

На правах рукописи

Хохлов Николай Евгеньевич

**РЕЗОНАНСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ,
МАГНИТНОМ И АКУСТИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИЯХ
НА ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ**

Специальность 01.04.03 – радиофизика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2015

Работа выполнена на кафедре фотоники и физики микроволн физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, доцент
Белотелов Владимир Игоревич

Официальные оппоненты:

Фраерман Андрей Александрович, доктор физико-математических наук, Институт физики микроструктур Российской академии наук, заместитель директора, заведующий отделом магнитных наноструктур, ведущий научный сотрудник

Павлов Виктор Владимирович, доктор физико-математических наук, Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ведущий научный сотрудник

Ведущая организация:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»

Защита диссертации состоится « » 2015 года в часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.67 на физическом факультете Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова по адресу: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ имени М.В.Ломоносова, дом 1, строение 2, физический факультет, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в Отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М.В.Ломоносова по адресу: 119192, г. Москва, Ломоносовский просп., 27.

Автореферат разослан « » февраля 2015 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 501.001.67, к.ф.-м.н.

Королев Анатолий Федорович

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованию резонансных оптических эффектов в периодических наноструктурированных материалах при оптическом, магнитном и акустическом воздействии на поверхностные плазмон-поляритоны и волноводные моды.

Актуальность работы обусловлена необходимостью увеличения эффективности управления оптическим излучением и плазмон-поляритонами, связанной с развитием технологий нанофотоники. Кроме того, большую важность имеет задача уменьшения пространственных и временных масштабов, на которых реализован контроль оптических мод. Описание закономерностей взаимодействия света с плазмонными структурами необходимо для создания новых устройств оптической обработки и передачи информации.

За последние десятилетия развитие технологии привело к возможности создания структур с перестраиваемыми оптическими свойствами и характерными размерами порядка нескольких десятков и менее нанометров. Применение таких структур позволяет управлять характеристиками оптического излучения на пространственных масштабах, меньших длины волны света. Повышение эффективности управления достигается, главным образом, за счет наноструктурирования, а не оптимизации химического состава материалов. Прикладной интерес к наноструктурированным средам обусловлен возможностью их применения для управления оптическими сигналами в новых устройствах интегральной оптики и нанофотоники, для создания новых типов анализаторов химического состава жидкостей и газов, обладающих высокой чувствительностью и малыми временами отклика.

Быстро развивающейся ветвью фотоники является плазмоника, которая открывает возможности для сочленения устройств электроники и фотоники в интегральных микросхемах, повышения предела чувствительности био-, химических и других сенсоров. Ключевым объектом изучения плазмоники являются плазмон-поляритоны — связанные колебания электромагнитного поля световой волны и

электронов проводимости металла или полупроводника. Для возбуждения плазмон-поляритонов оптическим излучением необходимо выполнение условий фазового синхронизма, которые достигаются, в частности, в наноструктурированных средах. При возбуждении плазмон-поляритонов происходит локализация электромагнитной энергии на пространственных масштабах, меньших длины волны излучения, что повышает эффективность взаимодействия фотонов и электронов. Эта особенность плазмонных структур может использоваться для сочленения традиционных устройств электроники и оптических элементов передачи и обработки информации.

В большинстве практически значимых случаев важной является возможность управления оптическими свойствами плазмонных структур, например, их коэффициентами отражения и прохождения. К настоящему времени предложено значительное количество методов такого активного управления посредством внешнего воздействия. В качестве внешнего воздействия применяются электрическое или магнитное поля, нагрев материалов, акустические волны и др. Зависимость оптических свойств плазмонных структур от внешнего воздействия может использоваться в различных сенсорах: магнитного поля, акустических колебаний и др.

Целью диссертационной работы является теоретическое и экспериментальное изучение особенностей оптических и магнитооптических эффектов и закономерностей, связанных с возбуждением плазмон-поляритонов и волноводных мод в плазмонных структурах при внешнем оптическом, магнитном и акустическом воздействиях.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработать теорию и провести анализ нелинейного взаимодействия импульсов плазмон-поляритонов при фотовозбуждении электронов металла.
2. Развить и экспериментально проверить теоретические модели, описывающие интенсивностные и поляризационные магнитооптические эффекты в периодических структурированных средах.

3. Построить теоретическую модель ближнепольного взаимодействия акустических и плазмон-поляритонных мод. Провести анализ условий усиления акустооптических эффектов при структурировании плазмонной пленки.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. Впервые выполнено теоретическое исследование изменения длительности и времени задержки между импульсами плазмон-поляритонов при фотовозбуждении электронов металла.
2. Предсказано появление намагниченности структуры за счет обратного эффекта Фарадея при распространении поверхностных плазмон-поляритонов вдоль границы металл / магнитный диэлектрик.
3. Предложена теоретическая модель, описывающая особенности появления и усиления экваториального эффекта Керра при возбуждении плазмон-поляритонов на границе металл/воздух в магнитоплазмонных структурах.
4. Впервые экспериментально продемонстрировано появление и резонансное усиление магнитооптических эффектов при возбуждении волноводных и плазмонных мод магнитофотонных кристаллов с плазмонной решеткой.
5. Впервые исследовано резонансное изменение оптического коэффициента отражения акустической сверхрешетки с плазмонным покрытием при взаимодействии поверхностных плазмонных и акустических мод.

Практическая значимость работы

Результаты, изложенные в диссертации, могут быть применены для создания новых типов устройств обработки и записи информации оптическими и магнитооптическими методами, а также для повышения чувствительности сенсоров магнитного поля и акустических волн.

Научные положения и результаты, выносимые на защиту:

1. При фотовозбуждении электронов металла фемтосекундным плазмонным импульсом накачки длительность сигнального импульса изменяется на 30%, если плотность энергии лазерного импульса накачки составляет порядка $1,5 \text{ мДж/см}^2$. При этом изменение временной задержки между импульсами зависит от их параметров и достигает 25 фс.
2. Поверхностные плазмон-поляритоны, распространяющиеся вдоль границы металл / магнитный диэлектрик, индуцируют намагниченность диэлектрика за счет обратного эффекта Фарадея.
3. Магнитооптический экваториальный эффект Керра при возбуждении плазмон-поляритонов на границе металл/воздух обусловлен взаимодействием плазмон-поляритонов на границах металл/воздух и металл/магнитный диэлектрик и может быть описан моделью связанных осцилляторов.
4. В магнитофотонных кристаллах с плазмонным покрытием при возбуждении волноводных мод, локализованных в брэгговских зеркалах и микрорезонаторном слое, магнитооптические эффекты Фарадея и Керра резонансно усиливаются в несколько раз.
5. Модуляция оптического коэффициента отражения за счет акустических волн в плазмонном кристалле резонансно усиливается в несколько десятков раз при одновременном возбуждении щелевых и локализованных плазмонных мод.

Достоверность результатов обусловлена адекватностью использованных физических моделей и математических методов, выбранных для решения поставленных задач, корректностью использованных приближений, а также соответствием результатов теоретических и численных расчетов и экспериментальных данных. Все используемые в экспериментах измерительные приборы были протестированы и откалиброваны, их инструментальная погрешность определялась независимо в ходе тестовых экспериментов с заведомо предсказуемыми результатами. Эксперименты выполнялись многократно с повторяемыми результатами. Результаты

опубликованы в рецензируемых журналах, обсуждены на международных конференциях, семинарах.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его определяющем участии. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, при этом вклад диссертанта был определяющим.

Публикации

Основные результаты исследований отражены в 27 публикациях, из них 4 статьи в рецензируемых научных журналах, включенных в перечень ведущих периодических изданий ВАК [П1-П4], 3 статьи в прочих журналах [П5-П7] и 20 публикаций в сборниках трудов и тезисов конференций.

Апробация диссертационной работы

Результаты работы представлены на 21 докладе на научных конференциях в России и за рубежом: Международный симпозиум по магнетизму «MISM» (Москва, 2011, 2014), Международная конференция по метаматериалам, фотонным кристаллам и плазмонике «META 2014» (Сингапур, 2014), Международная конференция по оптике «CAOL 2013» (Судак, 2013), Международный симпозиум по магнетизму и оптике «MORIS 2013» (Сайтама, Япония, 2013), Международная школа по плазмонике «Summer School on Plasmonics 3» (Каржез, Франция, 2013), Международная конференция «Days on diffraction 2012» (Санкт-Петербург, 2012), Международная конференция «ICONO/LAT 2013» (Москва, 2013), Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики» (Санкт-Петербург, 2010, 2012), Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» (Москва, 2011, 2013), Международная школа для молодых ученых «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия»

(Казань, 2010), Международная конференция молодых ученых «Ломоносов» (Москва, 2010, 2013), Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» (Москва, 2010, 2012, 2014).

Структура, объем и содержание работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы. Работа содержит 132 страницы, включает 59 рисунков, 3 таблицы и 165 библиографических ссылок.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Первая глава представляет собой обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных общим свойствам плазмон-поляритонов и методам активного управления их характеристиками, а также оптическим и магнитооптическим свойствам структурированных материалов, таких как фотонные кристаллы и плазмонные структуры. Также приводится описание процесса фотовозбуждения электронов металла фемтосекундным лазерным импульсом и соответствующего изменения диэлектрической проницаемости металла. В последней части главы приводится краткое описание численного метода связанных мод в пространстве Фурье (RCWA), использованного в работе для расчета оптических и магнитооптических свойств слоистых структур.

Во **второй главе** теоретически рассмотрено изменение характеристик импульса поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) малой интенсивности (сигнальный импульс) при его распространении в области неоднородности диэлектрической проницаемости металла, которая индуцируется вторым импульсом ППП высокой интенсивности (импульс накачки) и связана с процессами фотовозбуждения и последующей термализации электронов металла. Новизна предложенного подхода

заключается в использовании импульса ППП в качестве накачки: в работах других авторов по активному управлению характеристиками ППП посредством фотовозбуждения электронов металла предлагалось применять объемные лазерные импульсы большой интенсивности [1,2]. Физические причины модификации характеристик ППП в обоих подходах одинаковы: энергия электромагнитной волны частично поглощается электронами металла, что приводит к изменению их эффективной температуры; она, в свою очередь, определяет диэлектрическую проницаемость металла. Таким образом, при фотовозбуждении электронов металла меняется дисперсия поверхностной электромагнитной волны, что приводит к изменению характеристик сигнального импульса. Основными преимуществами использования импульса ППП в качестве накачки вместо лазерного импульса являются, во-первых, возможность уменьшения пространственных масштабов управления характеристиками сигнального ППП и, во-вторых, возможность уменьшения плотности энергии применяемого в экспериментах лазерного излучения за счет увеличения поглощения энергии оптических волн в металле при возбуждении ППП.

В начале главы проводится рассмотрение процессов фотовозбуждения и последующей термализации электронов металла при распространении импульса ППП высокой интенсивности. Величина изменения диэлектрической проницаемости металла $\Delta\epsilon_m$ зависит от энергии оптического импульса, поглощенной в металле, и, следовательно, от плотности энергии лазерного импульса накачки Φ_0 . Типичные значения плотностей энергии Φ_0 , при которых наблюдались относительные изменения диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_m/\epsilon_m$ до 7%, составляют 1,3-4 мДж/см². Такие большие значения Φ_0 необходимы из-за высоких значений коэффициента отражения металлических поверхностей и, как следствие, слабого поглощения энергии импульса накачки. При возбуждении ППП до 100% энергии объемного лазерного импульса переходит в поверхностную волну, и электромагнитное поле локализуется вблизи границы раздела металл/диэлектрик, что приводит к увеличению поглощения оптической энергии в металле. Поэтому, при распространении импульса ППП происходит большее изменение температуры электронов

ΔT_e , чем в случае объемного лазерного импульса при той же плотности энергии Φ_0 . Также при фотовозбуждении электронов импульсом ППП максимум индуцированного изменения диэлектрической проницаемости металла $\Delta\varepsilon_m$ движется вдоль границы металл/диэлектрик совместно с импульсом накачки, вдоль оси x . В главе приведено численное описание пространственно-временных изменений диэлектрической проницаемости металла $\Delta\varepsilon_m(x,t)$ с учетом экспериментальных данных из работ других авторов, а также спектральной зависимости $\Delta\varepsilon_m(\lambda)$, описанной теоретически в работе [3].

Далее в главе изложен вывод системы уравнений для медленно меняющихся амплитуд импульсов ППП накачки и сигнального. При выводе учтены дифракция, поглощение, нелинейное самовоздействие и индуцированная в металле неоднородность $\Delta\varepsilon_m$. В пренебрежении влиянием слабого сигнального импульса ППП на мощный импульс накачки, система уравнений для медленно меняющихся амплитуд импульсов A_j имеет вид:

$$\frac{\partial A_p}{\partial x} + iD_p \frac{\partial^2 A_p}{\partial \tau^2} - i\Delta\beta_p(x, \tau)A_p + \Gamma_p A_p = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial x} + \nu \frac{\partial A_s}{\partial \tau} + iD_s \frac{\partial^2 A_s}{\partial \tau^2} - i\Delta\beta_s(x, \tau)A_s + \Gamma_s A_s = 0, \quad (2)$$

где $\tau = t - x/u_p$ – временная координата, связанная с групповой скоростью импульса накачки $u_p = (\partial\omega/\partial\beta)|_{\omega_p}$; значение $\tau = 0$ фс соответствует центру импульса накачки; индексы p и s относятся к импульсам ППП накачки и сигнальному соответственно; $D_j = 0,5(\partial^2\beta_j/\partial\omega^2)|_{\omega_j}$ – коэффициент дисперсии групповой скорости; $\nu = 1/u_s - 1/u_p$ – расстройка групповых скоростей импульсов; Γ_j – мнимая часть постоянной распространения β_j , $\Delta\beta_j$ имеет вид:

$$\Delta\beta_j(x, \tau) = \frac{\Delta\varepsilon_m(A_p, \omega_j, x, \tau)\beta_{0j}^3}{2\varepsilon_m^2(\omega_j)k_{0j}^2}, \quad (3)$$

k_{0j} – волновое число света в воздухе на центральной частоте импульса ω_j .

Далее в главе приводятся результаты решения системы (1-2) и анализ изменений временной задержки между импульсами ППП и их длительностей. При численном решении системы изменялись начальные

задержка между импульсами τ_c и начальной длительности каждого из импульсов τ_{0pump} и τ_{0s} . На Рис. 1 представлены результаты численного расчета относительного сжатия сигнального импульса $\eta = (\tau_{of} - \tau_{0s})/\tau_{0s}$, где τ_{of} – конечная длительность сигнального импульса ППП (Рис. 1(а)), и смещения центра сигнального импульса по сравнению со случаем слабой накачки (Рис. 1(б)) при изменении начальной задержки между импульсами τ_c .

В результате продемонстрировано, что итоговые длительности импульсов плазмон-поляритонов после взаимодействия зависят от начальной временной задержки между ними. Обнаружено, что конечная длительность импульса после распространения может изменяться на 30% по сравнению с начальной. Показано, что изменение временной задержки между двумя фемтосекундными импульсами плазмон-поляритонов зависит от параметров импульсов и может составлять до 25 фс.

Третья глава посвящена рассмотрению особенностей магнитооптических эффектов – эффекта Фарадея, экваториального эффекта Керра и обратного эффекта Фарадея – при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов. Глава состоит из трех частей.

В первой части главы рассмотрены возникновение намагниченности

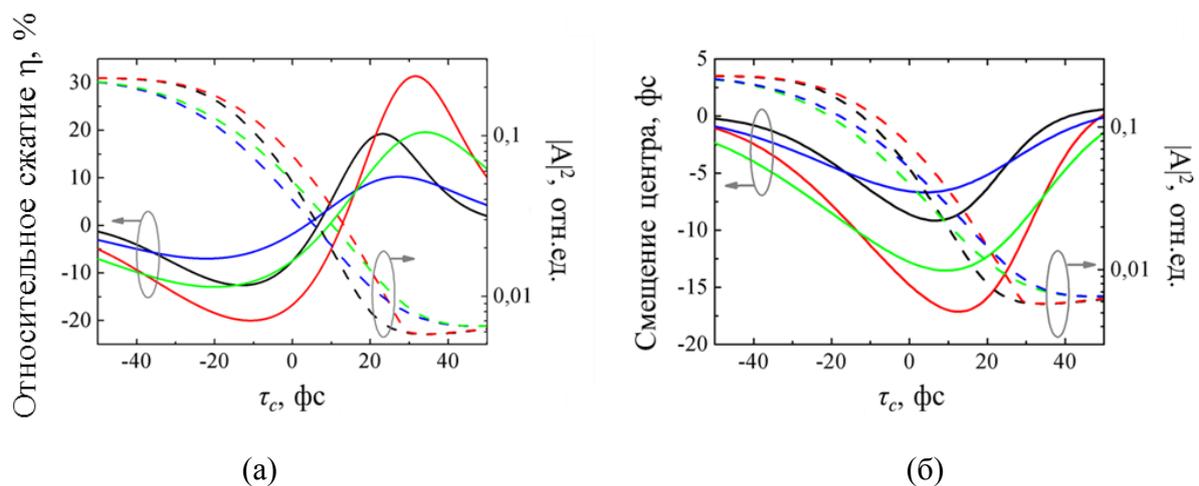


Рис.1. Зависимости (а) величины относительного сжатия сигнального импульса η и (б) смещения его центра от начальной задержки между импульсами ППП для их различных начальных длительностей (черные линии: $\tau_{0pump} = \tau_{0s} = 30$ фс; красные линии: $\tau_{0pump} = 30$ фс, $\tau_{0s} = 45$ фс; синие линии: $\tau_{0pump} = 45$ фс, $\tau_{0s} = 30$ фс; зеленые линии: $\tau_{0pump} = \tau_{0s} = 45$ фс;). Конечная амплитуда сигнального импульса ППП для каждого случая изображена пунктирной линией.

структуры вследствие обратного эффекта Фарадея при распространении уединенного плазмон-поляритона и особенности эффекта при интерференции нескольких плазмон-поляритонов. Для появления намагниченности материала вследствие обратного эффекта Фарадея необходимо, чтобы распространяющаяся в среде электромагнитная волна имела ненулевое векторное произведение $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$, где \mathbf{E} – комплексная амплитуда напряженности электрического поля волны, астериск означает комплексное сопряжение [4,5]. Для объемных волн ненулевое произведение $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ означает наличие эллиптичности. В поверхностных плазмон-поляритонах компонента напряженности электрического поля, направленная вдоль границы раздела сред, и компонента, перпендикулярная этой границе, смещены друг относительно друга по фазе на $\pi/2$. Следовательно, даже при распространении уединенного плазмон-поляритона модуль векторного произведения $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ не равен нулю. Также он не меняется со временем и постоянен вдоль всей границы раздела.

Наряду со случаем распространения уединенного ППП в главе рассмотрено изменение векторного произведения $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ в тех случаях, когда на границе раздела металл/диэлектрик возбуждаются два поверхностных плазмона и более. Вследствие интерференции нескольких поверхностных плазмон-поляритонов произведение $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ уже

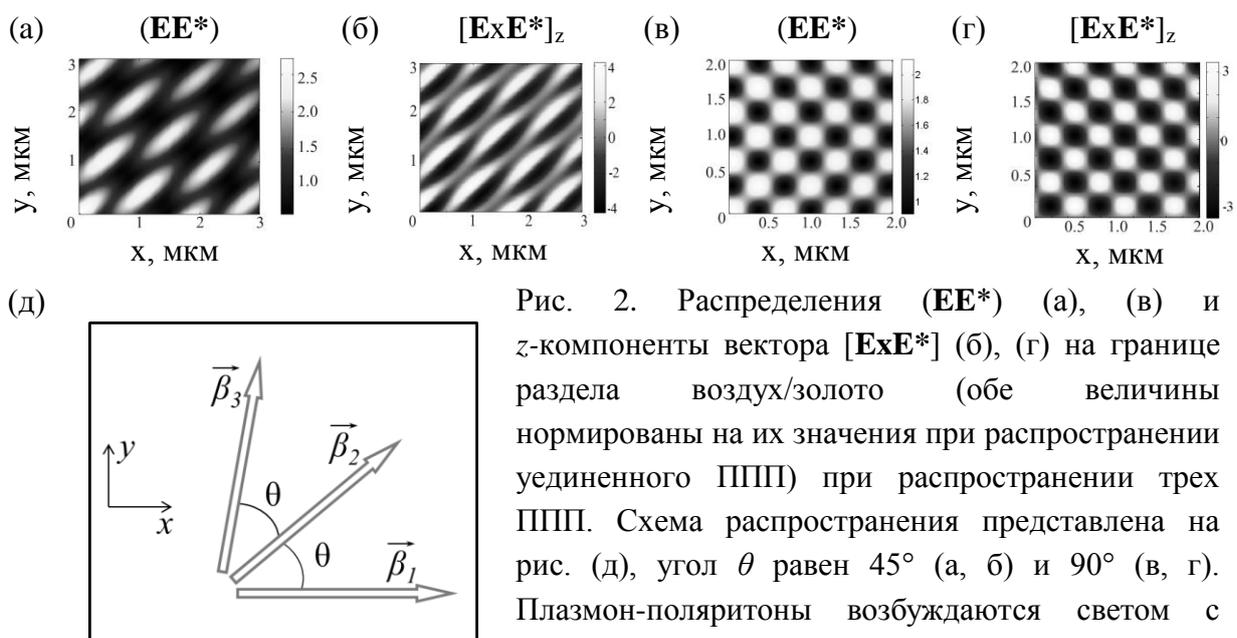


Рис. 2. Распределения $(\mathbf{E}\mathbf{E}^*)$ (а), (в) и z -компоненты вектора $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ (б), (г) на границе раздела воздух/золото (обе величины нормированы на их значения при распространении уединенного ППП) при распространении трех ППП. Схема распространения представлена на рис. (д), угол θ равен 45° (а, б) и 90° (в, г). Плазмон-поляритоны возбуждаются светом с длиной волны 640 нм.

пространственно неоднородно вблизи границы сред (Рис. 2). Также вектор $\mathbf{m} \sim [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$, а, следовательно, и намагниченность, приобретаемая образцом вследствие обратного эффекта Фарадея, уже не лежат в плоскости, параллельной границе раздела сред, и имеют ненулевую компоненту, ортогональную этой границе. Одновременно с этим происходит локальное изменение интенсивности электрического поля в областях, размерами порядка $\lambda/3$, где λ – длина волны света в воздухе, возбуждающего ППП.

Во второй части главы рассмотрено взаимодействие двух плазмонных мод, возбуждаемых на противоположных границах золотой решетки, и влияние каждой из мод на величину экваториального эффекта Керра в магнитоплазмонном кристалле, содержащем слой магнитного диэлектрика (Рис. 3(а)).

При возбуждении ППП на границе золото/воздух экспериментально наблюдается ненулевое значение магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Это происходит вблизи точек пересечения дисперсионных кривых ППП на противоположных границах золотой решетки (Рис. 3(в)). Предположительно, величина ЭЭК при возбуждении ППП на границе золото/воздух не должна быть столь значительной, т.к. электромагнитное поле волны в этом случае локализуется, в основном, в воздухе и слабо взаимодействует с магнитным диэлектриком.

Наличие ненулевого ЭЭК при возбуждении ППП на границе воздух/металл при одновременном возбуждении ППП на границе металл/магнитный диэлектрик может быть объяснено в терминах модели связанных осцилляторов. В рамках этой модели ППП, возбуждаемые на двух границах металлической решетки, можно рассматривать как два осциллятора, которые связаны друг с другом из-за конечной толщины решетки и наличия воздушных щелей. Тогда собственные частоты каждой из плазмонных мод описываются выражением:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left(\omega_a^2 + \omega_b^2 \pm \sqrt{(\omega_a^2 - \omega_b^2)^2 + 4\eta_1\eta_2} \right), \quad (4)$$

где ω_a и ω_b – парциальные частоты осцилляторов, т.е. частоты ППП на границе воздух/металл и металл/магнитный диэлектрик соответственно, $\eta_{1,2}$ – коэффициенты связи, зависящие от параметров решетки. Если ω_a и

ω_b различаются между собой значительно, т.е. $|\omega_a^2 - \omega_b^2| \gg \sqrt{\eta_1 \eta_2}$, тогда оба ППП почти не связаны друг с другом и $\omega_{\pm} \approx \omega_a, \omega_b$. По мере того, как ω_a и ω_b становятся ближе друг к другу, взаимодействие ППП на двух границах усиливается, и ω_{\pm} начинает зависеть от каждой из частот ω_a и ω_b . Резонансная частота ω_b зависит от намагниченности образца. Следовательно, из-за наличия связи между двумя модами, обе частоты ω_{\pm} смещаются при наличии внешнего магнитного поля. Поэтому вблизи пересечения двух дисперсионных кривых ППП на границах металл/воздух и металл/магнитный диэлектрик происходит усиление величины ЭЭК для каждой из мод.

На рис. 3(б) изображено распределение магнитного поля световой волны вблизи решетки при возбуждении двух мод ППП ($\theta = 49^\circ$, энергия фотона 1,38 эВ). Приведенное распределение поля подтверждает написанные выше рассуждения об одновременном возбуждении ППП на обеих границах воздух/металл и металл / магнитный диэлектрик.

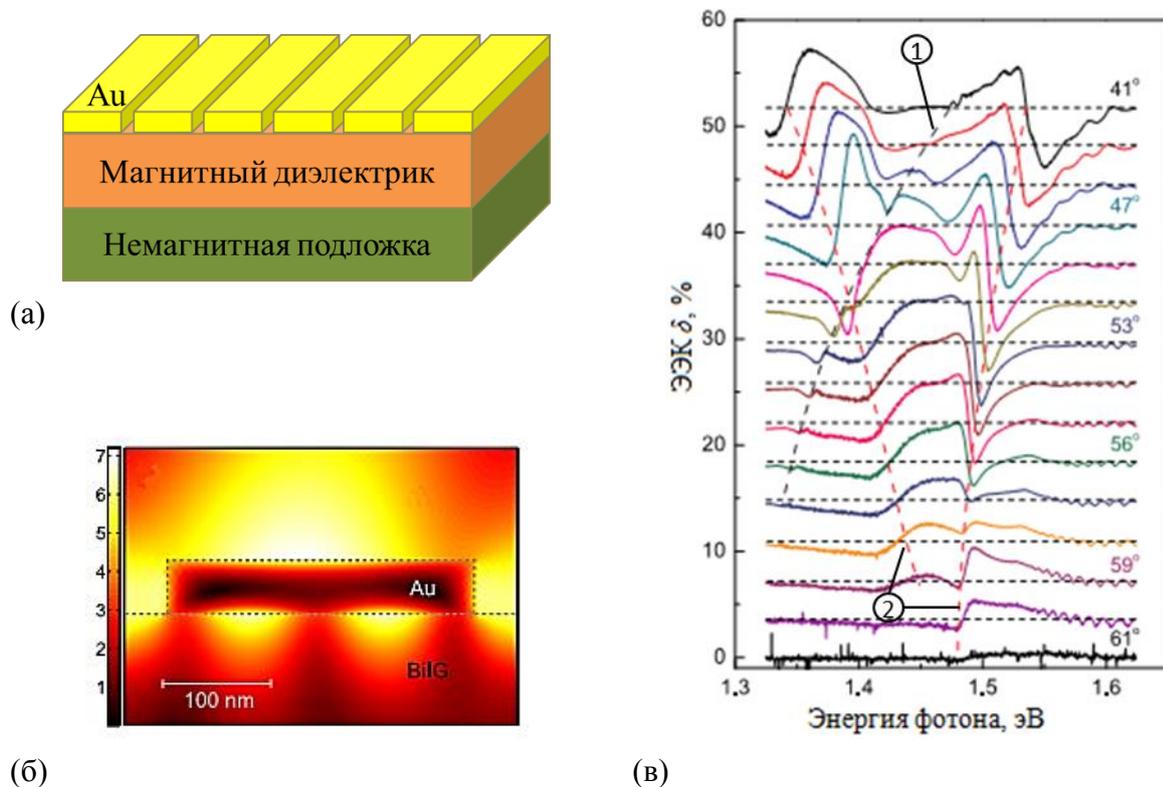


Рис. 3. (а) Схема исследуемого плазмонного кристалла с магнитным слоем. (б) Численно рассчитанное распределение квадрата модуля напряженности магнитного поля $|\mathbf{H}|^2$ при пересечении дисперсий ППП на разных границах золота. (в) Величина экваториального эффекта Керра в прошедшем свете при углах падения от 41° до 61° .

В третьей части главы изложены результаты экспериментального исследования оптических и магнитооптических свойств структур, представляющих собой одномерные магнитофотонные кристаллы (МФК), покрытые одномерными плазмонными решетками.

В начале раздела дано описание исследуемого экспериментального образца МФК с плазмонным покрытием (Рис. 4(а)); приведено описание созданной экспериментальной установки для измерения магнитооптических эффектов Фарадея и экваториального эффекта Керра. Далее описываются экспериментально наблюдаемые особенности оптических спектров одномерного МФК с плазмонной решеткой, проводится сравнение со структурой без решетки. В периодических структурах исследуемого типа одновременно возбуждаются оптические резонансы, связанные с поверхностными плазмон-поляритонами на границах металлической решетки и модами магнитофотонного кристалла (Рис. 4(б)). Возбуждение таких мод приводит к появлению новых резонансов в спектрах коэффициентов отражения и пропускания структуры внутри фотонной запрещенной зоны. Вблизи новых особенностей оптических спектров наблюдается появление и резонансное усиление магнитооптических эффектов Фарадея и Керра (Рис. 5). Резонансное возрастание угла фарадеевского вращения составляет до 50% и происходит за счет увеличения добротности микрорезонатора при

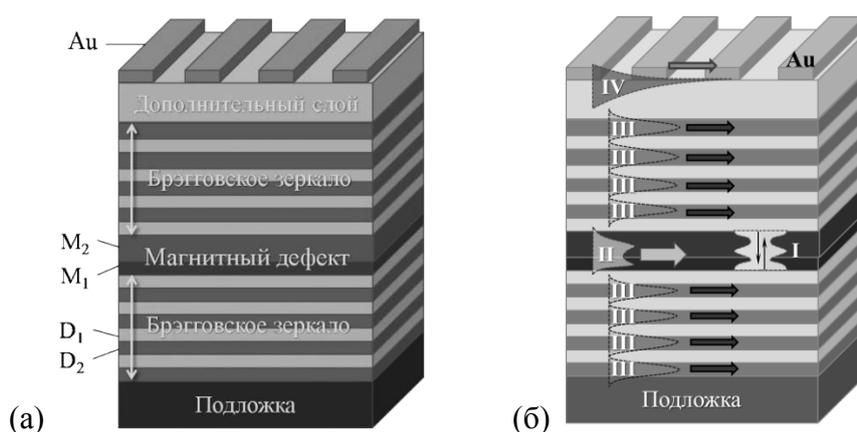


Рис. 4. (а) Схематическое изображение исследуемой структуры и (б) ее собственных оптических мод: (I) мода микрорезонатора Фабри-Перо, (II) волноводная мода магнитного слоя, (III) волноводные моды, локализованные в слоях с большим показателем преломления, (IV) поверхностные плазмон-поляритоны на границах раздела золото/диэлектрик.

нанесении золотой решетки. Величина экваториального эффекта Керра резонансно увеличивается в два раза по сравнению со случаем отсутствия золотой решетки на поверхности МФК.

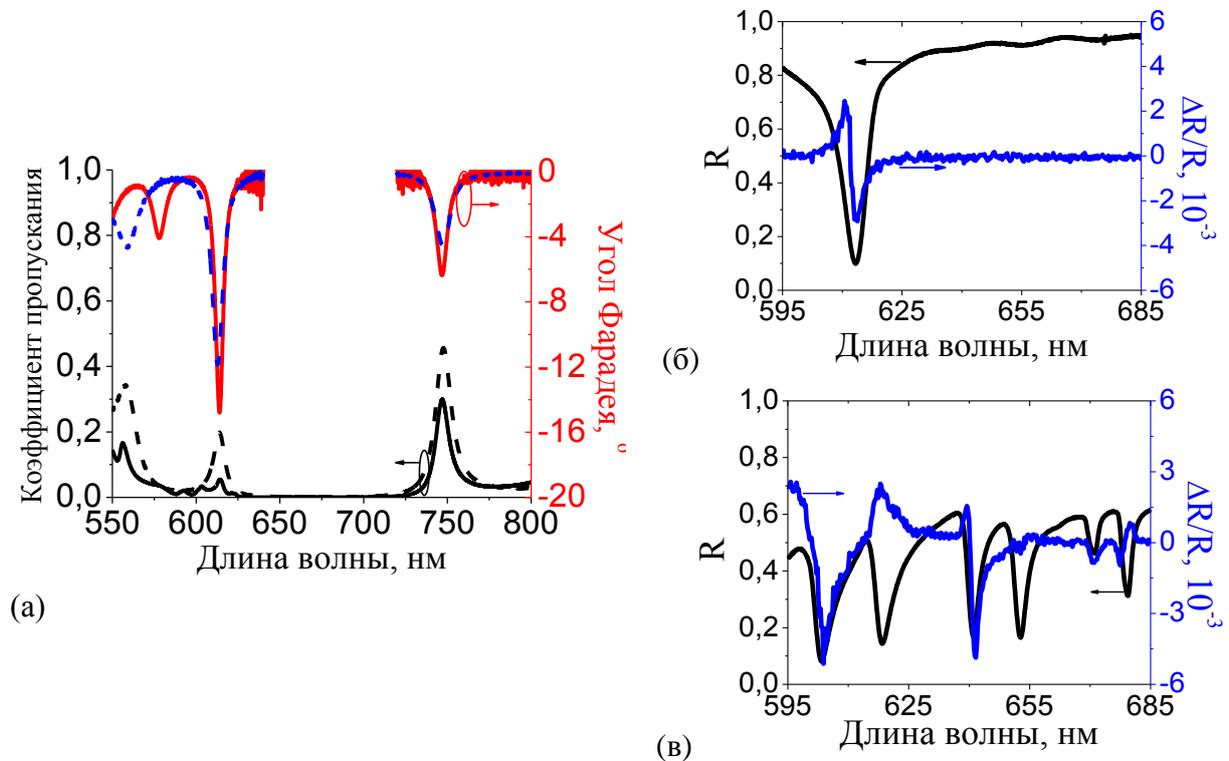


Рис. 5. (а) Экспериментальные спектры коэффициента пропускания и угла Фарадея МФК с нанесенной плазмонной решеткой (сплошные линии) и без нее (пунктирные линии). Падение света нормальное, поляризация перпендикулярна щелям золотой решетки.

(б, в) Экспериментальные оптические спектры (левая шкала) и магнитооптические спектры ЭЭК (правая шкала) в отражении для МФК без золотой решетки (б) и МФК с решеткой (в) при угле падения света 10° . Падающий свет имеет ТМ-поляризацию.

В четвертой главе рассмотрены особенности взаимодействия оптических мод плазмонной решетки и акустической волны, распространяющейся в многослойной структуре. Случаи, когда акустическая волна распространяется в однородной среде и модулирует оптические свойства плазмонной решетки, нанесенной на поверхность подложки, рассматривались ранее в работах других авторов [6,7]. В главе приведены результаты исследования для случая, когда подложка является многослойной периодической структурой и представляет собой акустическую сверхрешетку с приповерхностным дефектом и нанесенной на дефект плазмонной решеткой (Рис. 6). В такой структуре происходит

локализация акустической энергии в слое дефекта, что приводит к увеличению эффективности взаимодействия плазмонных и акустических волн.

Слоистая периодическая структура, являющаяся подложкой одномерной плазмонной решетки, представляет собой акустическую сверхрешетку. Она состоит из периодической последовательности чередующихся слоев материалов «1» и «2», имеющих толщины d_1 и d_2 соответственно; период сверхрешетки равен $d = d_1 + d_2$. На верхней грани сверхрешетки

расположен дополнительный слой материала «1» толщиной L , который представляет собой дефект периодической структуры – акустическую полость. Материалы «1» и «2» имеют различающиеся между собой константы упругости, что приводит к формированию области запрещенных частот для фононов в сверхрешетке [8]. Это явление аналогично формированию фотонной запрещенной зоны в фотонных кристаллах. Верхний слой толщины L , как сказано выше, играет роль дефекта сверхрешетки, и внутри фононной запрещенной зоны появляется узкий энергетический уровень для фононов – аналог оптического состояния Гамма для фотонов в фотонных кристаллах [9]. Возбуждение такого фононного приповерхностного состояния приводит к локализации энергии акустической волны вблизи плазмонной решетки. Это повышает эффективность фонон-плазмонного взаимодействия и приводит к увеличению эффективности воздействия высших гармоник акустического импульса на оптический отклик структуры.

Взаимодействие акустической волны, локализованной внутри полости, и электромагнитного поля, локализованного вблизи

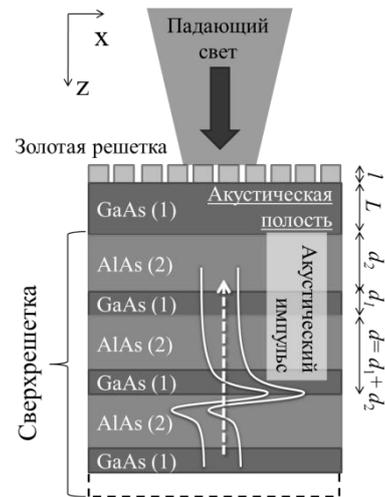


Рис. 6. Схема рассматриваемой акусто-плазмонной структуры. l – толщина золотой решетки; d_1 и d_2 – толщины материалов (1) и (2), составляющих акустическую сверхрешетку; L – толщина акустической полости из материала (1).

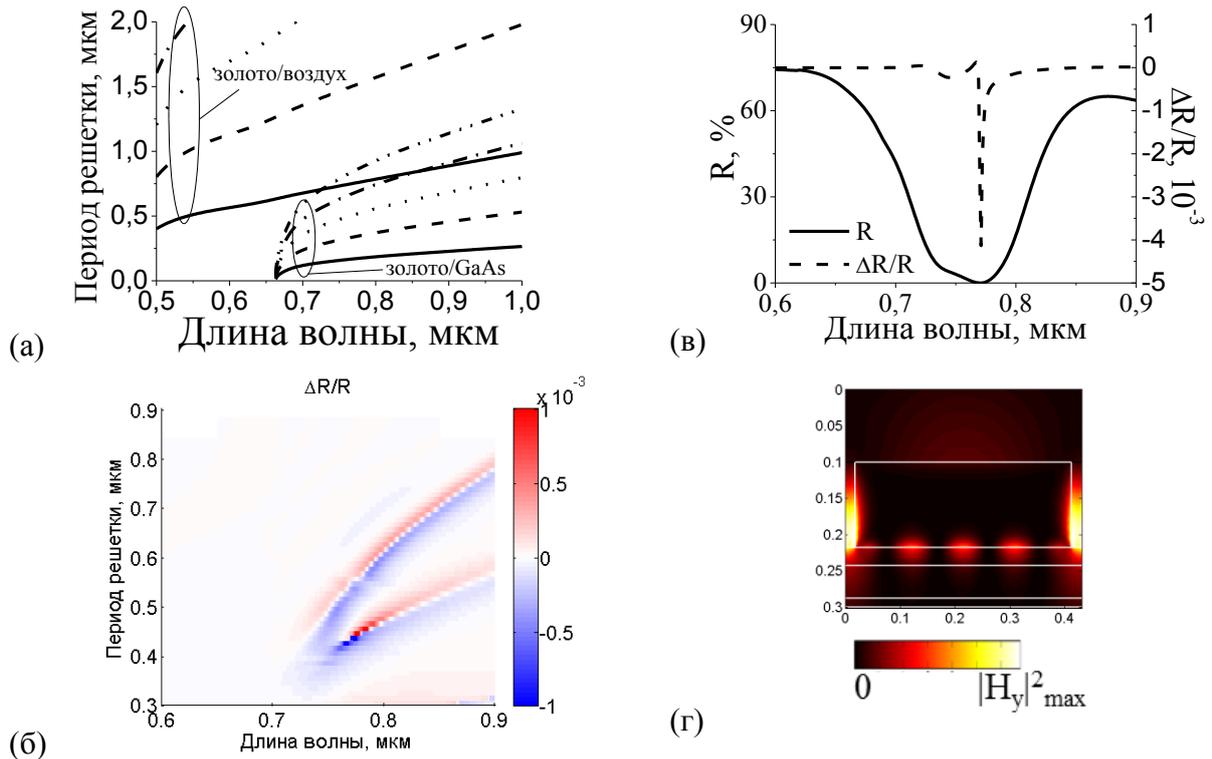


Рис. 7. (а) Дисперсионные характеристики поверхностных плазмон-поляритонов на границах золото-воздух и золото-GaAs, рассчитанные в приближении пустой решетки; (б) зависимость относительного изменения коэффициента отражения структуры от длины волны падающего света и периода золотой решетки. (в) Спектры коэффициента отражения R структуры (сплошная линия) и его относительного изменения при возбуждении в сверхрешетке акустической волны для случая, когда дисперсионные зависимости двух ППП находятся близко друг к другу (период решетки 430 нм, см. (б)). (г) пространственной распределение магнитной компоненты поля, соответствующее максимальному значению величины $\Delta R/R$.

металлической решетки за счет возбуждения собственных оптических мод решетки, происходит за счет двух эффектов. Первый – фотоупругие возмущения диэлектрической проницаемости материалов в акустической полости и акустической сверхрешетке. Второй – изменение толщины металлической решетки δl . Оба типа изменений приводят к модуляции условий возбуждения собственных оптических мод в решетке и модуляции коэффициента отражения структуры. Для структуры без плазмонной решетки модуляция коэффициента отражения $\Delta R/R$ не превышает $4 \cdot 10^{-5}$ в диапазоне длин волн 600-900 нм.

В результате численного моделирования показано, что зависимости спектрального положения резонансов величины $\Delta R/R$ повторяют

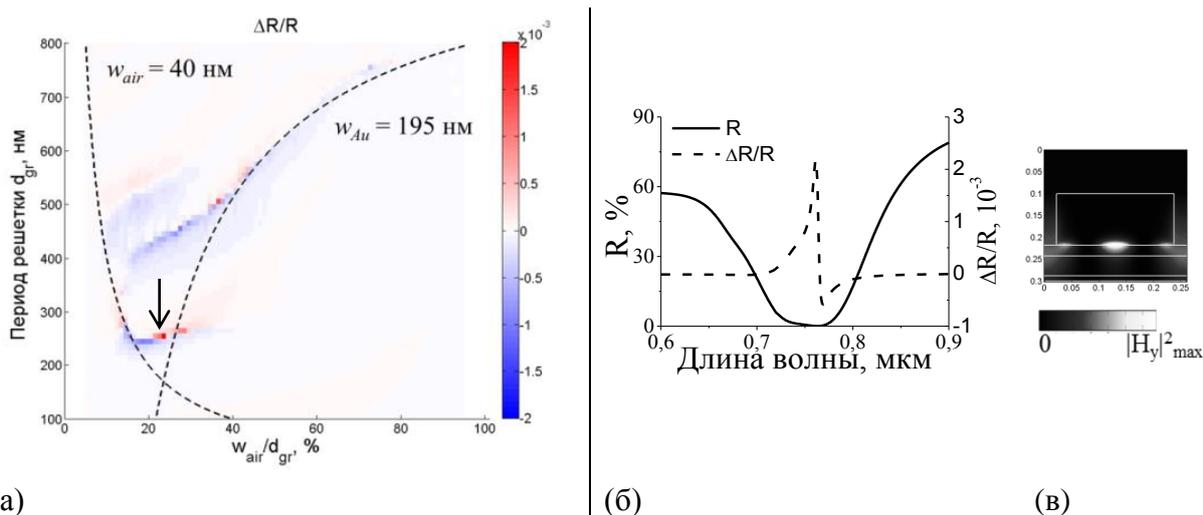


Рис. 8. (а) Зависимость величины $\Delta R/R$ от периода решетки d_{gr} и относительной ширины воздушной щели w_{gr} . Стрелкой указан резонанс $\Delta R/R_0$ с наибольшей амплитудой. Пунктирными линиями изображены кривые $w_{Au}=\text{const}$ и $w_{air}=\text{const}$, где w_{Au} – ширина золотой полоски, w_{air} – ширина воздушной щели в золотой решетке. (б) Спектр коэффициента отражения R и величины $\Delta R/R$ при параметрах золотой решетки, соответствующих точке, указанной стрелкой на рис.(а). (в) пространственной распределение магнитной компоненты поля, соответствующее максимальному значению величины $\Delta R/R$.

дисперсионные зависимости поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых на нижней границе решетки (Рис. 7). При этом величина $\Delta R/R$ резонансно возрастает почти на два порядка по сравнению со случаем отсутствия плазмонной решетки.

Также резонансное увеличение величины $\Delta R/R$ происходит при возбуждении локализованных плазмонных мод структуры, когда величина воздушного зазора между металлическими полосками становится значительной, и возбуждения распространяющихся ППП не происходит. Спектральное положение пиков величины $\Delta R/R$ при этом определяется шириной металлических полос решетки (Рис. 8). Так же, как и при возбуждении распространяющихся ППП в решетке, величина $\Delta R/R$ возрастает на два порядка по сравнению со случаем отсутствия плазмонной решетки.

В Заключении сформулированы **основные результаты** диссертационной работы, которые заключаются в следующем:

1. Проанализировано влияние фотовозбуждения электронов металла фемтосекундным плазмонным импульсом накачки на длительность и форму сигнального плазмонного импульса и на временную задержку между двумя плазмонными импульсами. Продемонстрирована зависимость длительности сигнального импульса от временной задержки между плазмонными импульсами. При взаимодействии плазмонных импульсов длительность сигнального импульса изменяется на 30%, если плотность энергии лазерного импульса накачки составляет $1,5 \text{ мДж/см}^2$. При этом изменение временной задержки между импульсами зависит от параметров импульсов и достигает 25 фс.
2. Выявлено, что поверхностная плазмонная волна, распространяющаяся вдоль границы между металлом и магнитным диэлектриком, влияет на состояние намагниченности магнитного диэлектрика за счет обратного эффекта Фарадея. Аналитически показано, что в результате интерференции нескольких плазмон-поляритонов происходит локальное усиление обратного эффекта Фарадея в областях с размерами порядка 100 нм при возбуждении плазмонов светом с длиной волны, лежащей в оптическом диапазоне.
3. Развита теоретическая модель, описывающая экспериментально наблюдаемый магнитооптический экваториальный эффект Керра в плазмонных кристаллах при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл/воздух. Причина возникновения эффекта состоит во взаимодействии плазмон-поляритонов на границах металл/воздух и металл/магнитный диэлектрик. При этом наблюдаемое относительное изменение коэффициента прохождения, вызванное перемагничиванием структуры, достигает 8,5%.
4. Экспериментально и численно исследованы особенности магнитооптического эффекта Фарадея и экваториального эффекта Керра в магнитофотонных кристаллах с плазмонным покрытием. Экспериментально продемонстрировано резонансное усиление

магнитооптических эффектов в несколько раз при возбуждении волноводных мод, локализованных в брэгговских зеркалах и микрорезонаторном слое.

5. Теоретически исследованы особенности резонансной модуляции оптического коэффициента отражения акустической сверхрешетки с плазмонным покрытием при взаимодействии поверхностных плазмонных и акустических мод. Показано, что вызванная акустическими волнами модуляция оптического коэффициента отражения возрастает в несколько десятков раз при одновременном возбуждении щелевых и локализованных плазмонных мод металлической решетки по сравнению со случаем ее отсутствия на поверхности акустической сверхрешетки.

Список основных публикаций по теме диссертации

- П1. Khokhlov N.E., Ignatyeva D.O., and Belotelov V.I. Plasmonic pulse shaping and velocity control via photoexcitation of electrons in a gold film // Optics Express, V. 22, №. 23, p. 28019 (2014)
- П2. Pohl M., Kreilkamp L.E., Belotelov V.I., Akimov I.A., Kalish A.N., Khokhlov N.E., Yallapragada V.J., Gopal A.V., Nur-E-Alam M., Vasiliev M., Yakovlev D.R., Alameh K., Zvezdin A.K. and Bayer M. Tuning of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetoplasmonic crystals // New Journal of Physics V. 15, p. 075024 (2013)
- П3. Khokhlov N.E., Belotelov V.I., Kalish A.N., Zvezdin A.K. Surface Plasmon Polaritons and Inverse Faraday Effect // Solid State Phenomena V. 190, p.369-372 (2012)
- П4. Хохлов Н.Е., Белотелов В.И., Калиш А.Н., Звездин А.К. Обратный эффект Фарадея в плазмонных пленках // Вестник МГУ: серия 3 Физика. Астрономия, № 3, с. 31-34 (2011). (Khokhlov N.E., Belotelov V.I., Kalish A.N., Zvezdin A.K. Inverse Faraday Effect in plasmonic films. // Allerton Press, Inc. Moscow University Physics Bulletin, Vol. 66, No. 3, pp. 238-241, (2011))
- П5. Хохлов Н.Е., Игнатъева Д.О., Белотелов В.И., Сухоруков А.П. Управление формой и скоростью импульса плазмон-поляритонов посредством фотовозбуждения электронов металла // Ученые записки физического факультета Московского университета, № 4,

144336 (2014)

- П6. Khokhlov N.E., Belotelov V.I., Glavin B.A. Shift of surface plasmon-polaritons resonances via acoustic waves in hybrid metal-semiconductor structures // Proceedings of the International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL, Sudak, Ukraine, 9-13 September 2013, IEEE Xplore, p. 245 – 247 ISSN: 2160-1518, DOI: 10.1109/CAOL.2013.6657595
- П7. Хохлов Н.Е., Белотелов В.И., Акимов I.A., Pohl M., Bayer M., Звездин А.К. Управление распространением поверхностных плазмон-поляритонов // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия: XV Международная молодежная научная школа 24-26 октября 2011г.: сборник статей – Казань: Казан. ун-т – Вып. XV. – с. 170-173 (2011)

Список цитируемой литературы

1. MacDonald K.F. et al. Ultrafast active plasmonics // Nat. Photonics, 2008. Vol. 3, № 1. P. 55–58.
2. Rotenberg N., Caspers J.N., van Driel H.M. Tunable ultrafast control of plasmonic coupling to gold films // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80, № 24.
3. Marini A. et al. Ultrafast nonlinear dynamics of surface plasmon polaritons in gold nanowires due to the intrinsic nonlinearity of metals // New J. Phys. 2013. Vol. 15, № 1. P. 013033.
4. Питаевский Л.П. Электрические силы в прозрачной среде с дисперсией // ЖЭТФ. 1960. Т 39. с. 1450–1458.
5. Абдулаев А.Ш., Фролов А.А. К теории обратного эффекта Фарадея в неоднородной плазме // Письма в ЖЭТФ. Т. 33, № 2. с. 107–108.
6. Brüggemann C. et al. Studying periodic nanostructures by probing the in-sample optical far-field using coherent phonons // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101, № 24. P. 243117.
7. Chen H.-P. et al. Femtosecond laser-ultrasonic investigation of plasmonic fields on the metal/gallium nitride interface // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97, № 20. P. 201102.
8. Zhu Y., Ming N. Ultrasonic excitation and propagation in an acoustic superlattice // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 72, № 3. P. 904–914.
9. Виноградов А.П. и др. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // УФН. 2010. Т. 180. С. 249–263.