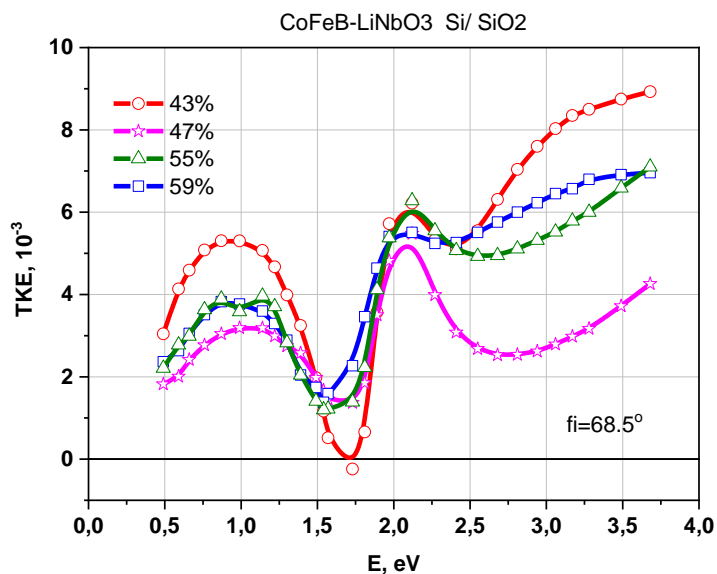


Рис.30. Экспериментальные спектры ТКЕ нанокompозита $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{(1-x)}$ на подложке Si/SiO₂. При различных значениях концентрации x (%): 43 (кружочки), 47 (звездочки), 55 (треугольники), 59 (квадратики).

Рассмотрим сначала данные для образцов на кремниевых подложках. На Рис.27 а,б видно, что полевая зависимость ТКЕ при $x=43\%$ существенно отличается от полевой зависимости как для $x=47\%$, так и $x=55\%$. Последние характеризуют магнитомягкие образцы, легко намагничивающиеся в слабых полях (меньше 100 Э), тогда как при $x=43\%$ образец не намагничивается до

насыщения даже в поле 3 кЭ. Более того из Рис. 27а, видно, что ТКЕ сигнал для образца с $x=55\%$ меньше, чем при $x=43\%$ или 47% , хотя он содержит больше ферромагнитной компоненты. Эти данные однозначно говорят о том, что при $x=43\%$ существуют отдельно стоящие суперпарамагнитные гранулы, причем в подавляющем соотношении с возможными ферромагнитными или суперферромагнитными областями. То есть действительно переход к диэлектрическому режиму происходит в окрестности $x=43-44\%$, что хорошо согласуется с данными магнитотранспортных измерений, проведенных на тех же образцах. По мере формирования контактирующих металлических областей коэффициент отражения возрастает, а значит, уменьшается взаимодействие света с намагниченным образцом, что и приводит к уменьшению ТКЕ при увеличении x . Это результат также соответствует образованию непрерывных металлических областей в диапазоне от 47 до 55%.

В ранней работе [47], посвященной МО спектроскопии нанокompозитов было высказано предположение о том, что минимум в ближней ИК области спектра достигается при пороге перколяции, но при этом считалось, что существует только один порог перколяции. Нами выполненное моделирование МО спектров различных НК подтвердило это предположение, но при моделировании в рамках эффективной среды невозможно учесть отличие классического (геометрического) порога перколяции от перехода металл-диэлектрик. Как видно, из Рис.28 минимум в ближней ИК области спектра достигается в окрестности 43-44%, то есть при переходе металл-диэлектрик. МО спектры определяются межзонными МО переходами и внутризонными. Если в видимой области спектра роль внутризонных переходов незначительна, то по мере увеличения длины волны внутризонные переходы становятся конкурентными межзонным. Поэтому при разрушении непрерывных металлических путей внутризонные переходы подавляются и изменяется спектр, причем именно в ближней ИК области.

Можно заключить, что полевые и спектральные зависимости ТКЕ можно использовать для идентификации порога перколяции и порога перехода металл-диэлектрик.

В ряде работ высказывалось предположение об усилении спин-орбитального взаимодействия в приповерхностных слоях гранул [35]. В частности, такое усиление может частично объяснить усиление АЭХ при приближении к порогу перколяции с металлической стороны. Магнитооптика является частотным аналогом АЭХ (оба эффекта определяются действием СОВ и недиагональными компонентами электропроводности, независимой и зависящей от частоты). Однако, мы не обнаружили существенного усиления ТКЕ в ближней ИК области спектра (до 0.5 эВ). Этот вопрос требует более детального исследования при более низких частотах, чем имеется в

распоряжении авторов. Однако, на Рис.28 видно, что при 1.97 эВ и 0.5 эВ сигнал возрастает, когда гранулы изолированы друг от друга (при $x=43$).

Как следует из полученных данных, представленных на Рис. 29 и 30, нами выявлена сильная зависимость МО спектров и полевых зависимостей нанокмозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$ от типа подложки, хотя пленки много толще глубины формирования МО сигнала, и они были получены при одинаковых условиях в одном технологическом цикле. Особенно это хорошо видно для пленок с $x=43$ и 47% (Рис.29), для которых сигнал падает при увеличении поля. Это означает, что изолированные, трудно намагничивающиеся области, типа суперпарамагнитных частиц характеризуются другим знаком ТКЕ. Также видно, что и в ИК области (см. Рис.30) знак ТКЕ стал противоположным тому, что наблюдался для пленок на подложках из кремния. Причинами такого поведения могут быть вызваны различной теплопроводностью подложек, вызывающее различия в концентрациях бора в гранулах и матрице, что приводит к изменению концентрационного состава гранул, изменению кристаллической структуры гранул, изменению их формы. Уменьшение содержания бора в гранулах и их частичная кристаллизация подтверждены данными электронной микроскопии. При этом противоположный знак ТКЕ в ИК области спектра, указывает на изменение электронной структуры гранул вблизи их поверхности раздела.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Форма и размер наночастиц, их концентрация в нанокompозите, оптические параметры ферромагнитной и диэлектрической компоненты влияют на магнитооптические спектры нанокompозитов.
- Квазиклассический размерный эффект, связанный с внутризонными переходами, существенен в инфракрасной области спектра, но его учет не позволяет полностью объяснить экспериментальные данные для магнитооптических спектров нанокompозитов в видимой и ближней ИК области спектра.
- Отличие спин-орбитального взаимодействия в тонком приповерхностном слое гранул от объемных значений приводит к кардинальной модификации вклада межзонных магнитооптических переходов и, как следствие, магнитооптических спектров.
- Результаты расчета магнитооптических спектров нанокompозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$ в рамках приближения эффективной среды с учетом размерного эффекта находятся в качественном согласии с экспериментом.
- Установлено сложное поведение спектров магнитооптического экваториального эффекта Керра в зависимости от толщины NiFe и Ta в бислойной системе NiFe/Ta, а также обнаружено увеличение этого эффекта для определенных длин волн и толщины Ta. Однако теоретические расчеты не позволяют объяснить экспериментальные результаты без учета спиновой поляризации Ta за счет эффекта магнитной близости.
- Выполнено экспериментальное исследование полевых и спектральных зависимостей магнитооптических свойств нанокompозитов $(CoFeB)_x(LiNbO_3)_{1-x}$ на подложках Si и Si/SiO₂, найдены особенности в полевых и спектральных зависимостях вблизи перехода металл-диэлектрик и выявлена сильная зависимость магнитооптических спектров от типа подложки.

Список литературы

1. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. 1976.
2. Кринчик Г.С., Шалыгина Е.Е., Эгамов Ш.В. Магнитооптические эффекты в ферромагнитных металлах и диэлектриках. // Журнал экспериментальной и теоретической физики, том 74, № 2, с. 714-719
3. Кринчик Г.С., Никитин Л.В., Касаткина О.В. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1985. Т. 7. С. 140
4. Ганьшина Е. А., Гаршин В. В., Перова Н. Н., Припеченков И. М., Юрасов А. Н., Яшин М. М., Рыльков В. В., Грановский А. Б. Магнитооптическая Керр-спектроскопия нанокompозитов. // ЖЭТФ, 2023, том 164, вып. 4 (10), стр. 662–672
5. Юрасов А.Н., Яшин М.М. Методы эффективной среды как оптимальные методы моделирования физических свойств наноструктур // Российский технологический журнал. 2020. Т. 8. № 5(37). С. 68-77.
6. Юрасов А.Н. Магниторефрактивный эффект и магнитооптические эффекты как бесконтактный метод исследования наноструктур: Автореф. дис. доктора физ.-мат. наук / МИРЭА. – М., 2014. – 43 с.
7. Маевский В. М. Теория магнитооптических эффектов в многослойных системах с произвольной ориентацией намагниченности // ФММ. – 1985. – Т.59. – С. 213-216.
8. Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гуцин В.С., Калинин Ю.Е., Пхонгхирун С., Ситников А.В., Стогней О.В., Сырьев Н.Е. Гигантское магнитосопротивление и магнитооптические свойства гранулированных нанокompозитов металл-диэлектрик. // Известия РАН. Серия физическая. – 2003. -Т. 67, №7, с. 918-920.
9. Rylkov V.V., Emelyanov A.V., Nikolaev S.N., Nikiruy K.E., Sitnikov A.V., Fadeev E.A., Demin V.A., Granovsky A.B., Transport properties of magnetic nanogranular composites with dispersed ions in an insulating matrix. // JETP, 131(2020), pp. 164 -183, [10.1134/S1063776120070109](https://doi.org/10.1134/S1063776120070109)
10. Granovsky A.B., Khanikaev A.B., Kioussis N., Kalitsov A.V. Influence of grain size on the extraordinary Hall effect in magnetic granular alloys // JMMM. 2003. V. 258. P. 87-89.
11. Granovsky A.B., Bykov I.V., Gan'shina E.A., Gushchin V.S., Inoue M., Kalinin Y. E., Kozlov A.A., Yurasov A.N. Magnetorefractive Effect in Magnetic Nanocomposites// Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2003. v. 96, № 6. – pp. 1104-1112.
12. Юрасов А.Н. Магниторефрактивный эффект как бесконтактный метод исследования функциональных материалов // Материаловедение. – 2014. – №6. – с. 32-38.
13. Бучин Э.Ю., Ваганова Е.И., Наумов В.В., Папорков В.А., Проказников А.В. Усиление экваториального эффекта Керра в наноперфорированных пленках кобальта // Письма в ЖТФ. – 2009. – т.35, вып.13. – с. 8-17.

14. Dokukin E.B., Erhan R.V., Islamov A.K., Dokukin M.E., Perov N.S., Gan'shina E.A. Formation of the magnetic fractal structure in Co-SiO₂ granular nanocomposite system at percolation threshold // *Physica Status Solidi (B): Basic Research*, John Wiley & Sons Ltd. (United Kingdom), том 250, № 8.
15. Mazumder P. et al Memristors: Devices, Models and Applications. // *Proceedings of the IEEE*, 2012, v. 100, №6, p.1911–1916.
16. Chua L.O. Memristor – the missing circuit element. // *IEEE Trans. Circuit Theory*, 1971, v.18, p.507–519.
17. Елисеев Н. Мемристоры и кроссбары: нанотехнологии для процессоров. // *Электроника: Наука, Технология, Бизнес*, 2010, №8, с.84–89.
18. Billaudelle S., Cramer B., Petrovici M. A., Schreiber K., Kappel D., Schemmel J., Meier K. Structural plasticity on an accelerated analog neuromorphic hardware syst.
19. Ведяев А.В., Грановский А.Б., Котельникова О.А. Кинетические явления в неупорядоченных сплавах. // М.: Изд-во МГУ, 1992.
20. Gracheva I. E., Moshnikov V. A., Gareeva K. G. Study of Magnetic Film Nanocomposites and Powders of Xerogels Synthesized by the SolGel Method. // ISSN 10876596, *Glass Physics and Chemistry*, 2013, Vol. 39, No. 3, pp. 311–319.
21. Юрасов А.Н., Яшин М.М., Ганьшина Е.А., Гаршин В.В., Семенова Д.В. и др. Моделирование спектров экваториального эффекта Керра магнитных нанокмпозитов // *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана, серия «Естественные науки»*. – 2019. – № 5. – с 63-72.
22. Martyshov M. N., Emelyanov A.V., Demin V.A., Nikiruy K.E., Minnekhanov A.A., Nikolaev S.N., Taldenkov A.N., Ovcharov A.V., Presnyakov M.Yu., Sitnikov A.V., Vasiliev A.L., Forsh P.A., Granovsky A.B., Kashkarov P.K., Kovalchuk M.V., Rylkov V. V. Multifilamentary character of anticorrelated capacitive and resistive switching in memristive structures based on (CoFeB)_x(LiNbO₃)_{100-x} nanocomposite // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 14. № 3. Art. No. 034016.
23. Gan'shina E.A., Pripechenkov I.M., Perova N.N., Kanazakova E.S., Nikolaev S.N., Sitnikov A.S., Granovskii A.B., Ryl'kov Magneto-Optical Spectroscopy of Nanocomposites (CoFeB)_x(LiNbO₃)_{100-x} with Concentrations up to the Percolation Threshold: From Superparamagnetism and Superferromagnetism to Ferromagnetism. // *Physics of Metals and Metallography, Inc.* (New York, USA), с. 126-132 (2023)
24. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства // *«Успехи химии»* – 2005. – № 74 (6). – С.539- 574.
25. Васильева Н.П., Грановский А.Б., Касаткин С.И., Муравьев А.М. Запоминающие элементы на основе МР тонкопленочных многослойных структур // *Зарубежная электронная техника*. – 1995. – №1. – с. 32-60.
26. Боярченко М.А., Васильева Н.П., Розенталь Ю.Д. Логические устройства на магнитных средах с управляемым движением доменов. // М.: Энергия, 1978. 160 с.

27. Васильева Н.П., Касаткин С.И., Петрухин Б.П. Перепрограммируемые магнитополупроводниковые логические устройства // *АиТ*. 2003. № 9. С. 3-26.
28. Naumova L.I., Milyaev M.A., Vebenin N.G., Chernyshova T.A., Proglyado V.V., Krinitsina T.P., Bannikova N.S., Kamensky I.Yu., Ustinov V.V. Angular Dependence of Free Layer Coercivity in Spin Valves with Ferromagnetic Interlayer Coupling/ // *Solid State Phenomena*. – 2014. – V. 215. – P. 474 – 479.
29. Вызулин С.А., Горобинский А.В., Калинин Ю.Е., Лебедева Е.В. и др. ФМР, магнитные и резистивные свойства мультислойных наноструктур $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ // *Известия РАН, серия физическая*. – 2010. – Т. 74, №10. – с. 1441-1443.
30. Landau, L., Lifshitz, E. *Course of theoretical physics. Vol. 8. Electrodynamics of continuous media* // М.: Science. 2017. 661 p.
31. Антонов В.А., Пшеницин В.И. // *Оптика и спектроскопия*. 1981. Т. 50. С. 362.
32. Кринчик Г.С. *Физика магнитных явлений*. М.: Изд. МГУ, 1985, глава 5.
33. Апресян Л.А., Власов Д.В., Задорин Д.А., Красовский В.И. О модели эффективной среды для частиц со сложной структурой // *Журнал технической физики*. 2017, Т. 87. № 1. С. 10-17.
34. Bruggeman D. A. G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. // *Ann. Phys. (Leipzig)*. 1935. V. 24. P. 636-679.
35. Грановский А.Б., Кузьмичев М.В., Юрасов А.Н. Влияние квазиклассического размерного эффекта на оптические и магнитооптические свойства гранулированных сплавов // *Вестник МГУ Серия Физика. Астрономия*. – 2000. – №6. – с. 67-69.
36. Юрасов А.Н., Грановский Н.В. Экваториальный эффект керра и учет размерного фактора в нанокompозитах на примере CoFeB // *Российский технологический журнал*. –2018. –Т. 6., № 5 (25). – с. 15-24.
37. Simdyanova M.A., Yurasov A.N., Yashin M.M. et al. // *J. Magn.Magn. Mater.* 2024.
38. Granovsky A.B., Khanikaev A.B., Kioussis N., Kalitsov A.V. Influence of grain size on the extraordinary Hall effect in magnetic granular alloys. // *JMMM*, 258 (2003), pp. 87-89, 10.1016/S0304-8853(02)01119-8
39. Khanikaev A., Granovsky A., Clerk J.P. Influence of granule size distribution and attraction between granules on percolation threshold in granular alloys // *Solid state Physics*. 2002. Vol. 44. С. 1537-1540.
40. Skidanov V. A. Proximity induced long-range transformation of effect in bilayers TR of magnetic and normal transition metals. // *EASTMAG conference*, 2022.
41. Tikuišis K. K., Beran L., Cejpek P., Uhlířová K., Hamrle J., Vaňatka M., Urbánek M., Veis M. Optical and magneto-optical properties of permalloy thin films in 0.7-6.4 eV photon energy range. // *Mater. Des.* – 2017. V. 114. P. 31-39.
42. Yurasov A. N., Yashin M. M., Ganshina E. A., Gladyshev I. V., Garshin V. V., Kanazakova E. S. Effect of Particle Size Distribution on the Optical and

Magneto-Optical Properties of Nanocomposites $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. -2022. – Vol. 86, Issue 5. – P. 601 – 605.

43. Ganshina E., Granovsky A., Gushin V., Kuzmichov M., Podrugin P., Kravetz A., Shipil E. Optical and magneto-optical spectra of magnetic granular alloys // Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 1997. V. 241. № 1-2. P. 45-51

44. Vedyayev A., Granovsky A., Kalitsov A., Chshiev M., Extraordinary Hall effect in granular alloys. // ЖЭТФ, 112 (1997), pp. 2198-2209.

45. Николаев С.Н., Емельянов А.В., Чумаков Р.Г. [и др.] Свойства мемристивных структур на основе нанокompозита $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$, синтезированных на SiO_2/Si -подложках // Журнал технической физики 2020, Т. 90, № 2, С. 257-263.

46. Леванов В.А., Емельянов А.В., Демин В.А. [и др.] Мемристивные свойства структур на основе нанокompозита $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ // Радиотехника и электроника 2018, Т. 63, № 5, С. 489-494.

47. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. и др. Эволюция оптических и магнитооптических свойств нанокompозитов аморфный металл – диэлектрик // ЖЭТФ. – 2004. т. 125, в. 5. – с. 1172-1182.

Публикации. По результатам работы опубликовано 3 статьи:

1. Effect of granule sizes on magneto-optical spectra of nanocomposites Simdyanova M.A., Yurasov A.N., Yashin M.M., Gan'shina E.A., Gladyshev I.V., Garshin V.V., Pripechenkov I.M., Granovsky A.B., Vlasov A.Yu в журнале *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, издательство *Elsevier BV (Netherlands)*, том 595, 171, 2023 DOI: [10.1016/j.jmmm.2023.171550](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2023.171550).
2. ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ БИСЛОЕВ NiFe-Ta Яшин М.М., Юрасов А.Н., Симдянова М.А., Гладышев И.В., Бахвалова Т.Н. в журнале *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, том 88.
3. Влияние распределения гранул по размерам на магнитооптические свойства нанокompозитов Юрасов А.Н., Яшин М.М., Гладышев И.В., Ганьшина Е.А., Каназакова Е.С., Сайфулина Д.А., Симдянова М.А. в журнале *Вестник МГТУ им. Баумана*, том 5, № 110, с. 63-72 DOI: [10.18698/1812-3368-2023-5-63-72](https://doi.org/10.18698/1812-3368-2023-5-63-72).

Выступления на конференциях:

1. Спектроскопия нанокompозитов $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$, $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$: влияние диэлектрической матрицы и размерный эффект. // XXXI Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов», мгу, Russia, 12-19 апреля 2024.
2. Магнитооптическое исследование нанокompозитов $(\text{CoFeB})_x(\text{LiNbO}_3)_{1-x}$ с мемристорным эффектом на разных подложках: кремний и ситалл. // Перспективные материалы и технологии, рту мирэа, Russia, 12-19 апреля 2024.
3. Effect of granule sizes on magneto-optical spectra of nanocomposites. // Samarkand international symposium on magnetism Samarkand, 02–06 июля 2023 года, Samarkand State University named after Sharof Rashidov, Uzbekistan, 2-6 июля 2023.
4. Влияние размера гранул Co на магнитооптический эффект Керра нанокompозитов $\text{Co}_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$. // XXX Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2023», г. Москва, МГУ имени М.В. Ломоносова, Russia, 10-21 апреля 2023.

А также данная работа заняла призовое место в конкурсе научного портфолио.

Благодарность.

Хотелось бы выразить благодарность коллегам, которые внесли весомый вклад в создание данной работы:

1. Моему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Грановскому Александру Борисовичу за поставленную задачу, внимание и терпение, ценные замечания и руководство при выполнении работы.
2. Доктору физико-математических наук, профессору Юрасову Алексею Николаевичу за большую помощь на всех этапах выполнения работы.
3. Доктору физико-математических наук, профессору Ганышиной Елене Александровне, за предоставленную возможность проведения измерений на магнитооптической установке, мудрые советы и объективные замечания.
4. Доктору физико-математических наук, доценту Андреевой Марине Алексеевне за детальный анализ моей работы, который позволил выявить недостатки, а также за общую положительную оценку диссертации.
5. А также всем сотрудникам кафедры магнетизма МГУ им. М.В. Ломоносова.

