

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИСиС»

На правах рукописи

Хашим Хишам Мохамед Аттия Мохамед

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОРАЗМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
МУЛЬТИСЛОЯХ

01.04.07 Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Панина Лариса Владимировна
доктор физико-математических наук,
профессор кафедры Технологии
материалов электроники, НИТУ
«МИСиС»

Москва, 2020

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Материалы в виде тонких пленок играют важную роль в современных технологиях, используемых как в повседневной жизни, так и во многих областях науки. Особое значение тонкие пленки приобрели в качестве покрытий, которые используются для изменения и/или увеличения функциональности поверхности объемного материала или подложек. Одними из ярких примеров применения являются покрытия контактных линз, датчиков и других приборов для защиты поверхностей от износа, коррозии, улучшения смазки и химической устойчивости [1-3]. Во многих случаях тонкие пленки не меняют свойства объемного материала. Тем не менее, они могут полностью изменить оптические и тепловые свойства поверхности или подложки, расширяя функциональные свойства материала.

Магнитные многослойные тонкие пленки являются важным классом наноструктурированных материалов для широкого спектра применений. Они используются как среды для продольной или перпендикулярной магнитной записи, для магнитооптической записи, как элементы для гигантского магнитосопротивления, а также как миниатюрные магнитострикционные материалы для различных сенсоров и актуаторов. Подробный обзор по свойствам и применениям магнитных тонких пленок можно найти в работе [4].

Значительный интерес к таким материалам также связан с возможностью усиления и контроля магнитооптических эффектов, например, путем возбуждения долгоживущих мод плазмонных поверхностных поляритонов [5, 6] или пространственного перераспределения спинов в ферромагнитных слоях.

Технологические методы производства и условия осаждения тонких пленок позволяют контролировать толщину слоя с точностью до нанометров [7, 8]. Тем не менее, свойства тонких пленок могут значительно отличаться от свойств объемных материалов того же состава [9-11], что является результатом изменения структурных параметров, таких как размер кристаллитов, качества поверхности промежуточных слоев и диффузии. Защита функциональных слоев с необходимыми физическими свойствами в процессе формирования многослойных пленочных структур является одной из главных задач. Необходимо контролировать физические свойства отдельных слоев одновременно с их геометрическими параметрами и общим магнитным откликом.

Рост популярности применения тонкопленочных структур в технологии обуславливает повышение требований к точности измерений параметров пленок. Как в исследовательских лабораториях, так и в коммерческом производстве эффективно используются оптические

методы определения физических параметров. Эти методы позволяют измерять в процессе производства такие параметры как толщину, оптические константы и другие величины, связанные с оптическими свойствами материала. Использование методов магнитооптической характеристики позволяет определять изменение интенсивности отраженного или прошедшего света в образце под действием внешнего магнитного поля. Стандартные измерения параметров отражения и прохождения света являются относительно простыми экспериментами, но часто недостаточно информативными для исследования все более тонких слоев, сложных многослойных структур, которые используются в современных устройствах на основе тонкопленочных материалов.

Цель работы

Целью данной работы является разработка обобщенных магнитооптических и эллипсометрических методов исследования многослойных тонкопленочных систем, а также методов контроля магнитооптического отклика за счет процессов интерференции с немагнитными слоями и плазмонного резонанса.

Основные задачи:

В работе ставились следующие **конкретные задачи**:

1. Подготовка серий различных тонкопленочных систем с толщиной пленок в диапазоне от 2 до 50 нм.
2. Разработка методов и моделей магнито-эллипсометрии для изучения и сравнения оптических параметров и процессов намагничивания в двух- и трехслойных пленках (на примере Cr, Al/NiFe, и Cr, Al/Ge/NiFe на ситалловых подложках) с различной толщиной слоев.
3. Исследование эллипсометрических свойств и поперечного магнитооптического эффекта Керра (ТМОКЕ), измерение петель магнитного гистерезиса тонких пленок (на примере Cr, Al/NiFe, и Cr, Al/Ge/NiFe на ситалловых подложках) с помощью ТМОКЕ, и определение влияния толщины неферромагнитных слоев и угла падения света на магнитооптические характеристики.
4. Исследование спектров прохождения и ТМОКЕ (на прохождение) пленок висмут-замещенного феррит-граната с периодическими решетками из золота с различными толщинами (19,46 и 60 нм) и периодами (347, 322 и 324 нм).

Объекты исследования

1. Двухслойные и трехслойные тонкие пленки Al/Ni₅₀Fe₅₀ и Al/Ge/ Ni₅₀Fe₅₀ на стеклянных (или ситалловых) подложках с различной толщиной верхнего слоя Al (от 2 до 20 нм).

2. Серия антиферромагнитных/ферромагнитных двухслойных тонких пленок $\text{Cr/Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ на стеклянных (или ситалловых) подложках с различной толщиной верхнего слоя Cr (от 2 до 20 нм) и $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ слоя (от 10 до 20 нм).
3. Пленки феррит-граната $\text{Bi}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}\text{Lu}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 19, 46 и 60 нм. Эти образцы были выращены с помощью жидкофазной эпитаксии (LPE) на подложке гадолиний-галлиевого граната ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, GGG) с кристаллографической ориентацией (100).
4. Пленки висмут-замещенного феррит-граната на гадолиний-галлиевой подложке с верхним слоем в виде несимметричной металлической (Au) решетки.

Научная новизна

Данное исследование связано с изучением изменения магнитно-оптических свойств тонких пленок в диапазоне нескольких нанометров. Оптические и магнитооптические свойства отдельных слоев тонких пленок и оптические параметры сильно отличаются от массивных материалов или толстых слоев. Изменение геометрии, композиции, толщины и количества слоев оказывает сильное влияние на эти свойства.

Обобщенные методы спектроскопической эллипсометрии и ТМОКЕ были использованы для характеристики двухслойных и трехслойных пленок с ферромагнитными слоями. Это позволило получить отклик ТМОКЕ с фактическими оптическими параметрами слоев, которые сильно отличаются от значений, характерных для массивных материалов (или толстых слоев). Было продемонстрировано, что угловая зависимость сигнала ТМОКЕ зависит от толщины антиферромагнитного слоя Cr. Кроме того, в зависимости от его толщины сигнал изменяет знак и может быть значительно усилен. Такое усиление похоже на эффект интерферометрии, но получено с проводящими слоями Cr, которые могут служить функциональными пленками для спинтроники, устройств хранения данных и даже для биологических сенсорных приложений.

Для согласования экспериментальных и теоретических результатов разработана обобщенная магнитооптическая и эллипсометрическая (GMOE) модель на основе модифицированных характеристических матриц Абеля.

Проводились исследования спектрально-угловых свойств ТМОКЕ магнитоплазмонных наноструктур с нарушенной пространственной симметрией. Важным и новым результатом является то, что величина ТМОКЕ эффекта при нормальном падении света оказывается значительной даже при слабой асимметрии плазмонной решетки. Кроме того, при более сильной асимметрии плазмонных наноструктур значения ТМОКЕ при нормальном и наклонном падении света имеют величины одного порядка. Экспериментальные результаты

хорошо соответствуют с численным моделированием, основанном на поведении внутренних энергетических потоков, что подтверждает неэквивалентное возбуждение поверхностных плазмон-поляритных (SPP) мод внутри несимметричной плазмонной наноструктуры.

Практическая ценность работы

Контроль магнитооптических свойств наноразмерных материалов имеет широкий спектр применений. Результаты этой работы представляют интерес для изучения магнитооптических свойств немагнитных/ферромагнитных тонких пленок при воздействии внешнего магнитного поля. При этом геометрические параметры и структура отдельных слоев могут использоваться в качестве эффективного инструмента управления/модификации оптических свойств таких пленочных систем. В настоящее время магнитоплазмонные наноструктуры интенсивно исследуются для применения в биосенсорике, магнитометрии и телекоммуникационных приложениях.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту:

1. Обобщенная магнитооптическая и эллипсометрическая модель на основе модифицированных характеристических матриц Абеля позволяет одновременное определение оптических и магнитооптических параметров многослойных пленочных структур с ферромагнитными слоями.
2. Угловая зависимость сигнала ТМОКЕ зависит от толщины антиферромагнитного слоя, при увеличении толщины которого сигнал изменяет знак и может быть значительно усилен, что соответствует эффекту интерферометрии, однако такое усиление получено с проводящими слоями Cr, которые могут служить функциональными пленками для различных приложений.
3. Сигнал ТМОКЕ (на прохождение) в тонких ферритовых пленках с плазмонной решеткой сохраняет высокие значения порядка нескольких процентов даже для пленок толщиной около 20 нм, что может использоваться для исследования сверхтонких магнитных пленок, применяемых в нанофотонных и спинтронных устройствах.
4. Сигнал ТМОКЕ (на прохождение) с использованием магнитоплазмонных наноструктур с нарушенной пространственной симметрией возникает при нормальном падении света, причем при сильной асимметрии плазмонных наноструктур значения ТМОКЕ при нормальном и наклонном падении света имеют величины одного порядка, что обусловлено неэквивалентным возбуждением SPP мод внутри несимметричной плазмонной наноструктуры.

Достоверность результатов работы:

Результаты получены с использованием современного измерительного и аналитического оборудования. Двухслойные тонкие пленки Cr/Ni₈₀Fe₂₀ были получены методом магнетронного распыления (ATC Orion 8 Sputtering Systems, AJA International, North Scituate, MA, USA) на стеклянных подложках, концентрация компонентов в слое NiFe после осаждения контролировалась с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) (Oxford Instruments, Oxford, UK), EDS детектор использовался для определения точности толщины получаемых пленок.

Для определения эллипсометрических параметров и толщины тонких пленок использовались два устройства: спектральный эллипсометр (Ellipse 1891) на основе статической измерительной схемы с фиксированным углом падения 70° в диапазоне длин волн 350-1050 нм и спектральный эллипсометр с переменным углом (VASE; J.A. Woollam and Co., Nebraska, USA) при двух углах падения 65° и 70°. WVASE32 - пакет программного обеспечения, был использован в качестве симулятора для подгонки и анализа измеренных спектров образцов при определении оптических констант отдельных слоев.

Морфология магнитоплазмонных тонких пленок исследовалась с помощью электронной микроскопии. Геометрические параметры золотой решетки измерялись при помощи просвечивающей электронной микроскопии (TEM). Результаты работы опубликованы в международных журналах после тщательного рецензирования, а также докладывались на российских и международных конференциях. На опубликованные работы имеются ссылки.

Личный вклад автора:

Автор принимал участие в подготовке образцов, во всех экспериментах по измерению оптических, магнитных и магнитооптических свойств исследовательских образцов. Автором была разработана обобщенная эллипсометрическая и магнитооптическая модель. Значительный вклад связан также с интерпретацией экспериментальных результатов и подготовкой научных публикаций.

Апробация работы

Результаты работы представлялись на следующих российских и международных конференциях: XXI Symposium “Nanophysics and Nanoelectronics”, Нижний Новгород, 603950, Российская Федерация, 13 – 16 марта 2017; Moscow International Symposium on Magnetism “MISM”, Москва, 1–5 июля, 2017; III International Baltic Conference on Magnetism: Focus on nanobiomedicine and smart materials (IBCM), Kaliningrad, Russia, 18 – 22 August 2019; 13th

International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena, Metamaterials, Rome, Italy, 16 – 21 September 2019.

Публикации

В результате диссертации было опубликовано 5 статей, все входят в базу данных WOS/SCOPUS.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, списка литературы из 35 наименований, и заключения. Работа представлена на 99 страницах, имеет 1 таблицу и 32 рисунка.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

В данной работе мы заинтересованы в изучении и контроле магнитооптических свойств многоплёночных систем с ферромагнитными слоями в зависимости от типа и толщины неферромагнитного слоя, а также в изучении влияния дифракционных решеток на магнитооптический отклик ферритовых пленок. Первая глава посвящена анализу литературных данных по этой тематике. Во второй главе приведены технологические методики получения образцов и обсуждаются экспериментальные методы исследования. Третья глава посвящена полученным экспериментальным результатам и их анализу.

В первых двух разделах третьей главы приведены результаты исследования тонких пленок с ферромагнитными и металлическими слоями. Были изучены две серии таких пленок, которые имеют верхний слой Al или Cr. Al-серии изготовлены методом вакуумного термического испарения с послойной конденсацией при помощи ВУП-5М (вакуумный универсальный пост). В качестве ферромагнитного слоя использовался $\text{Ni}_{50}\text{Fe}_{50}$ постоянной толщины 20 нм, осажденный на ситалловую подложку. Толщина слоя Al варьировалась от 2 до 20 нм, как показано на рисунке 1-а. В этой серии исследовалось также влияние тонкого полупроводящего слоя Ge толщиной 2 нм (рисунок 1-б). Cr-серии тонких пленок были изготовлены методом магнетронного распыления (ATC Orion 8 Sputtering Systems, AJA International, North Scituate, MA, USA) на стеклянных подложках. Толщины слоев варьировались от 2 до 20 нм, и от 10 до 20 нм для слоев Cr и $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, соответственно.

Эллипсометрические параметры определялись на основе измерения соотношения комплексных коэффициентов отражения r_p и r_s для двух поляризаций световой волны: (p) и (s), с вектором электрического поля параллельным или перпендикулярным плоскости падения, соответственно. Комплексное отношение обычно выражается в полярной системе

координат с помощью эллипсометрических параметров ψ и Δ , которые характеризуют относительное изменение амплитуд и фазовый сдвиг для р- и s-поляризаций [12]:

$$\frac{r_p}{r_s} = \tan \psi \exp i\Delta \quad (1)$$

Эллипсометрические параметры ψ и Δ были измерены с помощью спектральной эллипсометрии (Ellipse 1891) на основе статической системы измерения с фиксированным углом падения 70° в диапазоне длин волн 350-1050 нм, с шагом 2 нм. Модель подгонки с доступными литературными данными была применена в диапазоне 400-800 нм.

На рисунке 1 показано сравнение экспериментальных и теоретических спектров эллипсометрического параметра ψ для тонких пленок Al/NiFe/sitall и Al/Ge/NiFe/sitall для трех различных значений толщины Al-слоя. Показатель преломления (n), коэффициент затухания (k) и толщина (h) отдельных слоев были определены путем достижения хорошего сопоставления между экспериментальными измерениями и смоделированными данными путем минимизации квадратичной формы, которая определяет разницу между ними.

Достаточно большие различия между экспериментальными и смоделированными данными возникают для трехслойных пленок с промежуточным слоем Ge при использовании оптических параметров, определенных для двухслойных пленок. Это означает, что простая трехслойная модель не соответствует реальным образцам. Очень вероятно, что большое влияние имеет взаимная диффузия или шероховатости, и необходимо ввести дополнительные промежуточные слои или пространственные градиенты оптических параметров.

Если оптические параметры (n), определенные для пленок с Al- слоем толщиной 20 нм, используются для описания эллипсометрических данных для более тонких слоев Al, наблюдается небольшое расхождение с экспериментом, что указывает на зависимость n от толщины слоя (в диапазоне 10-15%) для толщины $h < 20$ нм. На рисунке 2 представлены значения показателей преломления для слоев Al и NiFe, определенные по эллипсометрическим спектрам рисунка 1 для слоя Al толщиной $h = 20$ нм. Полученные результаты довольно хорошо (расхождение менее 10%) совпадают с опубликованными данными по объемным материалам [13].

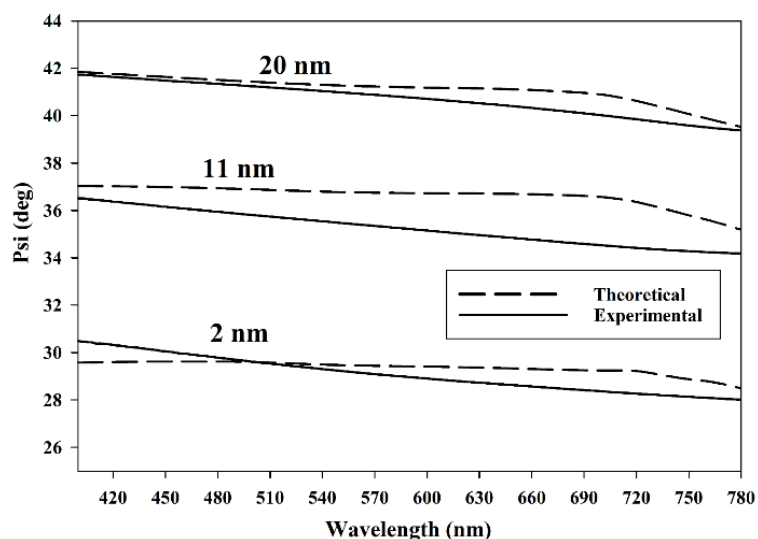


Рисунок 1- Спектр эллипсометрического параметра ψ Al/NiFe/si тонкопленочной системы для различных значений толщины слоя Al. Сплошные линии - эксперимент, пунктирные линии - двухслойная оптическая модель.

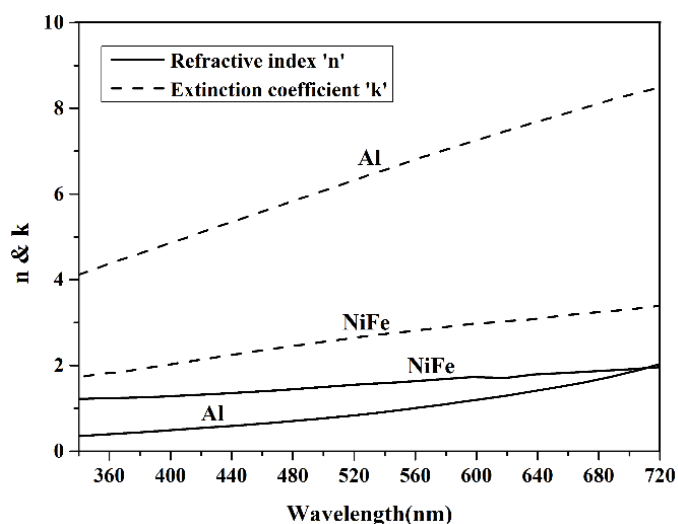


Рисунок 2- Комплексный показатель преломления $n = \tilde{n}_j + i k_j$ слоев Al и пермаллоя, определенные по экспериментальным эллипсометрическим спектрам рисунка 2 для $h_{Al} = h_{NiFe} = 20$ нм. Сплошные линии представляют реальную часть $\tilde{n}$, пунктирные линии показывают мнимую часть k .

Магнитооптические (МО) измерения в экваториальной конфигурации проводились отдельно путем измерения изменения интенсивности р-поляризованного света на длине волны 632 нм. Кривые магнитного гистерезиса также измерялись при помощи вибрационного магнитометра BM-07 (VSM) в магнитном поле до 200 мТ.

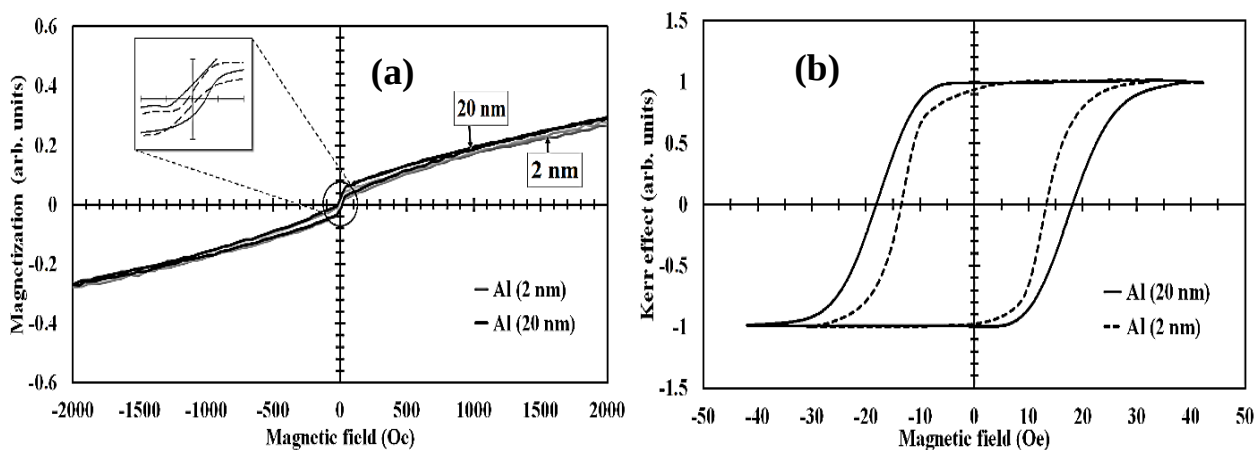


Рисунок 3- Кривые гистерезиса пленок Al/NiFe/sitall с разной толщиной слоя Al а) VSM метод, б) МО метод.

Осаждение слоев Al не привело к заметным изменениям в петлях магнитного гистерезиса, как видно из рисунка 3. Между тем, трехслойные пленки продемонстрировали необычно сильную зависимость коэрцитивной силы (H_c) от толщины верхнего слоя Al, как показано на рисунке 4, что указывает на большое влияние интерфейса на доменные процессы. Поэтому был сделан вывод о том, что увеличение коэрцитивной силы связано не с увеличением h_{Al} , а именно со структурными изменениями, производимыми слоем Ge на поверхности NiFe и Al.

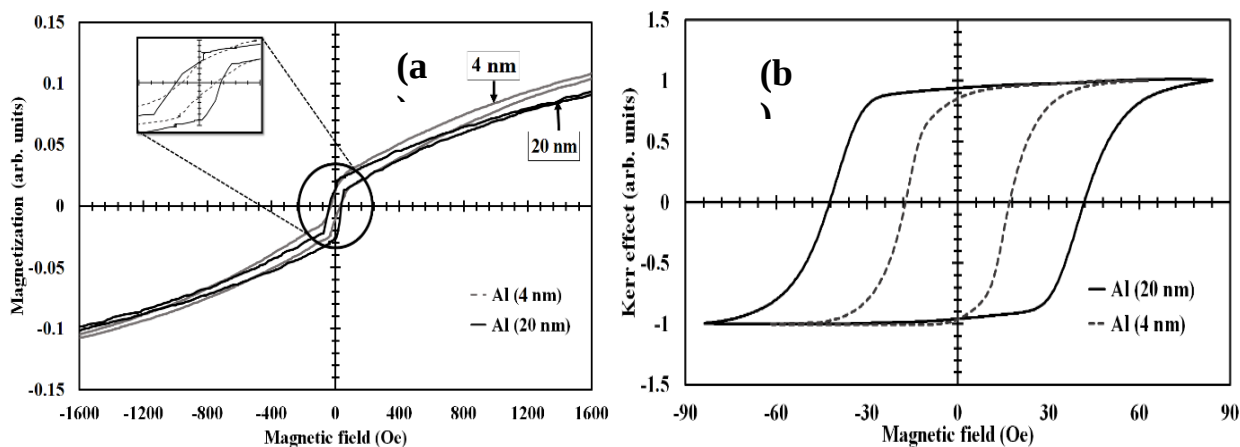


Рисунок 4- Петли магнитного гистерезиса пленок Al/Ge/NiFe/Sitall с различной толщиной слоя Al а) метод VSM б) метод МО.

Сочетание ферромагнитных и антиферромагнитных тонких слоев является довольно хорошим способом управления поперечным магнитооптическим эффектом Керра (ТМОКЕ) в двухслойных тонких пленках. Было обнаружено, что сигнал ТМОКЕ и петли гистерезиса

тонких слоев $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, покрытых слоем Cr, полученные из ТМОКЕ демонстрируют сильную зависимость от толщины слоя Cr и угла падения света.

Для определения оптических констант и толщин слоев спектры ψ and Δ измеряли с помощью спектроскопической эллипсометрии с переменным углом (VASE; J.A. Woollam and Co., Nebraska, USA) при двух углах падения 65° и 70° . Использовался режим вращающегося анализатора с диапазоном длин падающей волны от 300 до 1050 нм. Для анализа данных использовался программный пакет, содержащий базу данных показателей преломления для большого количества материалов. На рисунке 5 показан пример спектров эллипсометрических параметров для двухслойной пленки Cr/NiFe. Для сравнения приведены смоделированные спектры. Расчеты основаны на двухслойной модели. Существует очевидная согласованность (разница меньше 1%) между измеренными и рассчитанными углами ψ и Δ в рамках использованной модели.

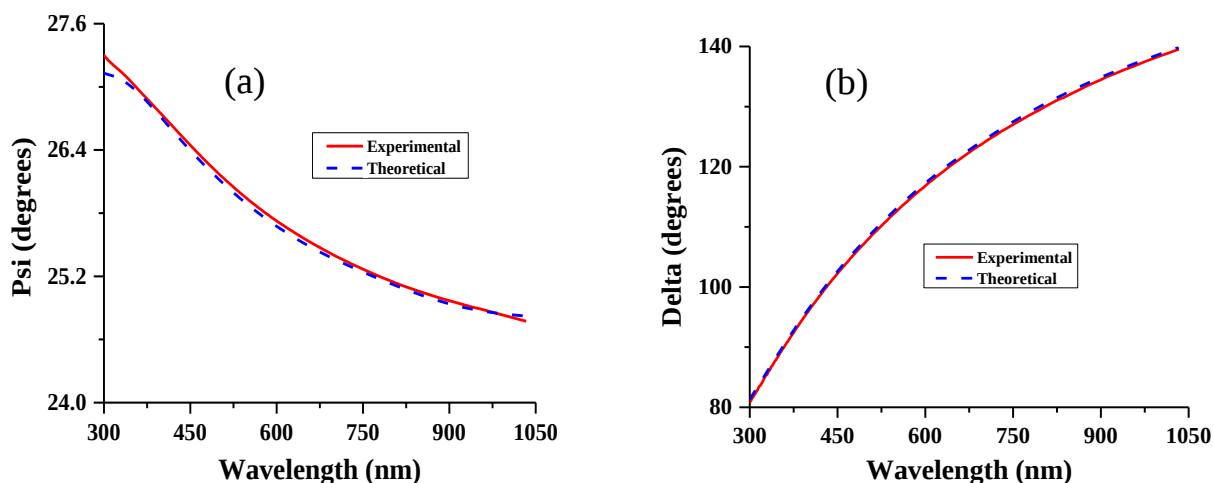


Рисунок 5- Экспериментальные и рассчитанные эллипсометрические углы (a) ψ и (b) Δ , полученные для Cr (2 нм)/NiFe (20 нм) пленки при угле падения 70° и комнатной температуре. Измеренные и смоделированные данные представлены сплошными и пунктирными линиями, соответственно.

На рисунке 6 показаны спектры комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ для отдельных слоев, входящих в состав пленки, которые были получены путем подгонки экспериментальных углов эллипсометрии и теоретических углов, рассчитанных в рамках двухслойной модели. Для сравнения представлены данные по объемным материалам (в виде более толстых пленок), взятые из литературных источников [14, 15]. Видно, что есть значительная разница между полученными значениями диэлектрической проницаемости тонких пленок и литературными данными для объемных материалов. В случае тонкой пленки Cr диэлектрическая проницаемость показывает "менее" металлическое поведение. В

частности, реальная часть (ϵ') для пленки Cr имеет положительные значения. Это согласуется с увеличением удельного сопротивления при уменьшении толщины слоя Cr [16]. Далее будет продемонстрировано, что полученные спектры диэлектрической проницаемости точно описывают наблюдаемое оптическое и магнитооптическое поведение.

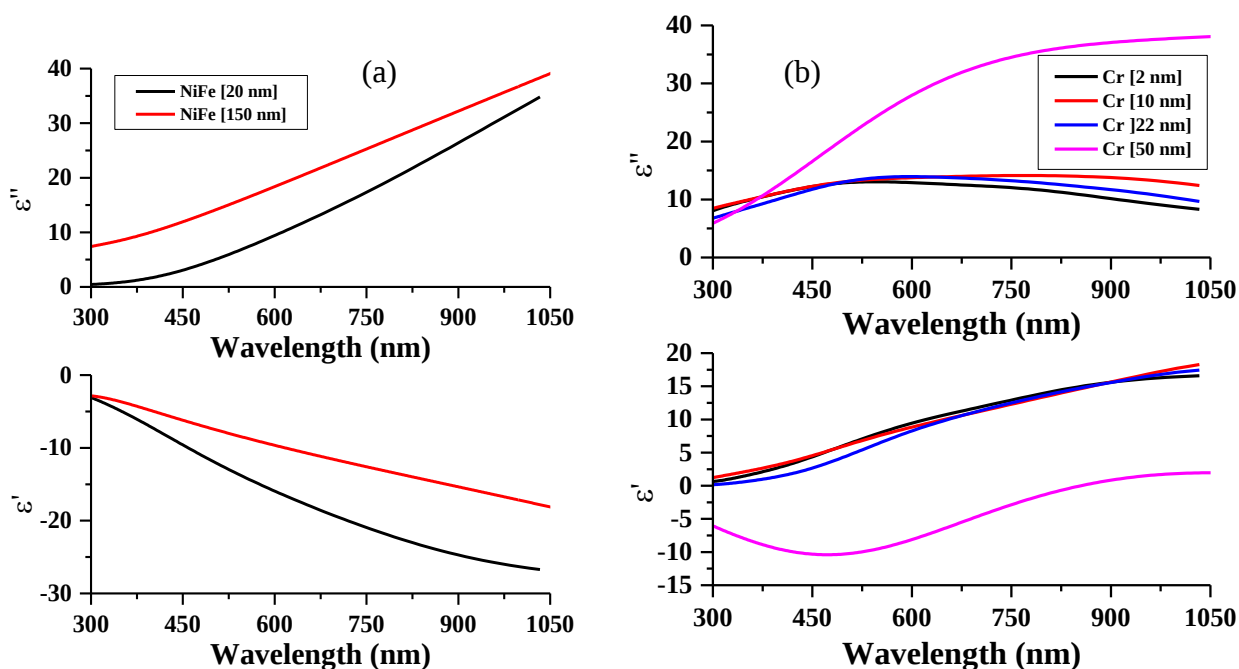


Рисунок 6- Реальная (ϵ') и мнимая (ϵ'') части диэлектрической проницаемости отдельных слоев (a) NiFe и (b) Cr, измеренные методом эллипсометрии для соответствующей двухслойной системы. Для сравнения также приведены данные по объемным материалам (в виде толстых пленок) согласно [14,15].

Угловая зависимость коэффициента отражения р-поляризованного лазерного света в диапазоне углов падения от 10° до 70° градусов представлена на рисунке 7-а. Значения диэлектрической проницаемости, полученные из данных эллипсометрии, были использованы для теоретического расчета коэффициента отражения. Экспериментальные и рассчитанные данные хорошо согласуются (с точностью не менее 10%), что свидетельствует о том, что полученные спектры диэлектрической проницаемости для тонких пленок количественно характеризуют оптическое поведение многослойных тонкопленочных систем. Разница может быть связана с некоторой зависимостью ϵ пленки от толщины, как видно из рисунка 6.

Для изучения соответствия между экспериментальными и теоретическими результатами использовалась обобщенная магнитооптическая и эллипсометрическая (GMOE) модель, основанная на модифицированных характеристических матрицах Абеля. Проведенный теоретический и экспериментальный анализ показывает возможность создания покрытия с подавлением/усилением ТМОКЕ-сигнала, варьируя толщину и угол падения.

Механизм ТМОКЕ связан с зависимостью граничных условий для полей в плоскости пленки (H_x, E_y) от намагниченности ферромагнитного слоя M_x вдоль магнитного поля H_x . Значение

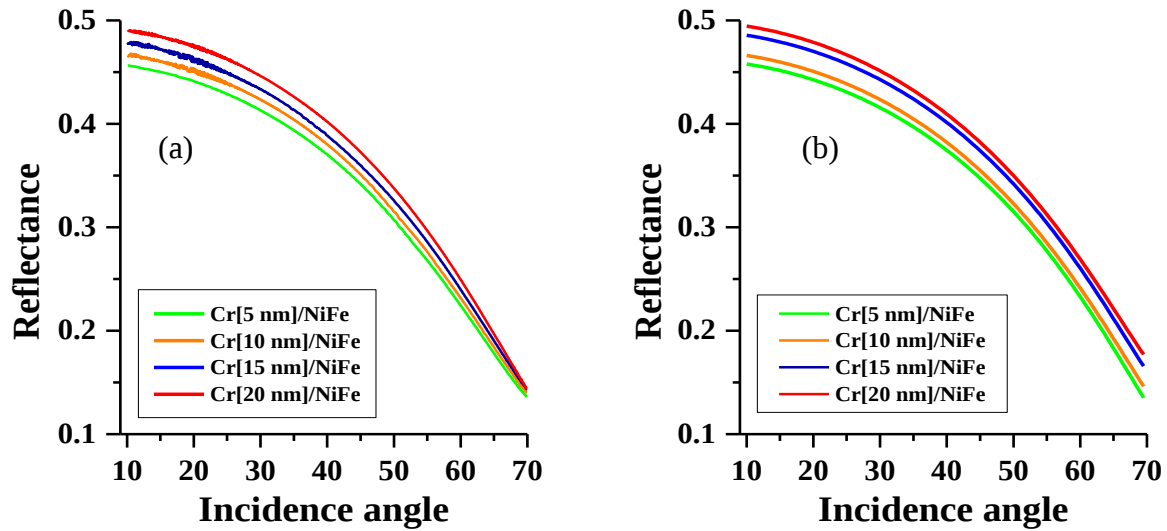


Рисунок 7- Зависимость коэффициента отражения р-поляризованного света от угла падения θ_0 для пленок Cr/NiFe с различной толщиной слоя Cr при фиксированной толщине слоя NiFe -10 нм. (а) Экспериментальные и (б) теоретические данные, рассчитанные с помощью оптических параметров слоя, определенных из эллипсометрических измерений.

ТМОКЕ-сигнала, $\delta(\gamma)$, представлено как относительное изменение отраженной интенсивности света I при изменении намагниченности ($\gamma = M_x/M_s$, M_s -намагниченность насыщения):

$$\delta(\gamma) = 2 \frac{I(\gamma) - I(-\gamma)}{I(\gamma) + I(-\gamma)} \quad (2)$$

Максимальные сигналы ТМОКЕ $\delta_{max} = \delta(1)$ измеряются и рассчитываются для тонких пленок Cr/NiFe в зависимости от угла падения для различных толщин слоя Cr, как показано на рисунке 8. Для моделирования была использована магнитооптическая константа для NiFe $Q = 0.0177 - i 0.0063$ [17], а оптические константы слоев Cr и NiFe были взяты из наших эллипсометрических измерений. При увеличении угла падения θ_0 значение δ_{max} изменяется, причем угол, при котором сигнал проходит через ноль, в значительной степени зависит от толщины слоя Cr. Так, этот угол изменяется с 40° до 60° , когда толщина увеличивается с 5 до 20 нм. При фиксированной θ_0 в пределах этого диапазона углов можно было наблюдать значительное изменение сигнала ТМОКЕ при увеличении толщины слоя Cr: сначала δ_{max} уменьшается, проходит через ноль, а затем многократно увеличивается. В частности, наблюдалось сильное увеличение в четыре-пять раз для $\theta_0 = 45^\circ - 50^\circ$.

Граничные условия на интерфейсах также включают амплитуды отраженных/преломленных волн. Соответственно, эффекты интерференции, обусловленные слоем Cr, который характеризуется относительно большой и положительной реальной частью диэлектрической проницаемости, значительно влияет на сигнал ТМОКЕ. Теоретические результаты хорошо описывают экспериментальные данные в рамках оптической модели. Некоторые расхождения могут быть связаны с определением магнитооптической постоянной Q и влиянием взаимодействия ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, приводящего к спиновой диффузии. Рисунок 8 также показывает возможность анализа профиля ультратонких двухслойных пленок методом ТМОКЕ, так как угловые спектры демонстрируют различную чувствительность в зависимости от толщины слоя.

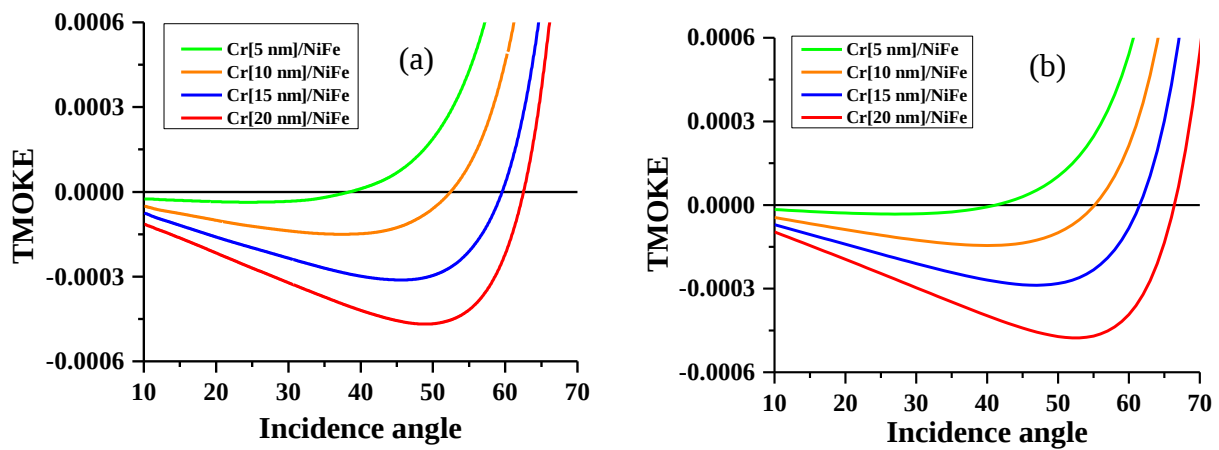


Рисунок 8- Максимальный сигнал ТМОКЕ δ_{max} как функция угла падения θ_0 для пленок Cr/NiFe с разной толщиной слоя Cr. Толщина слоя NiFe постоянна и равна 10 нм. (a) Экспериментальные кривые и (b) теоретические кривые.

Сигнал ТМОКЕ, определенный по формуле (2), когда намагниченность меняется под действием магнитного поля, определяет кривые магнитного гистерезиса, которые были измерены при двух различных углах падения 30° и 50° в присутствии магнитного поля в плоскости пленки. Кривые гистерезиса представлены на рисунке 9.

Максимальный сигнал ТМОКЕ $\delta_{max} = \delta(1)$, который пропорционален намагниченности насыщения M_s системы, сильно зависит от толщины слоя Cr и угла падения. Для $\theta_0 = 30^\circ$, δ_{max} и кажущееся значение $\tilde{M}_s$ постепенно увеличиваются с увеличением толщины слоя Cr. Увеличение θ_0 до 50° приводит к трансформации петель гистерезиса: при увеличении толщины слоя Cr происходит изменение формы петли на обратную с последующим ростом δ_{max} и $\tilde{M}_s$. Такое поведение отражает изменение знака ТМОКЕ, при этом сигнал увеличивается в шесть раз, когда толщина слоя Cr увеличивается с 5 до 20 нм. Такое необычное поведение может быть количественно объяснено в рамках оптической модели с

использованием оптических параметров, определенных из эллипсометрических измерений. При этом нет необходимости прибегать к возможным эффектам спиновой диффузии. Значение коэрцитивности практически не зависит от толщины слоя Cr и подтверждает, что качество интерфейса не меняется при различных толщинах Cr.

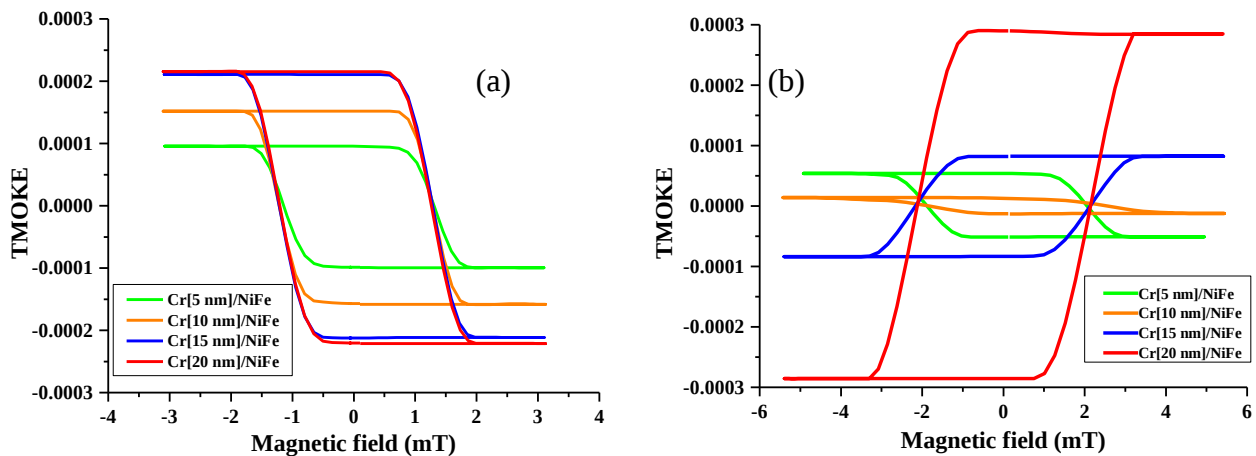


Рисунок 9- Петли гистерезиса пленок Cr/NiFe, полученные по измерению сигнала TMOKE в присутствии магнитного поля в плоскости пленки для различной толщины слоя Cr: (a) угол падения -30° и (b) угол падения -50° . Толщина слоя NiFe равна 10 нм.

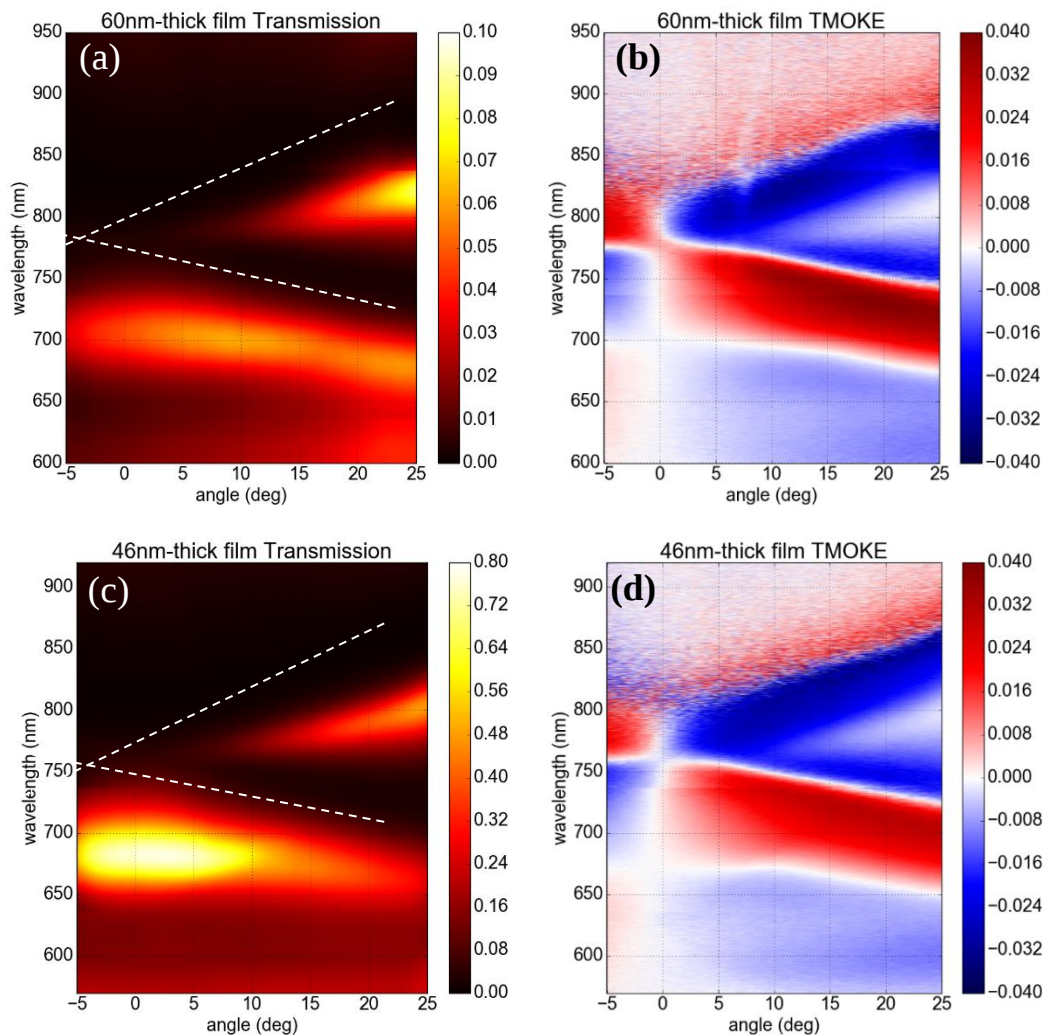
В последних разделах главы 3 исследуются магнито-плазмонные структуры. Если магнитная пленка покрыта металлической пленкой, позволяющей возбуждать поверхностные плазмон-поляритоны (SPP), то магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены вблизи SPP-резонанса и сигнал TMOKE может составлять десятки процентов. Это позволяет исследовать TMOKE на оптически прозрачных пленках в конфигурации на прохождение.

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов обеспечивает резонансное усиление TMOKE и делает его легко обнаруживаемым в эксперименте. Мы предложили использовать такое усиление как эффективный метод исследования сверхтонких магнитных пленок, который позволяет оценить магнитные и магнитооптические параметры. В наших экспериментах были проанализированы пленки висмут-замещенного феррит-граната $\text{Bi}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}\text{Lu}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, покрытые плазмонной золотой решеткой. Для пленок толщиной больше 40 нм TMOKE (на прохождение) незначительно зависит от толщины пленки. Дальнейшее уменьшение толщины пленки уменьшает TMOKE, так как для таких толщин SPP- поле частично проникает внутрь немагнитной подложки. Тем не менее, TMOKE остается измеряемым даже для пленок толщиной в несколько нанометров, что делает этот метод уникальным для магнитооптического исследования ультратонких пленок.

Измеренные зависимости спектров прохождения (левая колонка) и TMOKE- спектров (правая колонка) от угла падения для трех образцов приведены на рисунке 10. Возбуждение

SPPs на золото/ферромагнитном диэлектрическом интерфейсе приводит к резким минимумам в спектре прохождения, что соответствует результатам расчета дисперсии SPP, основанного на состоянии фазового синхронизма (пунктирные линии на рисунке 10) [18]. Сравнение рассчитанных спектров и измеренных спектров, приведенных на рисунке 10, демонстрирует хорошее согласие модели и эксперимента. Периоды плазмонной решетки: 324, 322 и 347 нм для толщин пленки 60, 46, и 19 нм, соответственно. Хорошее согласие эксперимента и теории достигается за счет аккуратного учета недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости. Хотя толщины магнитных гранатовых пленок отличаются друг от друга, резонансные позиции во всех трех случаях почти одинаковы. Это становится возможным при правильном выборе плазмонных периодов решетки.

Если гранатовые пленки достаточно толстые (40-60 нм), то ТМОКЕ слабо зависит от толщины пленки (сравните спектры ТМОКЕ на рисунках 10-b, d). Однако для более тонких пленок ТМОКЕ имеет тенденцию к снижению. Тем не менее, снижение не очень выражено: при уменьшении толщины пленки с 60 нм до 19 нм максимальное значение ТМОКЕ уменьшается с 0,04 до 0,03 (рисунок 10-f).



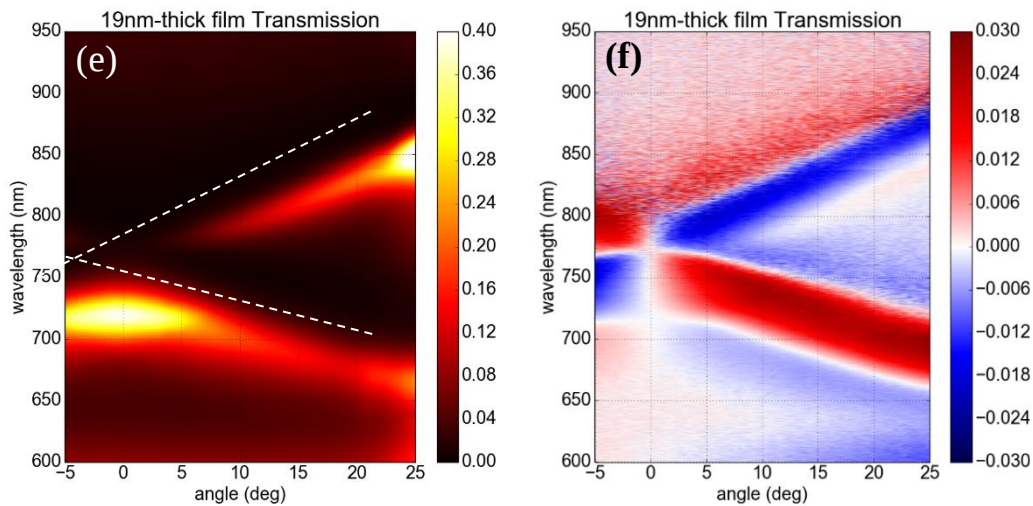


Рисунок 10- Спектры пропускания (а, с, е) и ТМОКЕ (b, d, и f) в зависимости от угла падения для трех образцов различной толщины: (a-b)- 60 нм, (c-d) - 46 нм, и (e-f)-19 нм. Белые пунктирные линии показывают дисперсию SPP, рассчитанную в упрощенной модели гладких интерфейсов.

Такое поведение ТМОКЕ может быть связано с изменениями в тензоре диэлектрической проницаемости, а также с изменениями режимов SPP, вызванными уменьшением толщины пленки.

Для изучения физического механизма наблюдаемого поведения ТМОКЕ проводилось электромагнитное моделирование на основе анализа связанных волн (RCWA) [19, 20]. Показатели преломления золота, Gd-Ga-граната (GGG) и $\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$ взяты из [13,21]. Геометрические параметры золотой решетки измеряются методом ТЕМ-визуализации. Остается только один неизвестный параметр: недиагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости, ϵ_2 , которая определяется из сопоставления рассчитанного и экспериментально измеренного коэффициента прохождения и спектров ТМОКЕ.

Следует отметить, что значения ϵ_2 для всех трех образцов имеют схожие дисперсии, но отличаются по значениям, как было указано выше. На рисунке 11 показаны экспериментальные и теоретические ТМОКЕ-спектры для образцов с различной толщиной и при двух различных углах падения 10 и 20 градусов. Видно, что результаты теории и эксперимента хорошо согласуются.

Для исследования воздействия нарушенной пространственной симметрии на магнитооптические свойства магнитоплазмонных наноструктур была рассмотрена ферромагнитная гранатовая пленка на GGG-подложке с покрытием из золотой несимметричной дифракционной решетки с периодом L , как показано на рисунке 12. Асимметрия структуры возникает из асимметрии структурной ячейки, которая содержит пару

золотых полосок разной ширины, d_1 и d_2 . Если золотые полоски имеют одинаковую ширину, $d_1=d_2$, то структура симметрична. Однако разница между d_1 и d_2 приводит к несимметричной структуре, пространственная симметрия которой нарушается вдоль оси x (в плоскости пленки и перпендикулярно длине полосок).

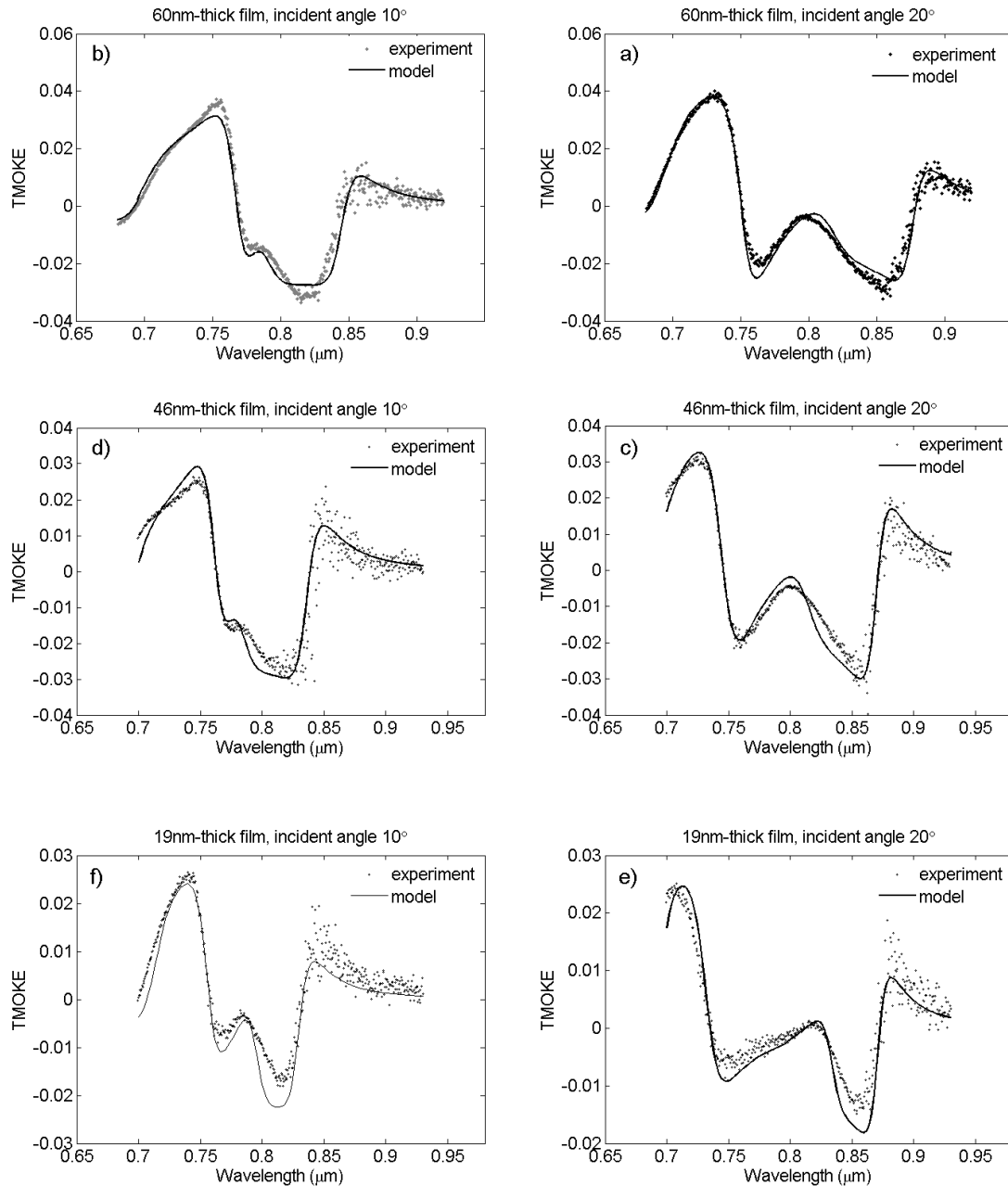


Рисунок 11- Теоретические (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) спектры ТМОКЕ для 60нм- пленок (a, b), 46нм- пленок (c, d), и 19нм- пленок (e, f) для углов падения 20° и 10°. Периоды золотой решетки: 324нм (60нм- пленка), 322нм (46нм- пленка), и 347нм (19нм -пленка).

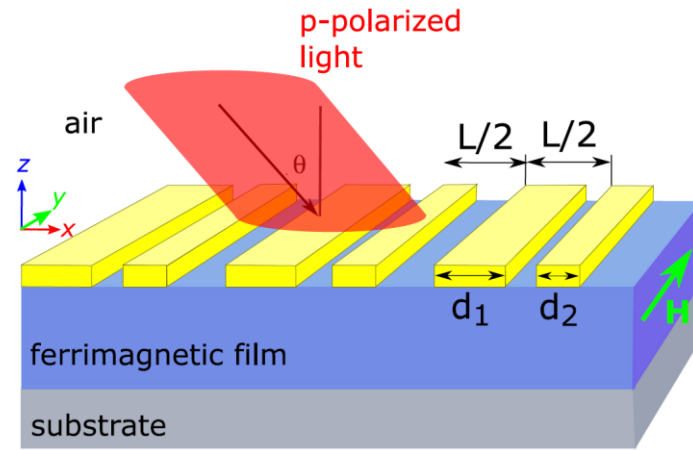


Рисунок 12- Схема несимметричной магнитоплазмонной наноструктуры. Каждая структурная ячейка содержит пару золотых полосок разной ширины, d_1 и d_2 . Размер ячейки $L=1.2 \text{ }\mu\text{m}$. Внешнее магнитное поле H направлено вдоль золотых полос.

Без потери общности значения $L=1.2 \text{ }\mu\text{m}$ и $d_1=0.5 \text{ }\mu\text{m}$ фиксированы. Тем не менее, мы убедились, что результаты остаются качественно одинаковыми для решеток с другим периодом и d_1 . Ширина второй полоски d_2 считается свободным параметром, меняемым в различных структурах от $d_1=d_2=0.5 \text{ }\mu\text{m}$ до более низких значений, приводящих к асимметрии.

Исследовалось взаимодействие р-поляризованной электромагнитной волны с несимметричной магнитоплазмонной наноструктурой (при углах падения в диапазоне θ_0 от -10° до $+10^\circ$ и в спектральном диапазоне $\lambda=0.5\text{-}1 \text{ }\mu\text{m}$. Спектры прохождения были измерены для двух противоположных направлений магнитного поля с величиной $H=200 \text{ mT}$. При определенных условиях режим SPP реализуется на интерфейсе дифракционной решетки и ферритмагнитной пленки. Условие возбуждения записывается в виде:

$$\pm\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_0 + m \frac{2\pi}{L} \quad (3)$$

Где β - постоянная распространения SPP, λ - длина волны в вакууме, и m является целым числом. Для вырожденного случая симметричных решеток следует L заменить на $L/2$. Возбуждение SPP приводит к резонансному усилению наблюдаемого явления, которое можно рассматривать как отдельный МО эффект: эффект поперечного магнитофотонного пропускания (TMPTE) в результате спектрального сдвига плазмонных резонансов для двух противоположных направлений внешнего магнитного поля. Здесь «магнитофотоника» отражает решающую роль плазмонной наноструктуры в формировании эффекта.

На рисунке 13 представлены спектры прохождения и ТМОКЕ, а также изображения симметричных и несимметричных решеток, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа. Светлые области в изображении (верхняя линия) относятся к золотой плазмонной наноструктуре, покрывающей магнитную пленку, видимую как темные полосы на фотографиях. Асимметрия постепенно увеличивается слева направо: одна полоса в каждой паре золотых соседних полосок становится уже, и воздушный зазор между полосами становится шире.

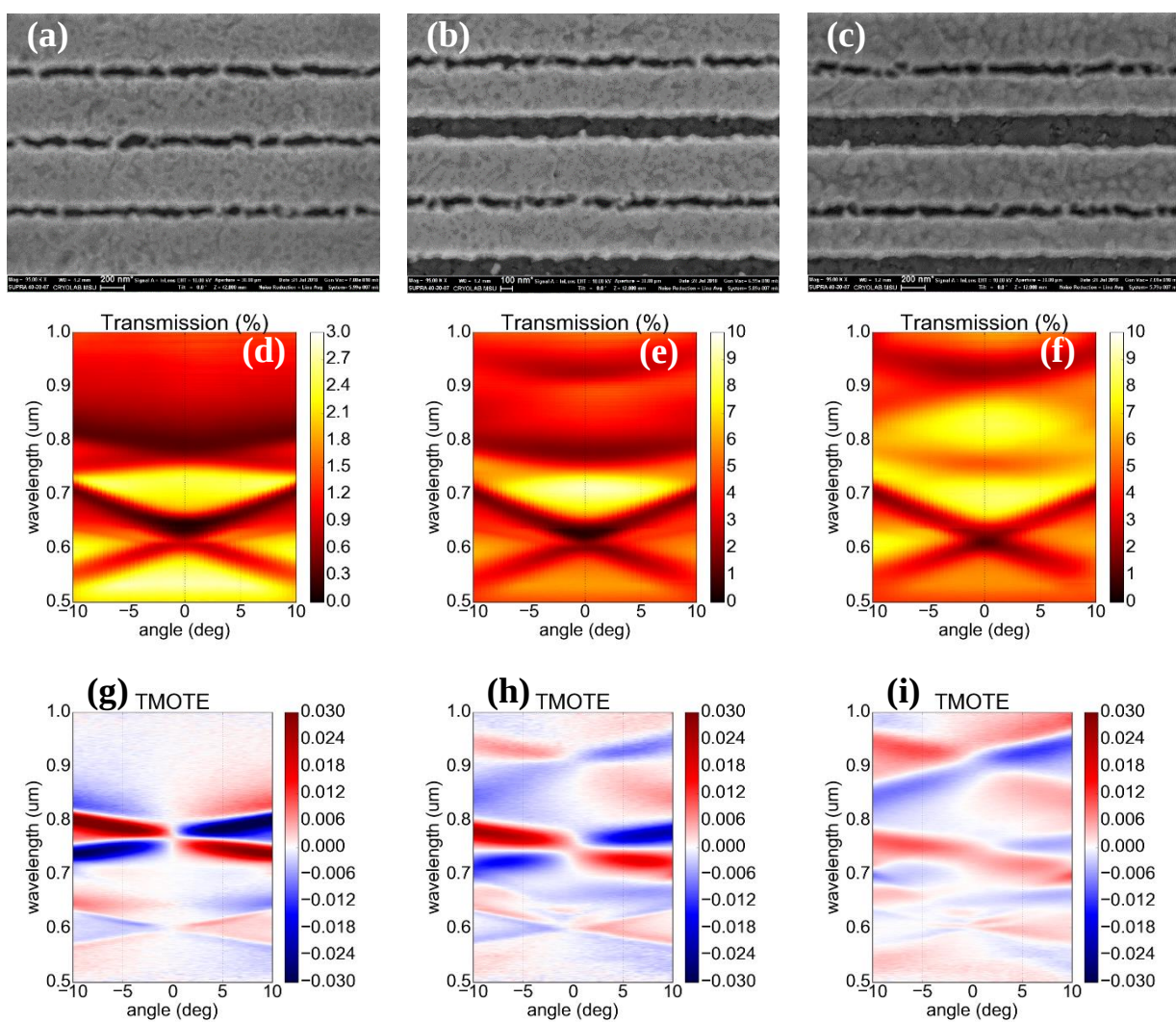


Рисунок 13- (a-c) SEM-изображения симметричных (a) и несимметричных (b, c) дифракционных решеток. (d-f) Спектры прохождения симметричных (d) и несимметричных (e, f) решеток. (g-i) ТМОКЕ-спектры симметричных (g) и несимметричных (h, i) решеток. Периоды симметричных и несимметричных решеток - 0.6 μm и 1.2 μm, соответственно.

Графики в левой колонке рисунка 13 (a, d, и g) относятся к вырожденному случаю симметричной плазмонной наноструктуры, которая имеет полосы одинаковой ширины,

$d_1=d_2=0.5 \text{ }\mu\text{m}$, повторяющиеся с периодом $L/2=0.6 \text{ }\mu\text{m}$. Спектр пропускания симметричен относительно $\theta_0 = 0$ (Рисунок 13-d). Плазмонные резонансы возбуждаются в спектральном диапазоне $0.7\text{-}0.85 \text{ }\mu\text{m}$. Они приводят к типичным Фано-образным резонансам в спектрах прохождения и соответствующим S-образным резонансам в спектре ТМОКЕ (смотри рисунок 13-g). При нормальном падении магнитооптический эффект отсутствует и $\delta=0$ at $\theta_0 = 0$. Следует обратить внимание, что в вырожденном случае условие возбуждения SPP- резонансов в спектральном диапазоне $0.7\text{-}0.85 \text{ }\mu\text{m}$ удовлетворяется при $m=\pm 2$ в уравнении (3). Однако, те же SPP- резонансы в несимметричных решетках возбуждаются при $m=\pm 4$.

Центральные и правые колонки на рисунке 13 демонстрируют экспериментальные результаты для несимметричных решеток с периодом $L=1.2 \text{ }\mu\text{m}$. Для центральной колонки (смотри рисунки 13 b, e и h) асимметрия решетки относительно слаба: $d_1 = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$ и $d_2 = 0.42 \text{ }\mu\text{m}$. Спектр прохождения такой наноструктуры уже несимметричен относительно $\theta_0 = 0$ (Рисунок 13 e). Кроме того, в несимметричной наноструктуре ТМОКЕ не равняется нулю даже при нормальном падении (Рисунок 13-h). Своего рода мостик появляется при $\theta_0 = 0$ в спектре ТМОКЕ, который соединяет плазмонную резонансную ветвь при положительных и отрицательных значениях угла падения. Это указывает на неэквивалентность режимов SPP, распространяющихся в несимметричных решетках в противоположных направлениях. В результате при нормальном падении SPP-волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, возбуждаются с разной эффективностью, которая обеспечивает ненулевой магнитооптический эффект, как показано на рисунке 13-h.

Мостик довольно маленький и очень узкий, когда асимметрия относительно слабая. Однако дальнейшее увеличение асимметрии структуры приводит к еще большему увеличению величины магнито-оптического эффекта при нормальном падении и еще большему сглаживанию величины ТМОКЕ при разных углах. Правая колонка (смотри рисунки 13 c, f и i) представляет результаты для сильно несимметричной наноструктуры с узкой шириной полосы $d_2=0.36 \text{ }\mu\text{m}$ ($L=1.2 \text{ }\mu\text{m}$, $d_1=0.5 \text{ }\mu\text{m}$). Асимметрия спектра прохождения (рисунок 13-f) становится более выраженной. Теперь мостик в спектре ТМОКЕ так же широк, как и при плазмонном резонансе для наклонного падения. Кроме того, величина эффекта при нормальном падении сопоставима с ТМОКЕ при наклонном падении (рисунок 13-i).

Из представленных данных видно, что с увеличением асимметрии спектр ТМОКЕ становится все более и более асимметричным по отношению к $\theta_0 = 0$. В частности, для плазмонных резонансов порядка $m=\pm 4$, которые возникают в спектральном диапазоне от $0.7 \text{ }\mu\text{m}$ до $0.85 \text{ }\mu\text{m}$, ТМОКЕ при отрицательных углах падения оказывается больше по величине, чем ТМОКЕ для положительных углов.

Следует отметить, что помимо поверхностных плазмон-поляритонных мод рассматриваемая магнитоплазменная наноструктура поддерживает волноводные моды (WMs), которые хорошо видны в магнитооптическом спектре в диапазоне 500-660 нм. WMs обеспечивают резонансное усиление магнитооптических эффектов, но в отличие от режимов SPP их величина намного меньше. На рисунке 14 показаны масштабированные спектры пропускания (a-c) и TMPTE (d-f), полученные из экспериментальных данных.

В пространственно-симметричной структуре магнитооптический эффект на волноводных модах равен нулю при нормальном падении света. Аналогично SPP модам, увеличение параметра асимметрии P приводит к появлению TMPTE на WMs при нормальном падении света. Таким образом, описанный эффект наблюдается для обоих типов резонансов, SPP мод и WMs. Этот факт подчеркивает общее явление TMPTE, которое не ограничивается конкретной системой или оптическим режимом.

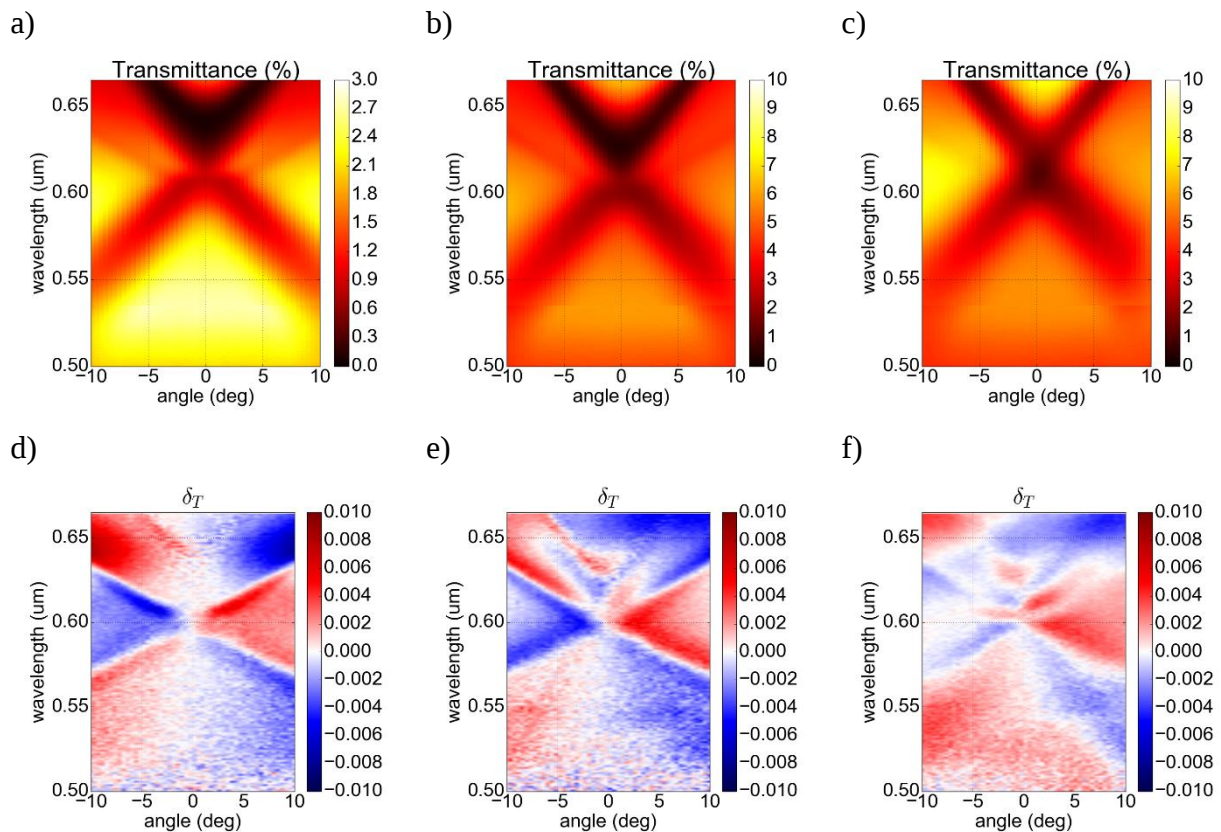


Рисунок 14- Угловые и волновые спектры пропускания симметричной (a) и несимметричной (b, c) решеток. (d-f) Магнитооптическая модуляция с угловым и волновым разрешением δ_T для симметричной (d) и несимметричной (e, f) решеток. Параметр асимметрии: $P = 0$ (a,d), $P \approx 0.12$ (b,e) и $P \approx 0.24$ (c,f).

ВЫВОДЫ

1. Оптические параметры пленок Al/NiFe/ и Al/Ge/NiFe/ были определены с помощью эллипсометрических измерений и сравнения с модельными результатами. Для двухслойных систем без слоя Ge получено очень хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими оптическими параметрами. Трехслойная Al/Ge/NiFe/sitall оптическая модель не согласуется с эллипсометрическими спектрами, что обусловлено более сложной структурой с возможными промежуточными слоями. Кривые намагниченности для трехслойных пленок, измеренные МО- и VSM-методами, обнаруживают значительную зависимость от толщины слоя Al, что обусловлено структурной модификацией на границе Ge/NiFe.

2. Исследовано влияние верхнего слоя Cr на оптические и магнитооптические свойства двухслойных пленок Cr/NiFe. На основе эллипсометрических измерений определены диэлектрические проницаемости тонких слоев Cr и NiFe (с толщинами меньше 20 нм), которые в значительной степени отличаются от значений, характерных для объемных материалов. Показано, что оптические параметры пленок Cr соответствуют диэлектрикам. Теоретический анализ проведен на основе обобщенной модели эллипсометрии и магнитооптического эффекта Керра в поперечной конфигурации (ТМОКЕ) с использованием характеристических матриц Абея. Продемонстрирована немонотонная зависимость ТМОКЕ от толщины Cr-слоя при различных углах падения, что обусловлено эффектами интерференции. Получено очень хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

3. Поперечный магнитооптический эффект Керра на прохождение был рассмотрен в ультратонких пленках висмут-замещенных феррит-гранатах, покрытых плазмонными решетками. Плазмонная структура обеспечивает резонанс в спектре ТМОКЕ, при котором его величина достигает 0.04 для образцов с толщинами 60 и 46 нм. При уменьшении толщины пленки до 19 нм величина ТМОКЕ снижается до 0.03. Теоретический анализ спектра ТМОКЕ для всех образцов на основе магнитооптической модели с учетом Fe^{3+} – переходов показывает, что наблюдаемые спектры ТМОКЕ регулируются двумя факторами. С одной стороны, недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости растут с уменьшением толщины пленки. С другой стороны, имеется влияние распределения электромагнитного поля в SPP- волне. Анализ показывают, что ТМОКЕ остается относительно большим даже для пленок толщиной в несколько нм, в отличие от эффекта Фарадея, который становится ничтожно маленьким и едва обнаруживаемым в этих масштабах. Поэтому, ТМОКЕ в

сверхтонких пленках с плазмонной решеткой может представлять уникальную методику для исследования сверхтонких магнитных пленок, которые применяются в нанофотонных и спинтронных устройствах.

4- Исследованы магнитооптические свойства плазмонных наноструктур с нарушенной пространственной симметрией. В таких наноструктурах отсутствует эквивалентность пространственного направления вдоль и против вектора асимметрии, что приводит к неэквивалентности режимов SPP даже при нормальном падении. Таким образом, в несимметричных плазмонных наноструктурах появляются новые магнитооптические свойства по отношению к симметричным. В частности, было продемонстрировано, что для нормального падения сигнал ТМОКЕ (на прохождение) не обращается в ноль. Выявленный эффект интересен как с фундаментальной точки зрения, так и для возможного практического применения. В настоящее время магнитоплазмонные наноструктуры интенсивно исследуются для биосенсоров, магнитометрии и телекоммуникационных приложений. Несимметричные плазмонные наноструктуры, предложенные в работе, также очень перспективны в этом отношении, поскольку они дают возможность эффективно возбуждать только один режим SPP и обнаруживать магнитооптический отклик, связанный с этим режимом.

5. Выявлена связь между нарушением пространственной симметрии плазмонной решетки и появлением нового оптического эффекта- поперечного магнитофотонного пропускания (TMPTE: transverse magneto-photonic transmission effect), который невозможен в симметричных структурах. Это явление чувствительно как к нарушению симметрии, так и к намагниченности. Поэтому слой с нарушенной пространственной симметрией не должен быть отделен от намагниченного слоя на расстояние, большее, чем глубина проникновения SPP. Это подчеркивает различие между обычно исследуемыми магнитоплазмонными структурами, обеспечивающими только усиление существующих МО эффектов, и предлагаемыми магнитоплазмонными структурами с искусственной пространственной асимметрией.

Литература

1. J.N. Hilfiker, In situ spectroscopic ellipsometry (SE) for characterization of thin film growth// Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials, (2011) 99–151.
2. P.M. Martin, Deposition technologies for films and coatings, 2nd edition, Elsevier Ltd, 2005.
3. K. Seshan, Handbook of Thin Film Deposition Techniques Principles, Methods, Equipment and Applications, Second Editon, 2002.
4. L.M. Falicov, D.T. Pierce, S.D. Bader, R. Gronsky, K.B. Hathaway, H.J. Hopster, D.N. Lambeth, S.S.P. Parkin, G. Prinz, M. Salamon, I.K. Schuller, R.H. Victora, Materials Reports

- Surface, interface, and thin-film magnetism// *Journal of Materials Research*, 5 (1990) 1326–1329.
5. P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso, F. Cardoso, Magnetoresistive sensors// *Journal of Physics Condensed Matter*, 19 (2007) 165221–21.
6. S. Demokritov, J.A. Wolf, P. Grünberg, Evidence for oscillations in the interlayer coupling of Fe films across Cr films from spin waves and $M(H)$ curves// *Europhysics Letters*, 15 (1991) 881–886.
7. Milton Ohring, *The Materials Science of Thin Films*, 2nd edition, Academic Press, 1991.
8. J. George, *Preparation of Thin Films*, CRC Press, New York, 1992.
9. S. Visnovsky, R. Lopusnik, M. Bauer, J. Bok, J. Fassbender, B. Hillebrands, Magneto-optic ellipsometry in multilayers at arbitrary magnetization// *Optics Express*, 9 (2001) 121.
10. V.E. Buravtsova, E.A. Gan'shina, V.S. Gushchin, S.I. Kasatkin, A.M. Murav'ev, N. V. Plotnikova, F.A. Pudonin, Magnetic and magneto-optical properties of multilayer ferromagnet-semiconductor nanostructures// *Physics of the Solid State*, 46 (2004) 891–901.
11. H. Fujiwara, *Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications*, John Wiley & Sons Ltd, 2007.
12. H. Hashim, S.P. Singh, L. V Panina, P.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, Spectral Ellipsometry as a Method for Characterization of Nanosized Films with Ferromagnetic Layers// *Magnetism*, 59 (2017) 2211–2215.
13. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press Inc. (London) Ltd, 1997.
14. K.M. McPeak, S. V. Jayanti, S.J.P. Kress, S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, D.J. Norris, Plasmonic films can easily be better: Rules and recipes// *ACS Photonics*, 2 (2015) 326–333.
15. A.D. Rakić, A.B. Djurišić, J.M. Elazar, M.L. Majewski, Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices// *Applied Optics*, 37 (1998) 5271.
16. D. Qu, S.Y. Huang, C.L. Chien, Inverse spin Hall effect in Cr: Independence of antiferromagnetic ordering// *Physical Review B*, 92 (2015) 020418–1(4).
17. G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, J. Backstrom, M. Rübhausen, Generalized magneto-optical ellipsometry in ferromagnetic metals// *Thin Solid Films*, 455–456 (2004) 39–42.
18. S.A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer, 2007.
19. E.B. Grann, D. a. Pomet, M.G. Moharam, T.K. Gaylord, Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings// *Journal of the Optical Society of America A*, 12 (1995) 1068–1076.
20. L. Li, Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors// *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 5 (2003) 345–355.

21. D.O. Dzibrou, A.M. Grishin, Fitting transmission and Faraday rotation spectra of [Bi₃Fe₅O₁₂/Sm₃Ga₅O₁₂]m magneto-optical photonic crystals// Journal of Applied Physics, 106 (2009) 043901–1(6).

ПУБЛИКАЦИИ ПО ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЕ

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК РФ и входящих в базу данных WOS

1. **Х. Хашим**, С.П. Сингх, Л.В. Панина, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев, С.В. Подгорная, И.О. Шпетний, Применение метода спектральной эллипсометрии для характеристики наноразмерных пленок с ферромагнитными слоями// Физика твердого тела, 59 (2017) 2191- 2195.
2. O.V. Borovkova, **H. Hashim**, M.A. Kozhaev, S.A. Dagesyan, A. Chakravarty, M. Levy, V.I. Belotelov, TMOKE as efficient tool for the magneto-optic analysis of ultra-thin magnetic films//Applied Physics Letters, 112 (2018) 063101.
3. O.V. Borovkova, D.O. Ignatyeva, A.A. Vorono, A.N. Kalish, M.A. Kozhaev, **H. Hashim**, S.A. Dagesyan, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, V.G. Achanta, A.K. Zvezdin, L.V. Panina, V.I. Belotelov, Transverse Magneto-Optical Intensity Effect in Non-symmetric Plasmonic Nanostructures//Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials), Rome, Italy, 2019, pp. X-071-X-073.
4. **H. Hashim**, M. Kozhaev, P. Kapralov, L. Panina, V. Belotelov, I. Víšová, D. Chvostová, A. Dejneka, I. Shpetnyy, V. Latyshev, S. Vorobiov, V. Komanický, Controlling the Transverse Magneto-Optical Kerr Effect in Cr/NiFe Bilayer Thin Films by Changing the Thicknesses of the Cr Layer//Nanomaterials, 10 (2019) 256.
5. O.V. Borovkova, **H. Hashim**, D.O. Ignatyeva, M.A. Kozhaev, A.N. Kalish, S.A. Dagesyan, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, V.G. Achanta, L.V. Panina, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov, Magnetoplasmonic structures with broken spatial symmetry for light control at normal incidence// Physical Review B, 102 (2020) 081405(7).