

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

на правах рукописи
УДК 535.421/535.56

Белотелов Владимир Игоревич

ПЛАЗМОННЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ
С ПЕРЕСТРАИВАЕМЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

01.04.03 — радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва — 2012

*Светлой памяти моей мамы
Белотеловой Нины Ивановны*

Оглавление

Введение. Цели и задачи диссертационной работы	6
Глава I	
Общие вопросы оптики и магнитооптики периодических наноструктурированных материалов и методы расчета	19
1. Магнитооптические свойства однородных сред	19
1.1. Описание магнитооптических эффектов в классической электродинамике	19
1.2. Магнитооптические поляризационные эффекты.....	20
1.3. Магнитооптические интенсивностные эффекты.....	25
1.4. Обратные магнитооптические эффекты.....	27
2. Усиление магнитооптических эффектов в фотонных кристаллах.....	30
2.1. Фотонные кристаллы.....	30
2.2. Магнитные фотонные кристаллы.....	32
3. Поверхностные плазмон-поляритоны.....	35
3.1. Плазмон-поляритонные волны в гладких пленках.....	35
3.2. Поверхностные плазмоны в металло-диэлектрических решетках.....	41
4. Магнитооптические эффекты в плазмонных структурах.....	44
4.1. Экваториальный эффект Керра.....	44
4.2. Поляризационные эффекты.....	48
5. Оптическое возбуждение электронов в благородных металлах.....	52
6. Методы расчета оптических свойств периодических наноструктур.....	55
6.1. Метод матриц переноса.....	55
6.2. Метод связанных мод в пространстве Фурье (RCWA).....	60
6.3. Метод матрицы рассеяния.....	65
6.4. Метод конечных разностей во временной области (FDTD).....	67

Глава II

Магнитооптические интенсивностные эффекты в плазмонных кристаллах

1. Двухслойная гетероструктура: [перфорированный металл]/[однородный магнитный диэлектрик]	71
2. Электромагнитные моды в немагнитном плазмонном кристалле	73
2.1. Волноводные моды и распространяющиеся плазмонные моды	73
2.2. Локализованные плазмонные моды в щелях, отверстиях и вблизи металлических полос	77
3. Магнитооптические эффекты в плазмонном кристалле, намагниченном в экваториальной конфигурации	78
3.1. Плазмонные и волноводные моды в слоистых структурах с поперечной намагниченностью	78
3.1.1. Дисперсия плазмон-поляритона на границе двух полубесконечных сред	78
3.1.2. Волноводные моды и поверхностные плазмон-поляритоны в металло-диэлектрической пленке с волноводящим слоем	81
3.2. Явление магнитооптической невзаимности в плазмонном кристалле ...	82
3.3. Матрица рассеяния и резонансы Фано	85
3.4. Экваториальный эффект Керра в плазмонном кристалле	87
3.4.1. Аналитическое рассмотрение	87
3.4.2. Электромагнитное моделирование	90
3.4.3. Зависимость экваториального эффекта Керра от толщины диэлектрической пленки. Влияние волноводных мод	96
3.5. Экспериментальное наблюдение экваториального эффекта Керра	98
3.5.1. Исследуемый образец и метод его изготовления	98
3.5.2. Экспериментальная установка и методика измерения	99
3.5.3. Гигантский экваториальный эффект Керра	101
3.5.4. Наблюдение экваториального эффекта Керра как метод исследования спектров поверхностных плазмонов	104
4. Магнитооптические эффекты в плазмонном кристалле, намагниченном в ме-	

ридиональной конфигурации	110
4.1. Магнитооптические интенсивностные эффекты в меридиональной конфигурации в однородных пленках	110
4.2. Собственные волны в плазмонном кристалле, намагниченном в плоскости пленки и перпендикулярно щелям	112
4.2.1. Случай однородного металла	112
4.2.2. Пространственная симметрия мод плазмонного кристалла	115
4.2.3. Причина возникновения четного и нечетного по намагниченности интенсивностных эффектов	116
4.3. Экспериментальное наблюдение магнитооптического меридионального интенсивностного эффекта в плазмонных кристаллах	119
4.3.1. Нечетный и четный меридиональные интенсивностные эффекты	119
4.3.2. Проявление эффекта в ближнем оптическом поле	124
4.3.3. Свойства нечетного и четного меридиональных интенсивностных эффектов	129
4.3.4. Методы усиления четного меридионального интенсивностного эффекта	131

Глава III

Эффект Фарадея в плазмонных кристаллах	136
1. Теоретическое рассмотрение.....	136
1.1. Собственные волны в плазмонном кристалле, намагниченном перпендикулярно поверхности	136
1.2. Качественная модель резонансного усиления эффекта Фарадея	137
1.3. Эффект Фарадея в одномерном плазмонном кристалле	139
1.4. Эффект Фарадея в двумерном плазмонном кристалле	146
2. Экспериментальное наблюдение эффекта Фарадея	149
2.1. Образцы и методика измерений	149
2.2. Резонансное усиление эффекта Фарадея при возбуждении плазмонно-волноводных мод	152

Глава IV

Магнитооптические эффекты в фотонных кристаллах 158

1. Основные уравнения и задача на собственные значения для магнитооптической среды	158
2. Собственные функции оператора $\hat{H}$ и их симметрия	162
2.1. Два типа мод оператора $\hat{H}$	162
2.2. Симметрия собственных функций	163
3. Зонная структура 2D фотонных кристаллов в отсутствие внешнего магнитного поля	166
3.1. Методика вычисления	166
3.1.1. ТЕ – поляризация	166
3.1.2. ТМ – поляризация	167
3.2. Расчет фотонных зон	168
4. Теория возмущений	172
5. Магнитооптические свойства фотонных кристаллов	174
5.1. Геометрия Фарадея	174
5.2. Геометрия Фохта. Магнитное двулучепреломление	182
6. Эффект Фарадея в одномерных фотонных кристаллах	184
6.1. Аналитическая формула	184
6.2. Оптимизация магнитного фотонного кристалла для оптического затвора	187
6.3. Магнитные фотонные кристаллы для сенсоров магнитного поля	190

Глава V

Обратные магнитооптические эффекты в периодических наноструктурах 202

1. Эффективное магнитное поле, создаваемое поверхностным плазмон-поляритоном	202
2. Усиление обратного эффекта Фарадея в плазмонных кристаллах	204
3. Обратный эффект Фарадея в диэлектрических решетках с волноводным слоем	209

4. Обратный экваториальный эффект Керра	213
Глава VI	
Оптическое и акустическое управление плазмонными резонансами	222
1. Управление плазмонными резонансами посредством импульсов лазерного излучения	222
1.1. Экспериментальная установка и методика измерений	222
1.2. Оптические свойства плазмонного кристалла	225
1.3. Сравнение четырех основных конфигураций поляризации импульсов накачки и зондирования	229
1.4. Сверхбыстрые изменения оптических свойств плазмонного кристалла ...	231
2. Модуляция плазмонных резонансов посредством импульсов субтерагерцовых акустических волн	238
Глава VII	
Динамика поверхностных плазмон-поляритонов в металло-диэлектрических структурах	249
1. Уравнения, описывающие динамику плазмонного пакета	249
2. Особенности движения плазмонного волнового пакета, дисперсия которого зависит от пространственных координат	253
3. Поверхностные плазмон-поляритоны в плазмонных кристаллах, содержащих гладкий металл и диэлектрическую решетку	257
4. Блоховские осцилляции плазмонных импульсов	263
5. Различные варианты распространения плазмонного пакета	267
6. Туннелирование плазмонного пакета	270
Заключение	277
Список литературы	284

Введение. Цели и задачи диссертационной работы

Диссертационная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию взаимодействия оптического излучения с периодическими наноструктурами, оптические свойства которых могут быть модифицированы посредством внешнего воздействия: магнитного поля, интенсивного лазерного излучения или акустической волны. Одной из основных задач диссертации является разработка новых наноструктурированных материалов, в которых за счет специально подобранной структуры возникают резонансные явления, приводящие к существенному усилению оптических и магнитооптических эффектов, связанных с изменениями интенсивности и поляризации света.

Среди различных оптических эффектов магнитооптические эффекты занимают одно из основных мест. Это обусловлено тем, что благодаря магнитооптическим эффектам возникает возможность модулировать поляризацию или интенсивность оптического излучения с частотой порядка нескольких десятков и даже сотен гигагерц. Впервые взаимосвязь между оптическими и магнитными явлениями была продемонстрирована в работах М. Фарадея в 1845 г., в которых он обнаружил явление вращения плоскости поляризации линейно поляризованной волны при ее прохождении через материал, помещенный в продольное магнитное поле [1]. Немного позже Дж. Керр установил, что аналогичный эффект возникает и в отраженном свете [2]. Кроме того, было показано, что при определенных условиях возникает интенсивностный магнитооптический эффект, состоящий в изменении коэффициента отражения при перемагничивании магнитного материала. Наряду с эффектами Фарадея и Керра существуют и другие магнитооптические эффекты, связанные с преобразованием поляризации или интенсивности падающего излучения.

Магнитооптические эффекты имеют наибольшую величину в ферромагнитных металлах, таких как железо, никель и кобальт. В то же время ферромагнит-

ные металлы непрозрачны в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах и обладают значительными оптическими потерями. Поэтому большую значимость имеют ферромагнитные диэлектрики, обладающие несколько меньшей величиной магнитооптических эффектов, но в то же время существенно меньшим коэффициентом поглощения. Среди них, необходимо отметить висмут содержащие ферриты-гранаты. Эти материалы могут иметь относительно сложный химический состав, включающий различные редкоземельные ионы. В экспериментальных работах, проведенных в 70-е – 80-е годы прошлого столетия советскими и зарубежными учеными, достигнут существенный прогресс в получении материалов, обладающих одновременно большой магнитооптической активностью и малыми оптическими потерями [3]. Так, были созданы пленки состава $\text{Bi}_2\text{Dy}_1\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной около 10 мкм, которые только незначительно меняли интенсивность прошедшего через них света, но в то же время поворачивали плоскость его поляризации на угол 45° . Полученные результаты позволили предложить ряд применений магнитооптических материалов в различных оптических устройствах. Некоторые из них получили практическое развитие. Например, на базе эффекта Фарадея созданы оптические невзаимные элементы, необходимые для устойчивой работы лазерных систем.

Вместе с тем современный уровень развития технологий приводит к миниатюризации оптических элементов, что накладывает существенные ограничения на размер их составных частей. В частности, возникает необходимость использовать магнитооптические эффекты в магнитных материалах существенно меньших размеров (порядка 1 мкм или даже меньше). В этом отношении, чисто химический подход, в котором большие величины магнитооптических эффектов достигаются подбором оптимального состава магнитного вещества, уже практически исчерпал себя.

В то же время в последнее десятилетие получил распространение новый подход, в котором оптические свойства материалов модифицируют не только за

счет изменения химического состава, но и за счет искусственно созданной геометрической структуры. При этом характерный размер геометрической структуры должен быть сравним или быть меньше длины волны излучения, используемого при работе с этим материалом.

В случае, когда размеры отдельного структурного элемента материала существенно меньше длины волны излучения, он может рассматриваться как квази-однородный. Такой искусственно созданный материал получил название метаматериала [4]. В этом случае применимы методы эффективной среды, в которых материал, так же как и однородный, характеризуется диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ , однако эти параметры существенно отличаются от параметров для однородной среды. Подбирая форму, размер и структуру единичного элемента, образующего материал, можно получить резонансные особенности в частотных спектрах ϵ и μ . При этом возникают области частот, в которых обе проницаемости становятся отрицательными и реализуется случай отрицательного преломления.

Если же размер структурного элемента сравним с длиной волны, то важную роль играет не только их форма и размер, но и относительное расположение. Наибольший интерес представляет периодическое расположение элементов. Хотя периодические структуры рассматривались в оптике, начиная с работ лорда Релея в конце XIX века, их большая значимость для современной оптики была раскрыта в работах Э. Яблоновича только в конце 80-х годов прошлого века, вызвавших большой интерес ученых к этому направлению [5]. Тогда же для описания широкого класса периодических структур был введен термин “*фотонный кристалл*”, подчеркивающий аналогию между оптикой периодических структур и теорией твердого тела, в которой рассматривается движение электронов в периодическом потенциале кристалла твердого тела. Многочисленные исследования фотонных кристаллов показали, что оптические явления в них приобретают резонансный характер и связанные с ними оптические эффекты

возрастают на один или несколько порядков величины. Это обуславливает большую фундаментальную и прикладную значимость таких материалов.

По сути дела, подход, связанный с наноструктурированием оптических материалов, представляет собой новую парадигму в современной оптике, в рамках которой возникает возможность создавать материалы с заданными оптическими свойствами. Причем возникающие резонансы обусловлены в основном не электронной, а геометрической структурой материала. При этом большую роль играют электромагнитные моды материала, поскольку их возбуждение приводит к наиболее эффективному взаимодействию падающего излучения с наноструктурированным материалом, а, следовательно, и к наиболее выраженным резонансам различных оптических эффектов. Характер собственных волн материала зависит от его структуры и от составляющих его веществ. Так, в чисто диэлектрических материалах возможно возбуждение волноводных мод. В то же время в гибридных металло-диэлектрических структурах возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) – связанные колебания электронной плазмы и локализованного электромагнитного поля.

Структуры, в которых возможно возбуждение ППП, в настоящее время вызывают повышенный интерес, что даже привело к возникновению нового раздела современной оптики – плазмоники. Большая значимость плазмон-поляритонных волн обусловлена высокой степенью их локализации вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком и возникающей вследствие этого концентрацией электромагнитной энергии. Это приводит к усилению различных оптических эффектов. Кроме того, локализация электромагнитного поля позволяет эффективно сочленять оптические элементы и устройства электроники. Металло-диэлектрические структуры, в которых металл или диэлектрик перфорирован периодической системой щелей или отверстий, представляют собой фотонный кристалл для ППП, поэтому по аналогии их можно назвать *“плазмонными кристаллами”*.

Поскольку периодическое наноструктурирование позволяет модифицировать оптические свойства различных материалов, следует ожидать, что оно может привести и к значительному усилению магнитооптических эффектов в требуемом диапазоне частот. Можно предположить, что при распространении света через периодическую структуру магнитооптические эффекты Фарадея, Керра и ряд других эффектов будут резонансно усилены и, кроме того, могут возникнуть новые эффекты, обусловленные наличием структуры. Таким образом, фотонные кристаллы перспективны для современной магнитооптики.

Наряду с этим, в настоящее время существует необходимость модулировать с помощью периодических структур характеристики не только прошедшего или отраженного излучения в дальнем оптическом поле, но и собственных волн в ближнем оптическом поле. Это, в частности, важно для интегральной оптики, в которой информационные потоки передаются импульсами волноводных мод или ППП. В этом отношении использование магнитооптических эффектов в периодических системах обладает большими перспективами.

Кроме модуляции собственных волн внешним магнитным полем существуют также и другие подходы. Так, недавно было экспериментально продемонстрировано, что возможно перемагничивание образца посредством фемтосекундных лазерных импульсов круговой поляризации [6]. Кроме того, диэлектрическую проницаемость металла можно сверхбыстро изменять (на временных масштабах ~ 500 фс) посредством воздействия мощным фемтосекундным лазерным импульсом. При этом меняется дисперсия плазмонных импульсов, распространяющихся вдоль поверхности металла, и возникает возможность управления ими. Если при этом плазмонный импульс распространяется вдоль периодической структуры, то следует ожидать, что эффективность такого воздействия существенно возрастет.

Целью диссертационной работы является изучение резонансных явлений, возникающих при взаимодействии оптического излучения с периодическими

наноструктурами, содержащими металлические и магнитные материалы, и разработка новых наноструктурированных материалов для эффективного контроля электромагнитных волн в ближнем и дальнем оптических полях.

Актуальность работы обусловлена, прежде всего, достаточно слабым на данный момент развитием оптики и магнитооптики периодических структурированных сред, содержащих металлы и магнитные материалы. До сих пор не было исследовано, как магнитооптические эффекты, хорошо изученные для однородных пленок, модифицируются в структурированных материалах. Так же не была исследована взаимосвязь резонансных особенностей этих эффектов с возбуждением собственных волн структуры. В работе поднимается такой актуальный вопрос, как возможность управления посредством внешнего магнитного поля или воздействия лазерным импульсом электромагнитными модами в периодически структурированных материалах.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- предложен и разработан новый наноструктурированный материал - магнитный плазмонный кристалл, позволяющий эффективно управлять поляризацией и интенсивностью света и поверхностными плазмон-поляритонами посредством внешнего магнитного поля;
- впервые исследовано резонансное усиление магнитооптических эффектов в магнитных плазмонных кристаллах и создана теория этого усиления;
- впервые созданы образцы магнитных плазмонных кристаллов и экспериментально обнаружено резонансное усиление в них экваториального эффекта Керра в 10^3 раз и эффекта Фарадея в 10 раз по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя;
- предсказан и экспериментально продемонстрирован магнитооптический интенсивностный эффект, возникающий в плазмонных кристаллах за счет возбуждения волноводных мод в волноведущем слое, намагниченном меридионально, т.е. в плоскости пленки и вдоль направления распространения моды;

- создана теория резонансного увеличения эффекта Фарадея и других магнитооптических эффектов в магнитных фотонных кристаллах и получены аналитические выражения для удельного угла Фарадея, которые хорошо согласуются с данными экспериментов;
- теоретически предсказан обратный экваториальный эффект Керра;
- впервые экспериментально продемонстрировано управление коэффициентами пропускания и отражения, а также поверхностными плазмон-поляритонами в плазмонном кристалле при воздействии фемтосекундным лазерным импульсом (плотность энергии импульса ~ 500 мкДж/см²);
- впервые экспериментально получена модуляция плазмонного резонанса в плазмонном кристалле посредством импульса приповерхностной акустической волны на частотах вплоть до 110 ГГц;
- предложен и разработан новый металло-диэлектрический материал - градиентный плазмонный кристалл с медленно меняющимися в пространстве геометрическими параметрами (ширина щелей или отверстий в диэлектрической части кристалла) для управления фемтосекундными импульсами поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль структуры.

Достоверность представленных в диссертационной работе результатов подтверждается соответствием теоретических результатов данным проведенных экспериментов, а также теоретическим расчетам и экспериментальным данным, полученным в работах других авторов.

Практическая значимость работы определяется следующими результатами. Предложенный и разработанный магнитный плазмонный кристалл позволяет эффективно управлять поляризацией и интенсивностью света и плазмонными колебаниями посредством магнитного поля. Данный материал по сути открывает новый способ магнитооптической записи и считывания информации и перспективен для информационных технологий.

Важно отметить, что полученные плазмонные кристаллы позволяют существенно увеличить эффективность управления светом и плазмонами не только

магнитным полем, но и другими внешними воздействиями: фемтосекундным лазерным импульсом или субтерагерцовыми фононами. Кроме того, предложенный в работе градиентный плазмонный кристалл позволяет ускорять или замедлять плазмонные импульсы. Это очень важно для нового поколения устройств сверхбыстрой оптической обработки информации, в которых информация передается плазмонными импульсами. Кроме того, плазмонные кристаллы значительно расширяют элементную базу устройств интегральной оптики, поскольку они легко вписываются в планарную технологию и могут быть использованы в качестве сенсора магнитного поля, оптического циркулятора и оптического модулятора.

Другим практически важным объектом исследований данной работы являются магнитные фотонные кристаллы. Благодаря явлению резонансного увеличения эффекта Фарадея, предложено использовать магнитные фотонные кристаллы для создания миниатюрных (размер порядка нескольких микронов) модуляторов интенсивности света и оптического затвора. Показано, что сверхбыстрый отклик намагниченности материала на изменение внешнего магнитного поля позволяет изменять интенсивность света с частотой вплоть до 50 ГГц, что соответствует требованиям современных телекоммуникационных систем. Модуляторы интенсивности света необходимы для обработки информации в интегральных оптических схемах нового поколения. Они также могут быть использованы в дисплеях и транспарантах. В работе разработана концепция применения магнитных фотонных кристаллов для создания сенсоров магнитного поля. Сенсоры магнитного поля, помимо научных применений, могут быть использованы, например, для контроля утечек нефти из нефтепровода.

Работа имеет следующую **структуру**:

- Первая глава содержит обзор литературы, касающийся экспериментальных и теоретических исследований в области магнитооптики, фотонных кристаллов и поверхностных плазмон-поляритонов. Описаны основные теоретические методы моделирования оптических свойств периодически структурированных материалов.

- Вторая глава посвящена магнитооптическим интенсивностным эффектам в плазмонных кристаллах. Рассматривается общая идея резонансного усиления магнитооптических эффектов в предложенных магнитных плазмонных кристаллах. Приводится теоретическое рассмотрение и результаты численного моделирования экваториального эффекта Керра (ЭЭК). На основании проведенных теоретических исследований разрабатывается плазмонный кристалл, в котором ЭЭК усиливается вблизи плазмонного резонанса. Описывается первоначальное усиление ЭЭК в созданном плазмонном кристалле. Во второй части главы теоретически предсказывается магнитооптический интенсивностный эффект, возникающий при меридиональной намагниченности плазмонного кристалла с волноведущим слоем. Далее приводится описание его экспериментального обнаружения и результаты исследования его свойств.
- В третьей главе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования эффекта Фарадея в плазмонных кристаллах. Проводится анализ механизмов резонансного усиления эффекта Фарадея и результаты численного расчета, подтверждающие теоретические выводы. Далее описываются детали эксперимента по наблюдению усиления эффекта Фарадея в плазмонных кристаллах. Обсуждается роль волноведущего слоя и влияние геометрических параметров структуры на явление усиления эффекта Фарадея.
- В четвертой главе приводится аналитическая теория усиления эффекта Фарадея в двумерных и трехмерных магнитных фотонных кристаллах. Явление усиления эффекта Фарадея вблизи края фотонной запрещенной зоны объясняется в терминах медленного света. Полученные выражения для эффекта Фарадея используются для интерпретации данных эксперимента. Также приведены результаты оптимизации одномерных магнитных фотонных кри-

сталлов для модуляции интенсивности и поляризации света и их применения в сенсорах магнитного поля.

- В пятой главе теоретически рассмотрен обратный эффект Фарадея в плазмонных кристаллах и продемонстрировано его локальное усиление в областях порядка нескольких сотен нанометров. Так же теоретически предсказан обратный экваториальный эффект Керра, состоящий в том, что линейно поляризованный свет, падающий под некоторым углом на поверхность магнитного материала, создает эффективное магнитное поле в направлении, перпендикулярном плоскости падения. В заключение главы численным расчетом показано, что обратный ЭЭК может быть существенно усилен в плазмонных кристаллах.
- Шестая глава посвящена управлению дисперсией ППП в плазмонных кристаллах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов, а также приповерхностных акустических волн. Приводятся временные зависимости спектров коэффициентов отражения и прохождения света, демонстрирующие при воздействии оптическим импульсом сверхбыстрое управление оптическими свойствами плазмонного кристалла на временных масштабах порядка 500 фс. Кроме того, представлены результаты модуляции оптического отклика плазмонного кристалла на субтерагерцовых частотах за счет воздействия импульсов акустических волн.
- В седьмой главе исследуется распространение плазмонных импульсов по градиентному плазмонному кристаллу с медленно меняющимися в пространстве геометрическими параметрами (высота диэлектрической решетки). При этом используется аналитический метод, основанный на уравнениях ВКБ, а также численное решение уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области. Демонстрируются различные режимы управления фемтосекундными импульсами поверхностных плазмон-

поляритонов за счет изменения параметров импульса (продолжительность и центральная частота импульса).

На защиту выносятся следующие основные положения:

- Теория усиления магнитооптических эффектов в магнитных плазмонных кристаллах.
- Экспериментальное обнаружение усиления в плазмонных кристаллах экваториального эффекта Керра в 10^3 раз и эффекта Фарадея в 10 раз по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя.
- Предсказание и экспериментальная демонстрация магнитооптического интенсивностного эффекта в магнитных плазмонных кристаллах, намагниченных перпендикулярно щелям золотой решетки.
- Теория резонансного увеличения эффекта Фарадея в магнитных фотонных кристаллах.
- Теоретическое предсказание обратного экваториального эффекта Керра.
- Метод управления дисперсией поверхностных плазмон-поляритонов и интенсивностью объемной световой волны при воздействии на плазмонный кристалл фемтосекундными лазерными импульсами.
- Первонаблюдение субтерагерцовой модуляции плазмонного резонанса импульсами акустических волн в плазмонном кристалле.
- Разработка градиентного плазмонного кристалла для управления прохождением и дисперсией импульсов поверхностных плазмон-поляритонов.

Апробация работы. Основные результаты исследований, представленных в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих профильных научных конференциях: XIV International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter (Ann Arbor, MI USA, 2012), International conference “Summer School on Plasmonics” (Porquerolles, France, 2009, 2011), Международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика-2011" (Санкт-Петербург, 2005,

2007, 2009, 2011), Международная молодёжная научная школа "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия" (Казань, 2006-2011), 11th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (Kharkov, Ukraine, 2011), Moscow International Symposium on Magnetism (Москва, 2005, 2008, 2011), Magnetism and Optics Research International Symposium (Неймеген, Голландия, 2011), Всероссийская школа-семинар "Физика и применение микроволн" (Звенигород, Московская обл., 2006, 2009, 2010, 2011, 2012), International Conference "Fundamental Problems of Optics" (St. Petersburg, Russia, 2006, 2008, 2010, 2012), International Conference on Lasers, Applications, and Technologies ICONO/LAT (St-Petersburg, 2005, Minsk, Belarus, 2007, Kazan, 2010,), Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism": Nanospintronics EASTMAG (Krasnoyarsk, 2004, Kazan' 2007, Ekaterinburg, 2010,) XIII International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems" (Saint-Petersburg, Russia, 2010), International conference on Nanophotonics (Tsukuba, Japan, 2010), International conference SPIE Photonics Europe (Warsaw, Poland, 2005, Prague, Czech Republic, 2007, Strasbourg, France, 2008, Brussels, Belgium, 2010,), 2nd International conference on Metamaterials, Photonic crystals and Plasmonics Meta'10 (Cairo, Egypt. 2010), International conference "Progress In Electromagnetics Research Symposium PIERS" (Prague, Czech Republic, 2007, Moscow, 2009, Beijing, China, 2009), International conference on magnetism ICM (Kyoto, Japan, 2006, Karlsruhe, Germany, 2009), Международная конференция "Новое в магнетизме и магнитных материалах" (Москва, 2006, 2009), The 8th International Meeting on the Electrical, Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media (Rethymnon, Greece, 2009), V- bilateral Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies (Moscow, 2008), 1st Mediterranean Conference on Nano-Photonics MediNano-1 (Istanbul, Turkey, 2008), Научная конференция "Ломоносовские чтения" (Москва, 2008), International conference IFIP VLSI-SOC2005 (Perth, Australia, 2005).

Материалы диссертации также представлялись на семинарах кафедры фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ, Института общей физики РАН, Университета г. Дортмунд (Германия), Университета им. Э.Коуэн г. Перт (Австралия), Института фундаментальных исследований им. Тата (г. Мумбай, Индия), Университета г. Неаполь им. Фридриха II (Италия).

Публикации. Основные результаты отражены в печатных работах, полностью соответствующих теме диссертации: опубликовано 37 статей в рецензируемых научных журналах, включенных в перечень ведущих периодических изданий ВАК, в числе которых “Журнал теоретической и экспериментальной физики”, “Физика твердого тела”, “Физика металлов и металловедение”, “Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия”, “Nature Nanotechnology”, “Physical Review Letters”, “Physical Review B”, “Optics Express”, “Optics Letters”, “Journal of the Optical Society of America B”, “Journal of Physics: Condensed Matter”, “Journal of Magnetism and Magnetic Materials” и др. Кроме того, по материалам работы опубликовано более 30 статей в сборниках и трудах конференций и более 60 тезисов докладов.

Личный вклад автора в диссертацию состоит в том, что все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялся выбор направлений и объектов исследований, разработка теоретических и численных подходов, проектирование и оптимизация параметров наноструктурированных образцов перед их созданием, постановка экспериментов, их проведение и обсуждение результатов.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка цитируемой литературы. Работа содержит 299 страниц, включает 105 рисунков, 4 таблицы и 237 библиографических ссылок.

Глава I

Оптические и магнитооптические свойства периодических наноструктурированных материалов

1. Магнитооптические свойства однородных сред

1.1. Описание магнитооптических эффектов в классической электродинамике

Оптические свойства среды в макроскопической теории магнитооптических явлений определены видом тензоров $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$. Обычно достаточно рассматривать только тензор $\hat{\epsilon}$, поскольку свойства тензора $\hat{\mu}$ во многом аналогичны. Кроме того, для видимого и ближнего инфракрасного излучения тензор $\hat{\mu}$ можно приближенно считать единичным. В состоянии магнитного упорядочения тензор $\hat{\epsilon}$ зависит от параметра, определяющего этот порядок. В ферромагнетиках таким параметром порядка является намагниченность $\mathbf{M}$, в антиферромагнетиках — это намагниченность подрешеток и т.д. В дальнейшем ограничимся ферромагнитным случаем.

Рассмотрим наиболее простую ситуацию, когда ферромагнетик оптически изотропен. Наличие намагниченности снижает симметрию вплоть до одноосной. При этом тензор $\hat{\epsilon}$ в первом порядке по намагниченности может быть представлен в виде суммы двух симметричных и одного антисимметричного тензоров [3]:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix} + ig(\mathbf{M}) \begin{pmatrix} 0 & -m_z & m_y \\ m_z & 0 & -m_x \\ -m_y & m_x & 0 \end{pmatrix} + b(\mathbf{M}) \begin{pmatrix} m_y^2 + m_z^2 & -m_x m_y & -m_x m_z \\ -m_x m_y & m_x^2 + m_z^2 & -m_y m_z \\ -m_x m_z & -m_y m_z & m_x^2 + m_y^2 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$, $b(\mathbf{M}) = \varepsilon_1 - \varepsilon$, ε - диэлектрическая проницаемость среды при $M = 0$, $\mathbf{g}$ - вектор гирации. В изотропной среде $\mathbf{g} = a\mathbf{M}$. При наличии поглощения величины

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'', \quad \mathbf{g} = \mathbf{g}' + i\mathbf{g}'', \quad b = b' + ib'' \quad (1.2)$$

являются комплексными функциями частоты. Второе слагаемое в формуле (1.1) определяет гиротропные эффекты: магнитное гиротропное двулучепреломление и магнитный круговой дихроизм. Последнее слагаемое задает оптическую магнитную анизотропию: магнитное линейное двулучепреломление и магнитный линейный дихроизм. Среда, для которых $\mathbf{g}$ и b не равны нулю, называют гиротропными.

Обычно магнитооптические эффекты характеризуют магнитооптическим параметром (или параметром Фохта) Q . Его определяют как

$$Q = Q' + iQ'' = \mathbf{g}/\varepsilon. \quad (1.3)$$

Как правило, $|Q| \ll 1$. Если $\hat{\mu}$ -тензор нельзя считать единичным, то наряду с Q необходимо также учитывать магнитный магнитооптический параметр Q_M . В этом случае магнитную среду называют бигиротропной.

В кристаллах связь $\hat{\varepsilon}$ -тензора и $\mathbf{M}$ более сложная:

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^0 - ie_{ikl}g_l + \delta_{iklm}M_lM_m, \quad (1.4)$$

где $g_l = a_{lq}M_q$, e_{ikl} - антисимметричный псевдотензор третьего ранга (тензор Леви-Чивита). Полярные тензоры ε_{ik}^0 , a_{lq} , δ_{iklm} определены кристаллографической симметрией.

1.2. Магнитооптические поляризационные эффекты

Магнитооптический эффект Фарадея заключается в том, что плоскополяризованный свет, распространяясь вдоль направления

намагниченности $\mathbf{M}$, испытывает вращение плоскости поляризации на некоторый угол θ (рис. 1.1) [1,7].

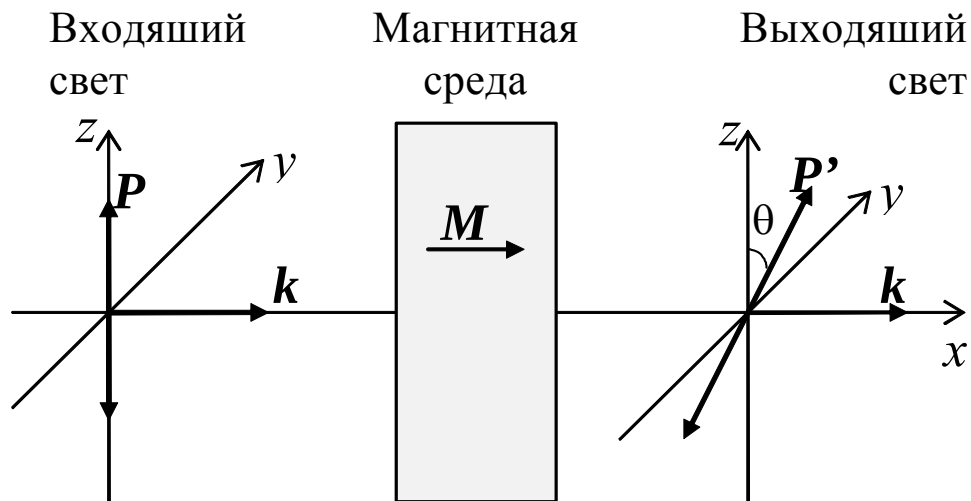


Рис.1.1: Эффект Фарадея.

В электромагнитной теории эффект Фарадея описывают следующим образом. В случае, когда намагниченность среды параллельна волновому вектору $\mathbf{k}_0$ падающего излучения, независимыми фундаментальными решениями уравнений Максвелла для поля в магнетике являются две циркулярно поляризованные волны, показатели преломления среды для которых различны и равны n_+ и n_- . На выходе из среды данные волны приобретают сдвиг фаз и в результате их сложения получается волна с испытанной поворот плоскостью поляризации. Поэтому эффект Фарадея иначе называют магнитным круговым двупреломлением [8].

Угол поворота плоскости поляризации Φ излучения на выходе из ферромагнетика может быть найден по формуле:

$$\Phi = \Phi_{sp} h = -\frac{k_0 g' h}{2n_0}, \quad (1.5)$$

где Φ_{sp} - удельный угол Фарадея (поворот плоскости поляризации в расчете на единицу длины образца), $n_0 = \frac{n_+ + n_-}{2}$, h - толщина образца, k_0 - модуль волнового вектора падающего излучения, g - модуль вектора гирации среды [7]. Типичные значения Φ для висмутсодержащих ферритов-гранатов составляют 1000-30000 °/см.

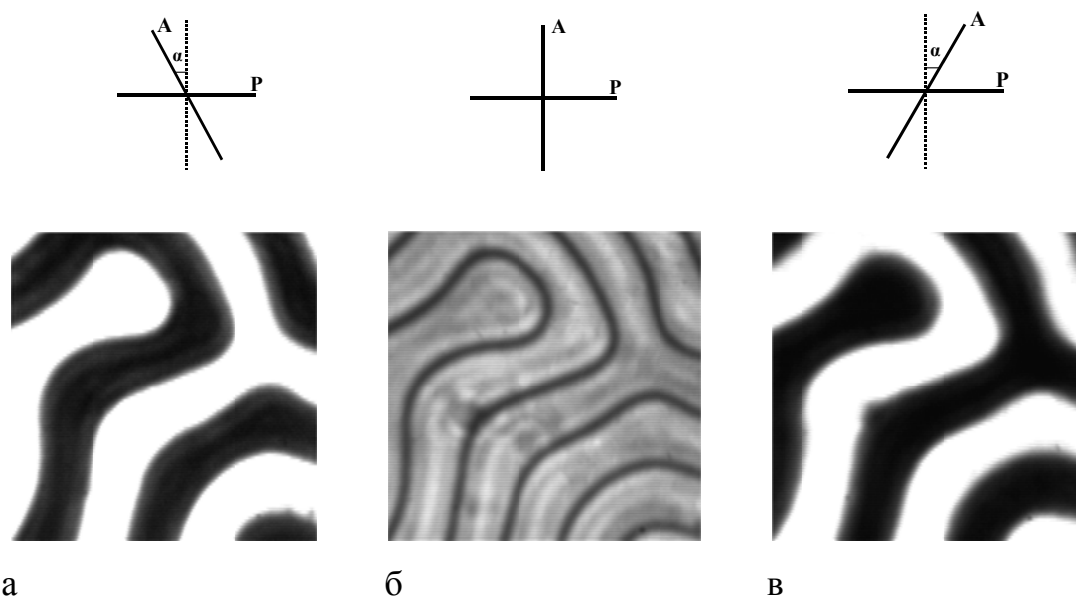


Рис. 1.2: Вид доменов в поляризационном микроскопе (размер изображенных областей ~ 20 мкм) при различных положениях поляризатора и анализатора: а), в) – контраст доменов; б) контраст доменных границ. На вставке к рисункам показано взаимное положение поляризатора (Р) и анализатора (А).

Эффект Фарадея широко используют для наблюдения магнитной структуры в прозрачных образцах, в которых намагниченность составляет с плоскостью их поверхности некоторый, не равный нулю, угол [7] (рис. 1.2). В этом случае свет, прошедший через домены разной намагниченности, на выходе имеет слегка различную поляризацию. Это позволяет визуализировать домены и стенки с помощью анализатора. Причем, в зависимости от взаимного положения анали-

затора и поляризатора можно получить картины с двумя типами контраста – контраст доменов и контраст доменных стенок (рис. 1.2).

Если среда обладает поглощением, коэффициенты поглощения для правой и левой круговых поляризаций различаются. Это явление называют магнитным круговым дихроизмом. После прохождения через такую среду линейно-поляризованного света его поляризация становится эллиптической. Эллиптическая поляризация характеризуется углом ориентации Φ , аналогичным углу Фарадея, и углом эллиптичности Ψ . Эллиптичность определяется мнимой частью вектора гирации

$$\Psi = -\frac{k_0 g'' h}{2n_0}. \quad (1.6)$$

При распространении линейно поляризованного излучения в направлении, перпендикулярном к намагниченности среды, возникает эффект Коттона-Мутона, или Фохта [7]. Эффект состоит в том, что на выходе из среды получается эллиптически поляризованная электромагнитная волна, причем большая ось эллипса совпадает с направлением поляризации падающей волны. Отношение длин полуосей эллипса определяется соотношением:

$$\xi = \operatorname{tg} \left\{ k_0 h \left(b - \frac{g^2}{\epsilon_0} \right) \right\}, \quad (1.7)$$

где b -константа эффекта Коттона-Мутона, h - толщина образца.

При электродинамическом описании этого эффекта получается, что в данной геометрии падения света, фундаментальными решениями уравнений Максвелла в магнитной среде являются две линейно поляризованные волны (плоскость поляризации одной параллельна $\mathbf{M}$, а другой – ортогональна $\mathbf{M}$). Показатели преломления среды для данных волн различны, поэтому при их сложении на выходе из магнетика в общем случае получается волна с эллиптической поляризацией. Эффект Коттона-Мутона часто характеризуют именно относительным сдвигом фаз двух компонент поляризации на единице длины образца:

$$B_{C-M} = (\omega/c) |\operatorname{Re}(n_{\parallel} - n_{\perp})|, \quad (1.8)$$

где $n_{\parallel} = (\epsilon_0)^{1/2}$, $n_{\perp} = (\epsilon_1 - \epsilon_0^{-1} g^2)^{1/2}$ - показатели преломления для света, поляризованного параллельно и перпендикулярно вектору гирации.

Эффект Коттона-Мутона зависит от намагниченности квадратичным образом, т.е. является эффектом второго порядка. В большинстве случаев константа этого эффекта на несколько порядков меньше константы эффекта Фарадея.

Наряду с магнитооптическими эффектами, наблюдаемыми в прохождении света, также существуют эффекты, проявляющиеся в отраженном свете – эффекты Керра. В зависимости от ориентации намагниченности по отношению к поверхности пленки и к плоскости падения света выделяют три эффекта Керра (рис. 1.3). [7].

Полярный эффект Керра заключается во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности линейно-поляризованного света при отражении от магнитного материала, намагниченного перпендикулярно поверхности (рис. 1.3а). В случае нормального падения света из воздуха на поверхность магнетика полярный эффект Керра представим следующим комплексным выражением:

$$\tilde{\Phi}_K = \Phi_K + i\Psi_K = \frac{inQ}{n^2 - 1}, \quad (1.9)$$

где Φ_K - угол поворота поляризации и Ψ_K - угол эллиптичности.

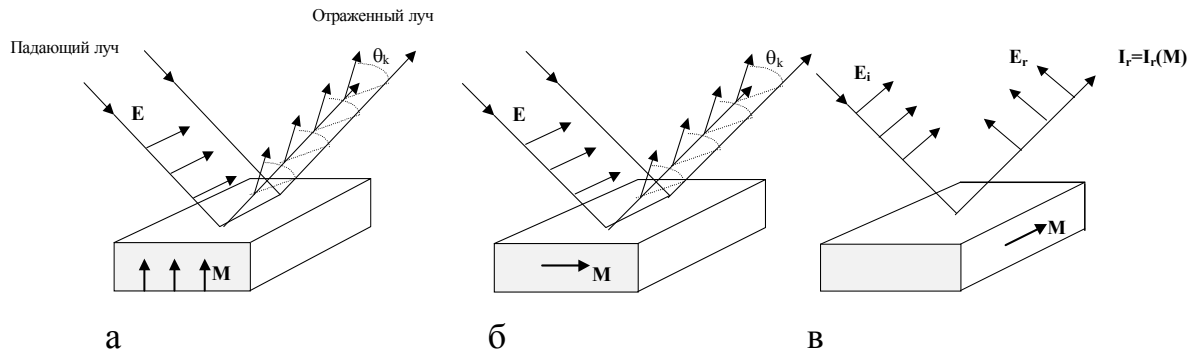


Рис. 1.3: Магнитооптические эффекты Керра: а) полярный; б) меридиональный; в) экваториальный.

При намагниченности, лежащей в плоскости пленки и в плоскости падения света наблюдается меридиональный эффект Керра, аналогичный полярному эффекту (рис. 1.3б). Он также проявляется во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности в отраженном свете.

1.3. Магнитооптические интенсивностные эффекты

В общем случае коэффициент отражения света от магнитной среды является функцией $\mathbf{M}$, которая может быть разложена в ряд по степеням M :

$$R(\mathbf{M}) = R(0) + \alpha_i M_i + \beta_{ij} M_i M_j + \dots, \quad (1.10)$$

где $i, j = x, y, z$. Коэффициенты разложения (1.10) зависят от диэлектрической проницаемости магнитной среды, от поляризации и от угла падения света. Магнитооптические эффекты, связанные с изменением интенсивности отраженного света, называют *интенсивностными*.

Наиболее известным интенсивностным эффектом является экваториальный эффект Керра (ЭЭК). Он определяется относительным изменением интенсивности отраженного света при перемагничивании материала. ЭЭК наблюдается в поглощающих средах при наклонном падении света, поляризованного в плоскости падения (p -поляризация). ЭЭК характеризуется величиной δ :

$$\delta = \frac{I(\mathbf{M}) - I(-\mathbf{M})}{I(0)} = 2 \operatorname{Im} \rho_{12}^p, \quad (1.11)$$

где $I(\mathbf{M})$ и $I(0)$ - интенсивности отраженного света в намагниченном и размагниченном состояниях, соответственно,

$$\rho_{12}^p = \frac{r_{12}^p Q \sin \theta}{(\varepsilon - \sin^2 \theta)^{1/2}}, \quad (1.12)$$

r_{12}^p - коэффициент отражения от немагнитной поверхности, определяемый формулой Френеля:

$$r_{12}^p = \left(\varepsilon \cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right) / \left(\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} \right), \quad (1.13)$$

и θ – угол падения [3]. Характерные значения ЭЭК в видимом диапазоне составляют $\delta = 10^{-3}$ для пленок Ni и Co [9,10].

При падении s -поляризованной волны (поляризация света перпендикулярна плоскости падения) ЭЭК наблюдается только в материалах, у которых тензор μ отличен от единичного.

В меридиональной конфигурации коэффициент отражения также зависит от намагниченности образца. Однако, в отличие от ЭЭК, при падении p -поляризованного света в зависимости (1.10) старший член квадратичен по M . Аналогичная ситуация возникает и при падении s -поляризованного света. При такой поляризации падающего света возникает четный по намагниченности эффект. Он экспериментально наблюдался в поликристаллических пленках Fe, Ni и Co [11-14]. Для кристаллических сред тензор ε имеет более сложный вид (1.4) и интенсивностный эффект зависит также от направления намагниченности относительно кристаллографических осей и его феноменологическое описание становится более громоздким [15]. Поэтому для его обозначения введен термин ориентационный эффект [16]. При этом сам эффект определен как $\delta_1 = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / I_{\parallel}$, где $I_{\parallel}$ и $I_{\perp}$ - интенсивности отраженного света в случае намагниченности в плоскости падения и перпендикулярно плоскости падения. Этот эффект подробно изучен для кристаллических образцов Ni [17-19]. Типичные значения эффекта для Fe, Ni и пермаллоя в видимом и ближнем ИК диапазонах составляют порядка $\delta_1 \sim (0.1-1) \times 10^{-3}$ [17-18].

1.4 Обратные магнитооптические эффекты

Наряду с воздействием магнитного поля на световую волну, возможны также обратные магнитооптические эффекты, заключающиеся в воздействии оптического поля волны на намагниченность среды. В 60-е годы прошлого века был предсказан обратный эффект Фарадея, который состоит в приобретении постоянной намагниченности гиротропной средой, в которой распространяется эллиптически поляризованная электромагнитная волна (рис. 1.4) [20,21].

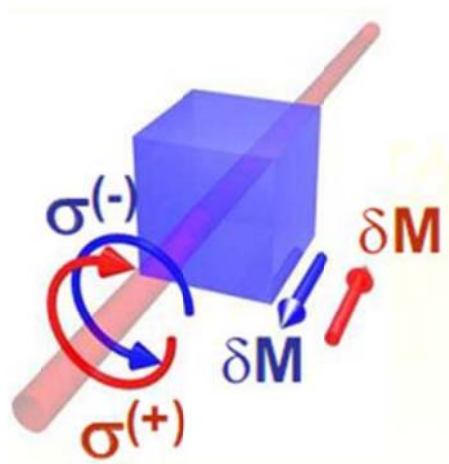


Рис. 1.4: Обратный эффект Фарадея.

Экспериментально эффект Фарадея был продемонстрирован в парамагнетиках в работе [22]. Сравнительно недавно был продемонстрирован сверхбыстрый контроль намагниченности ферромагнитных материалов на временных масштабах порядка нескольких пикосекунд в работах ученых из группы Т. Райзинга [23-26]. Так, в работе [26] обратный эффект Фарадея использован для переориентации спинов в ферромагнитных гранатовых пленках. При этом когерентный оптический контроль намагниченности достигнут при использовании двух импульсов лево- и право-циркулярно поляризованного излучения равной мощности. В зависимости от сдвига фаз двух импульсов намагниченность

приобретала как нулевое значение, так и достигала удвоенной амплитуды (по сравнению со случаем одного импульса). В работе [27] показано, что аналогичный оптический контроль над намагниченностью возможен не только в ферромагнетиках, но и в других веществах, например, в антиферромагнетиках.

Существование обратного эффекта Фарадея может быть продемонстрировано исходя из представлений термодинамики [20-22,28]. При облучении световой волной изотропной, магнитоупорядоченной среды, обладающей намагниченностью $\mathbf{M}$, среда приобретает дополнительную энергию

$$U_M = \frac{i\varepsilon_0}{4} e_{ijk} g'_k E_i^* E_j, \quad (1.14)$$

где ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума.

Из уравнения (1.14) следует, что электрическое поле волны с частотой ω действует на намагниченность материала подобно эффективному магнитному полю $\mathbf{H}_{eff}$, направленному вдоль волнового вектора света, причем $\mathbf{H}_{eff} = -\partial U_M / \partial \mathbf{M}$ и

$$H_i^{eff} = -\frac{i\varepsilon_0}{4} a'_{ij} e_{jkl} E_k E_l^*, \quad (1.15)$$

где a'_{ij} - действительная часть коэффициента магнитооптической восприимчивости, определяющей связь между вектором гирации среды и намагниченностью материала ($g_i = a_{ij} M_j$).

В случае изотропной среды уравнение (1.15) упрощается и принимает вид

$$\mathbf{H}^{eff} = -\frac{i\varepsilon_0 a'}{4} [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]. \quad (1.16)$$

Из уравнения (1.16) следует, что для возникновения обратного эффекта Фарадея необходимо, чтобы световая волна в материале имела эллиптическую поляризацию, что приводит к отличному от нуля векторному произведению $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$, и кроме того, материал на данной частоте должен обладать ненулевой магнитооп-

тической восприимчивостью. Кроме того, обратный эффект квадратичен по амплитуде электрического поля волны. Следовательно, величина обратного эффекта Фарадея пропорциональна интенсивности внешнего поля, что подтверждается экспериментально.

Также необходимо отметить, что обратный эффект Фарадея в твердых телах связан с прямым эффектом Фарадея, т.к. в выражения для них входит одна и та же величина магнитооптической восприимчивости a' .

Наряду с обратным эффектом Фарадея, также возможны и другие обратные магнитооптические эффекты. Так, в работах [29-31] продемонстрирован обратный эффект Коттона-Мутона, заключающийся в индукции намагниченности линейно поляризованным светом, распространяющемся по магнитной среде, помещенной во внешнее поперечное магнитное поле. Наведенная намагниченность пропорциональна внешнему магнитному полю и интенсивности падающей волны.

Обратный эффект Коттона-Мутона связан с частью электромагнитной энергии, квадратичной по электрическому и магнитному полям [30]:

$$U_M = \frac{1}{4} \chi_{\alpha\beta\gamma\delta} f_\alpha f_\beta E_\alpha E_\beta H_\gamma H_\delta, \quad (1.17)$$

где $\chi_{\alpha\beta\gamma\delta}$ - магнитная и электрическая восприимчивость второго порядка, f_α и f_β - коэффициенты локального электрического поля, E и H - напряженности электрического и магнитного полей. Наведенная намагниченность определяется производной $M_{C-M} = -\frac{\partial U_M}{\partial H}$.

В диссертационной работе теоретически показано существование обратного экваториального эффекта Керра (Глава V).

2. Усиление магнитооптических эффектов в фотонных кристаллах

2.1. Фотонные кристаллы

Впервые идея наноструктурирования была применена для резонансного усиления магнитооптических эффектов в одномерных фотонных кристаллах. Фотонным кристаллом называют пространственно периодический материал, период которого сравним с длиной волны оптического излучения. При работе в видимом или ближнем инфракрасном диапазонах оптического излучения период фотонного кристалла должен составлять несколько сотен нанометров.

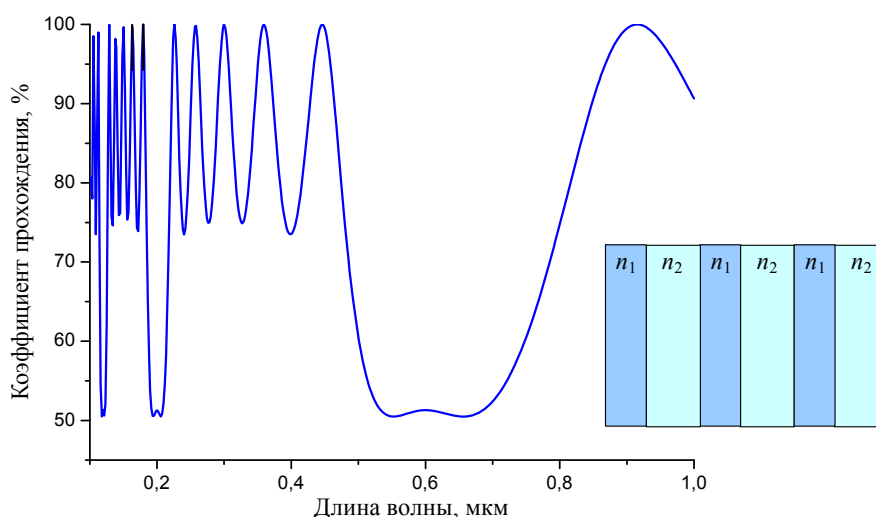


Рис. 1.5: Характерный спектр оптического пропускания одномерного фотонного кристалла, состоящего из слоев с показателями преломления $n_1 = 2$ и $n_2 = 1.5$. Толщины слоев d_1 и d_2 таковы, что $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda_0 / 4$, где $\lambda_0 = 0.6$ мкм. На врезке показана схема фотонного кристалла.

Многократная интерференция электромагнитных волн, дифрагировавших на каждой элементарной ячейке кристалла, приводит к образованию диапазонов частот, для которых невозможно распространение излучения по фотонному

кристаллу, - фотонные запрещенные зоны. На этих частотах свет испытывает идеальное отражение от поверхности кристалла, в то время как на других частотах свет проходит через фотонный кристалл (рис. 1.5).

Это явление представляет большую практическую и теоретическую ценность [32]. Оно может быть использовано для решения широкого спектра физических задач, связанных с локализацией [33] и эмиссией света [34]. Фотонные материалы с фотонными запрещенными зонами позволяют создавать лазеры с микрорезонаторами [35], одномодовые светодиоды, высокоэффективные волноводы [36], высокоскоростные оптические переключатели. Однако фотонные кристаллы даже без фотонной запрещенной зоны обладают многими интересными свойствами, связанными с дисперсией, оптической анизотропией и поляризационными характеристиками излучения внутри фотонного кристалла. Такие свойства фотонного кристалла открывают возможность создания эффективных дисперсионных компенсаторов [37], преобразователей частоты [38], современных супер-призм [39], оптических поляризаторов, фильтров и т.д.

Примером одномерного фотонного кристалла являются многослойные диэлектрические пленки толщиной порядка 1 мкм, состоящие из чередующихся стеклянных слоев со специально подобранными показателями преломления (см. вставку на рис. 1.5). Одномерные фотонные кристаллы широко используют в качестве диэлектрических зеркал или же для просветления оптики. Двумерные фотонные кристаллы состоят из параллельных стержней цилиндрической формы, находящихся в прозрачном веществе. Двумерные фотонные кристаллы нашли применение при создании волноведущих каналов: планарных волноводов и оптических волокон [40]. В последнем случае оптическое волокно формируют из продольных стержней, создавая тем самым периодичность в поперечном сечении волокна.

Трехмерные фотонные кристаллы имеют очень разнообразный дизайн, однако обычно представляют собой совокупность коллоидных сфер, образу-

щих периодическую структуру в трех измерениях. Характерной особенностью трехмерных фотонных кристаллов является наличие полных запрещенных зон, т.е. диапазонов частот излучения, для которых запрещено распространение по структуре во всех направлениях. Это позволяет создавать, например, идеальные зеркала, отражающие определенные частоты при любых углах падения.

2.2. Магнитные фотонные кристаллы

Возможность внешнего воздействия на оптические свойства фотонных кристаллов расширяет диапазон их применений в интегральной оптике. Одной из возможностей для этого является применение в фотонных кристаллах магнитных материалов. При этом возникает возможность управления оптическими свойствами фотонного кристалла с помощью внешнего магнитного поля [41-66]. Последние две возможности представляют особый интерес, поскольку они не только позволяют достичь существенной перестройки, но также приводят к новым интересным эффектам магнитооптики, таким как гигантское круговое и линейное двулучепреломление, конверсия мод – явлениям, играющим основную роль при работе современных устройств обработки информации и ряда устройств оптических микросхем.

Впервые магнитные фотонный кристаллы (МФК), работающие в ближней инфракрасной и видимой областях спектра, были предложены и теоретически изучены в 1997 г. группой японских ученых во главе с М. Иноуэ [46]. Они рассмотрели эффект Фарадея в одномерных МФК, представляющих собой многослойные пленки из хаотично чередующихся слоев висмут-замещенного иттриевого феррита-граната и кварца. Для определенных частот излучения при оптимально подобранных параметрах структуры ими было обнаружено увеличение эффекта Фарадея более чем в 300 раз по сравнению с аналогичной однородной средой. В последствие были теоретически и экспериментально изучены не-

сколько других схожих одномерных фотонных материалов. Так, авторы [48-49] рассмотрели теоретически МФК, в котором на определенных частотах света наблюдается большое фарадеевское вращение и, вместе с тем коэффициент прохождения близок к единице. Такой МФК состоит из последовательных магнитных M (иттриевый феррит-гранат с замещением церием - Ce:YIG) и немагнитных N (гадолиний галлиевый гранат) слоев, причем порядок чередования обращается через несколько слоев. Иными словами, данный одномерный МФК содержит структурный дефект (рис. 1.6). Очередность магнитных и немагнитных слоев может быть представлена как $(MN)^a(NM)^b(MN)^b(NM)^a$, где параметры a и b подобраны оптимальным образом (по данным работы [48] $a = 3$, $b = 4$). Для дальнейшего очень существенным является то обстоятельство, что наибольшее увеличение магнитооптического эффекта возникает при толщинах слоев, равных четверти длины волны в слое. Это равносильно тому, что модуль волнового вектора излучения $k = \pi/a$, где a – период МФК. В описанной фотонной структуре был предсказан угол поворота плоскости поляризации света на 45° на расстоянии, равном всего 15 мкм, в то время как для той же однородной среды, указанный угол поворота достигается на расстоянии, в 200 раз большем.



Рис. 1.6: Схема одномерного МФК, состоящего из чередующихся магнитных и немагнитных слоев с дефектами чередования [48].

Усиление эффекта Фарадея впервые было экспериментально продемонстрировано в работе [51], в которой была создана фотонная структура: $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^6/\text{Bi:DyIG}/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^6$.

Одномерные МФК, состоящие из слоев анизотропного диэлектрика и ферромагнетика, теоретически изучены в [45]. В такой структуре обнаружен эффект сильной спектральной невзаимности $\omega(\vec{k}) = \omega(-\vec{k})$, имеющий большое практическое значение: такой МФК может быть непрозрачным для волны, распространяющейся справа налево и, в то же время пропускать эту волны в обратном направлении.

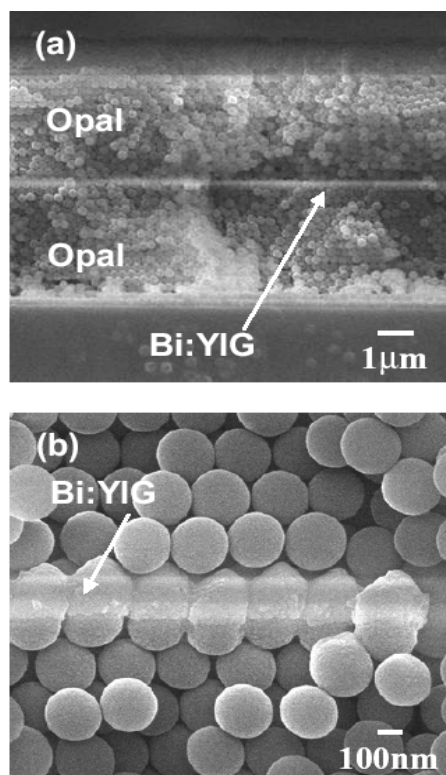


Рис. 1.7: Полученное в сканирующем электронном микроскопе изображение сечения трехмерного МФК, состоящего из сфер диоксида кремния и магнитного слоя феррита-граната. (а) общий вид, (б) увеличенное изображение [57].

Наряду с одномерными МФК были также рассмотрены двумерные и трехмерные МФК [53-63]. В большинстве случаев экспериментальной реализации эти структуры представляют собой коллоидные растворы упорядоченных частиц сферической или цилиндрической формы. Так в работе [53] созданы двумерные коллоидные МФК, состоящие из стеклянных волокон, покрытых никелем. Резкое увеличение эффекта Фарадея было зафиксировано в трехмерных коллоидных МФК из кварцевых сфер, промежутки между которыми заполнены магнитной жидкостью насыщенного раствора нитрата диспрозия в глицерине [54]. Так же как и в случае одномерных МФК, структурные дефекты можно вводить в двумерные и трехмерные МФК (рис. 1.7) [57].

Теоретическое рассмотрение двумерных и трехмерных МФК, проявляющих магнитооптические свойства, проведено в ряде работ [61-66]. Так в [61] создана допускающая аналитическое решение математическая модель для двумерного МФК и на базе нее рассмотрено явление аномально сильной дисперсии (эффект супер-призмы), управляемой внешним магнитным полем. Вместе с тем не создано теории, позволяющей получить явные аналитические выражения для магнитооптических эффектов в МФК. Создание такой теории является одной из задач диссертационной работы, которая решена в главе IV.

3. Поверхностные плазмон-поляритоны

3.1 Плазмон-поляритонные волны в гладких пленках

Магнитооптические эффекты могут быть также усилены за счет возбуждения собственных волн структуры, в частности, в металло-диэлектрических структурах при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Поверхностные плазмон-поляритонные волны представляют собой связанные колебания электромагнитного поля и электронного газа металла, распространяю-

щиеся вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком. При этом электромагнитное поле волны локализовано вблизи границы между двумя средами. В настоящее время область плазмоники привлекает большой исследовательский интерес, поскольку ППП очень перспективны для сочленения фотонных и электронных устройств на масштабе нескольких сотен нанометров [67]. ППП могут быть использованы для передачи информации в специальных плазмонных микросхемах по металлическим проводам, по которым одновременно могут передаваться сигналы в виде импульсов электрического тока [68,69]. В настоящее время предложено много различных устройств, основанных на возбуждении и распространении ППП. Среди них плазмонные модуляторы, переключатели, интерферометры и металлические волноводы [70].

Существование плазмон-поляритонных волн было предсказано Р. Ритчи в 50-е годы прошлого века [71]. Вскоре после этого ППП были обнаружены экспериментально [72].

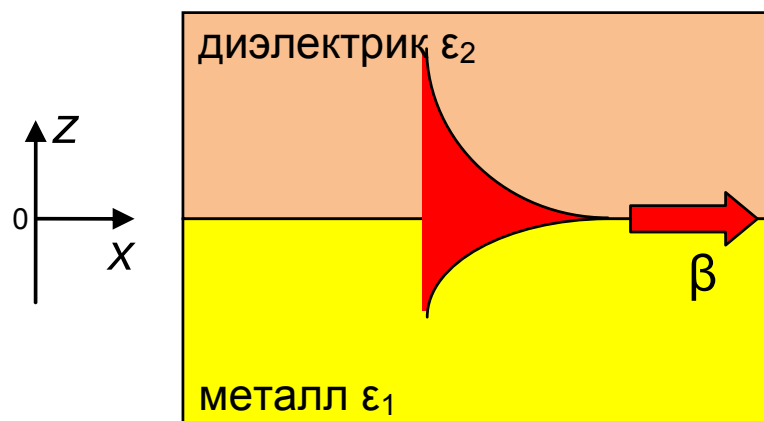


Рис. 1.8: Схематическое изображение ППП, распространяющегося вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком.

Частота объемных колебаний плазмы – плазменная частота - ω_p определяется формулой $\omega_p = (ne^2/m)^{1/2}$ (в системе СИ), где n – концентрация электронов,

e и m – заряд и масса электрона, соответственно. При наличии плоской границы раздела между плазменной средой и непроводящей средой возможна поверхностная плазмонная мода. Ее частота меньше плазменной частоты: $\omega_s = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_2}$, где ε_2 – диэлектрическая проницаемость непроводящей среды. Если фазовая скорость ППП сравнима со скоростью электромагнитной волны c , возможно возникновения связанных колебаний поверхностной плазмонной моды и электромагнитного поля и образование плазмон-поляритонной моды. ППП представляет собой ТМ поляризованную волну со следующими компонентами поля:

$$\begin{aligned} H_y &= A \exp(i\beta x + \gamma_1 z - i\omega t) \\ E_x &= -A \frac{i\gamma_1}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} \exp(i\beta x + \gamma_1 z - i\omega t) \\ E_z &= -A \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_1} \exp(i\beta x + \gamma_1 z - i\omega t) \end{aligned} \quad (1.18)$$

при $z < 0$ (см. рис. 1.8) и

$$\begin{aligned} H_y &= A \exp(i\beta x - \gamma_2 z - i\omega t) \\ E_x &= A \frac{i\gamma_2}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} \exp(i\beta x - \gamma_2 z - i\omega t) \\ E_z &= -A \frac{\beta}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2} \exp(i\beta x - \gamma_2 z - i\omega t) \end{aligned} \quad (1.19)$$

при $z > 0$. Здесь A – амплитуда ППП, γ_1 и γ_2 определяют глубину затухания электромагнитного поля внутри двух сред, и β – продольное волновое число ППП. Граничные условия при $z = 0$ приводят к

$$\frac{\gamma_1}{\varepsilon_1} + \frac{\gamma_2}{\varepsilon_2} = 0. \quad (1.20)$$

Соотношение (1.20) накладывает следующие ограничения на действительные части диэлектрических проницаемостей сред ε'_1 и ε'_2 : $\varepsilon'_1 < 0$, $\varepsilon'_2 > 0$ и $|\varepsilon'_1| > \varepsilon'_2$. Выполнение этих условий необходимо для того, чтобы ППП был локализован

вблизи границы раздела. Эти условия выполнены для случая контактирующих диэлектрика и металла на частотах ниже плазменной частоты металла. Среди металлов наименьшими оптическими потерями обладают благородные металлы. Их диэлектрическая проницаемость хорошо описывается моделью Друде:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{ib}(\omega) - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu\omega}, \quad (1.21)$$

где $\varepsilon_{ib}(\omega)$ учитывает вклад от межзонных переходов электронов, ν - частота столкновений свободных электронов и ω - циклическая частота электромагнитной волны. Следовательно, металл может поддерживать ППП на частотах $\omega < \omega_p / \sqrt{\text{Re}(\varepsilon_{ib})}$ (при этом считается, что оптические потери и частотная зависимость ε_{ib} пренебрежимо малы).

Электромагнитное поле затухает при удалении от границы раздела металла и диэлектрика в обе среды со скоростью, определяемой

$$\gamma_i = k_0 \sqrt{\frac{-\varepsilon_i^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (1.22)$$

где $i = 1, 2$, $k_0 = \omega/c$. Это позволяет вычислить глубину проникновения волны в каждую из сред как $l_{zi} = 1/\gamma_i$.

Дисперсия ППП задается зависимостью $\beta(\omega)$:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (1.23)$$

Поскольку в реальной ситуации обе среды обладают поглощением, волновое число ППП β имеет действительную и мнимую части: $\beta = \beta' + i\beta''$. Мнимая часть определяет длину распространения ППП вдоль поверхности l_x :

$$l_x = 1/\beta'' = \frac{2}{k_0} \frac{(\varepsilon_1')^2}{\varepsilon_1''} \left(\frac{\varepsilon_1' + \varepsilon_2}{\varepsilon_1' \varepsilon_2} \right)^{3/2}. \quad (1.24)$$

При этом учтено, что поглощение в диэлектрике существенно меньше поглощения в металле: $\varepsilon_1'' \gg \varepsilon_2''$, где ε_1'' и ε_2'' - мнимые части диэлектрических проницаемостей металла и диэлектрика, соответственно.

Тонкая металлическая пленка также может поддерживать распространение ППП. В случае пленки толщиной h_m в симметричном окружении диэлектриком с проницаемостью ε_2 взаимодействие плазмонных мод на двух поверхностях металлической пленки расщепляет уравнение (1.20) на два уравнения:

$$\tanh \gamma_1 h_m = -\frac{\gamma_2 \varepsilon_1}{\gamma_1 \varepsilon_2}, \quad (1.25a)$$

$$\tanh \gamma_1 h_m = -\frac{\gamma_1 \varepsilon_2}{\gamma_2 \varepsilon_1}. \quad (1.25b)$$

Можно показать, что уравнение (1.25a) соответствует нечетной моде ($E_x(z)$ нечетная, а $E_z(z)$ и $H_y(z)$ четные функции координаты z), в то время как уравнение (1.25b) соответствует четной моде ($E_x(z)$ четная, а $E_z(z)$ и $H_y(z)$ нечетные функции z) [73].

Нечетные плазмонные моды обладают тем важным свойством, что при уменьшении толщины металла большая часть их электромагнитной энергии оказывается сосредоточенной вне металла и мода стремится по структуре к объемной волне в диэлектрике. Это приводит к уменьшению β'' и значительному увеличению длины распространения ППП l_x [74]. Четные плазмонные моды демонстрируют противоположное поведение – при уменьшении толщины металла степень их локализация возрастает, и длина распространения l_x становится меньше.

Для несимметричного диэлектрического окружения металлической пленки закон дисперсии ППП имеет вид:

$$\exp(-4\gamma_1 h_m) = \frac{\gamma_1 / \varepsilon_1 + \gamma_2 / \varepsilon_2}{\gamma_1 / \varepsilon_1 - \gamma_2 / \varepsilon_2} \frac{\gamma_1 / \varepsilon_1 + \gamma_3 / \varepsilon_3}{\gamma_1 / \varepsilon_1 - \gamma_3 / \varepsilon_3}, \quad (1.26)$$

где ε_3 - диэлектрическая проницаемость второго диэлектрика. Металлическая пленка в несимметричном окружении также поддерживает две моды – моду, сосредоточенную в основном в диэлектрике с большим показателем преломления, и моду, сосредоточенную в диэлектрике с меньшим показателем преломления.

Так как волновое число объемной волны в диэлектрике, равное $k_0 \sqrt{\varepsilon_2}$, в $\sqrt{\varepsilon_1 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} > 1$ раз меньше волнового числа ППП, прямое возбуждение светом плазмонных колебаний невозможно. Поэтому для этого необходимы специальные приспособления. Так, волновые числа фотона и ППП могут быть согласованы при туннелировании света в призмном подходе Кретчмана или Отто, либо за счет дифракционной решетки (Рис. 1.9).

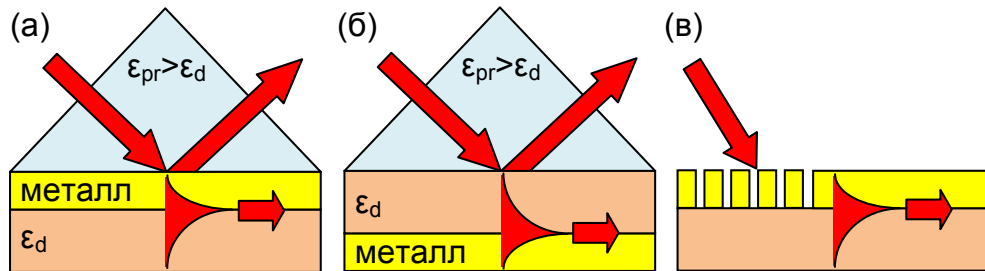


Рис. 1.9: Методы возбуждения ППП. (а) конфигурация Кретчмана, (б) конфигурация Отто, (с) дифракция на решетке.

В методе Кретчмана (Рис. 1.9а) металлическая пленка освещается через диэлектрическую призму в режиме полного внутреннего отражения (угол падения равен θ) [75]. Если диэлектрическая проницаемость призмы $\varepsilon_{pr} > \varepsilon_2$, то фазовый синхронизм между падающим излучением и ППП выполняется, если $\sin \theta = \beta / (k_0 \sqrt{\varepsilon_{pr}})$. При таком угле падения возникает резонансное туннелирование излучения через металлическую пленку и возбуждается ППП на нижней по-

верхности металла, что проявляется в возникновении минимума в спектре коэффициента отражения от металла. Электромагнитная энергия концентрируется вблизи поверхности металл/диэлектрик и интенсивность поля превышает интенсивность поля падающей волны на два порядка величины. Метод Кретчмана применим в случае, когда толщина металла не очень велика ($h_m < 80$ нм). Для более толстых пленок эффективность этого метода становится очень мала, и необходимо использовать иные подходы, например, метод Отто.

В методе Отто ППП возбуждается на верхней поверхности металла (Рис. 1.9б). Для этого диэлектрическую призму помещают вблизи поверхности металла так, что фотоны туннелируют через воздушный зазор между призмой и поверхностью металла [76].

3.2 Поверхностные плазмоны в металло-диэлектрических решетках

Еще один способ обеспечить фазовый синхронизм между падающей волной и ППП заключается в использовании дифракционных эффектов. Это становится возможным, если металл или диэлектрик периодически перфорированы системой щелей или отверстий. В результате дифракции света на таких одномерной или двумерной решетках возникают волны с различными компонентами волнового вектора вдоль поверхности металла. Если некоторые из них совпадают с волновым числом ППП, то существенная доля энергии данного дифракционного порядка идет на возбуждение ППП (Рис. 1.9в). Условие фазового синхронизма записывается как

$$k_0 \sqrt{\varepsilon_3} \sin \theta \mathbf{e}^{(in)} = \beta \mathbf{e}_{SPP} + u_1 \mathbf{G}_x + u_2 \mathbf{G}_y, \quad (1.27)$$

где ε_3 - диэлектрическая проницаемость среды над металло-диэлектрической структурой, $\mathbf{G}_x$ и $\mathbf{G}_y$ - два вектора обратной решетки, $|\mathbf{G}_x| = 2\pi/d_x$, $|\mathbf{G}_y| = 2\pi/d_y$;

d_x и d_y - периоды решетки в направлении осей x и y , соответственно; $\mathbf{e}^{(in)}$, $\mathbf{e}_{SPP}$ - два единичных вектора в плоскости падения света и в направлении распространения ППП, соответственно, u_1 и u_2 - целые числа. В решеточном методе ППП могут возбуждаться на обеих поверхностях металла.

Строго говоря, волновое число β плазмонной волны в решетке, фигурирующее в уравнении (1.27), отличается от значения β , определенного уравнениями (1.23), (1.25), и (1.26) для гладкой поверхности. В случае металлической решетки с узкими щелями или отверстиями на гладком диэлектрике это отклонение обычно достаточно мало и формулы для гладких интерфейсов хорошо применимы. Дисперсия ППП в структуре из гладкого металла и перфорированного диэлектрика может быть также приближенно рассчитана через уравнения (1.23), (1.25) и (1.26), но при замене диэлектрической проницаемости перфорированного диэлектрика на эффективную диэлектрическую проницаемость, определенную, например, из уравнения Личтенекера: $|\varepsilon_2^{(eff)}| = (1-f)|\varepsilon_2| + f|\varepsilon_2^{(f)}|$, где f - некоторый коэффициент, $\varepsilon_2^{(f)}$ - диэлектрическая проницаемость среды внутри щелей или отверстий (обычно $\varepsilon_2^{(f)} = 1$) [77]. Как правило, значение f близко к отношению объема щели/отверстия к полному объему периодической ячейки.

Тем не менее, дисперсия ППП в решетках не может быть полностью описана в рамках приближения эффективной среды. Это становится наиболее явно вблизи точек $k = u(\pi/d)$ (u - целое число), где дисперсионная кривая расщепляется на две ветви: низкочастотную и высокочастотную и возникает стоп-зона. Такое явление аналогично возникновению запрещенных зон в фотонных кристаллах и характерно для широкого класса периодических систем. Поэтому по аналогии с фотонными кристаллами периодические металло-диэлектрические структуры можно называть *плазмонными кристаллами*. Плазмонные кристаллы позволяют модифицировать дисперсию ППП желаемым образом [78].

Дисперсию ППП в металлических решетках с широкими щелями или отверстиями уже нельзя рассчитать по формулам для гладкой металлической пленки. Металлическая часть такой системы должна быть рассмотрена как периодическая последовательность металлических проводов. В этом случае возбуждаются локализованные плазмонные резонансы в каждом индивидуальном металлическом проводе [79]. Частоты этих резонансов сильно зависят от размера металлических проводов и их формы. Если решетка металлических проводов нанесена на тонкую диэлектрическую пленку, то возможно коллективное возбуждение локализованных плазмонных мод и оптических волноводных мод диэлектрического слоя [80].

Локализованные поверхностные плазмоны играют существенное влияние на оптические свойства металлических наночастиц. Обычно частоты их возбуждения можно определить в электростатическом приближении, решая уравнение Лапласа с соответствующими граничными условиями. Электростатическое приближение, которое не учитывает эффекты запаздывания, справедливо, если характерный размер системы меньше, чем длина волны, соответствующая частоте возбуждения локализованных плазмонов. В этом приближении частота локализованных плазмонов в металлической сфере определяется выражением

$$\omega_l = \omega_p \left(\frac{l}{\varepsilon(l+1) + l} \right)^{1/2}, \quad (1.28)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость среды, окружающей сферу, и l - порядок мультипольного разложения ($l=1$ для дипольного возбуждения) [79].

Одним из оптических эффектов, связанных с возбуждением ППП, является явление экстраординарного оптического пропускания [81]. Оно заключается в том, что оптически толстая периодически перфорированная пленка металла с диаметром отверстий меньше длины волны пропускает достаточно большую долю падающего излучения, что противоречит классической теории, по которой электромагнитное излучение на таких длинах волн не может проходить через

отверстия данного диаметра. Объясняется данный эффект возбуждением ППП на границе металл-воздух со стороны подающего излучения, которые через отверстия в пленке частично переходят на противоположенную границу раздела, где переизлучаются, тем самым увеличивая интенсивность прошедшей волны [82]. В работе [83] показано, что максимум в спектре пропускания при экстраординарном оптическом пропускании находится вблизи частоты возбуждения ППП. Однако следует отметить, что положения максимумов пропускания не совпадают в точности с частотами возбуждения ППП. Это связано с тем, что форма резонансной линии в спектрах пропускания перфорированных пленок имеет ассиметричную форму линии Фано [84]. Взаимосвязь между обусловленными плазмонными волнами резонансами Фано и магнитооптическими эффектами будет подробно рассмотрена в главах II и III.

4. Магнитооптические эффекты в плазмонных структурах

4.1. Экваториальный эффект Керра

В ранних работах, посвященных возможности усиления магнитооптических эффектов при возбуждении ППП, рассматривались случаи распространения ППП вдоль гладкой ферромагнитной пленки [85,86] или вдоль гладкой поверхности полупроводника, помещенного во внешнее магнитное поле [87, 88]. В такой конфигурации магнитное поле изменяет волновой вектор ППП, в то время как поляризация поверхностной волны (ТМ) остается неизменной.

Усиление ЭЭК при отражении света от пленок, в которых возбуждаются ППП, обсуждалось в нескольких работах. В работе [89] показано, что наибольшее усиление ЭЭК происходит при возбуждении ППП, обладающего большой длиной распространения (“long-range”). В других работах рассматривались биметаллические пленки, состоящие из слоев ферромагнитного и благородного

металлов. В таких структурах ППП распространяются на большие расстояния вдоль границы раздела благородного металла и воздуха, усиливая при этом ЭЭК, который имеет место при отражении света от поверхности ферромагнетика [90-92]. Подобная система, состоящая из разнесенных на несколько десятков нанометров магнитооптической и плазмонной сред, позволяет усилить ЭЭК в несколько раз. Также показано, что подобные структуры могут быть использованы для увеличения чувствительности газовых сенсоров [93].

Другим возможным решением проблемы усиления ЭЭК в плазмонных структурах может быть замена ферромагнитного металла на благородный, который обладает малым поглощением. При этом намагниченной средой является диэлектрик. При этих условиях возбуждаемые ППП распространяются непосредственно в намагниченной среде, что приводит к еще большему усилению ЭЭК [94]. Такое решение выглядит оптимальным для случая гладких пленок.

Изучение магнитооптических свойств наноструктурированных плазмонных структур началось 5 лет тому назад [95-105]. Особое внимание уделяется периодичности, наличие которой позволяет возбуждать распространяющиеся плазмонные моды и наблюдать их влияние на ЭЭК. Именно поэтому структуры такого типа могут быть классифицированы как плазмонные кристаллы. Существует несколько возможных конфигураций плазмонных кристаллов, содержащих магнитные среды (рис. 1.10).

Резонансное усиление ЭЭК наблюдалось в решётках из Co, Fe и Ni [95-97, 103] (рис. 1.10(a)). Хотя длина распространения l_x ППП вдоль ферромагнитного металла (см. уравнение (1.24)) мала и не превышает нескольких микрометров, тем не менее, она составляет несколько периодов структуры. Поэтому периодичность структуры играет важную роль при возбуждении ППП.

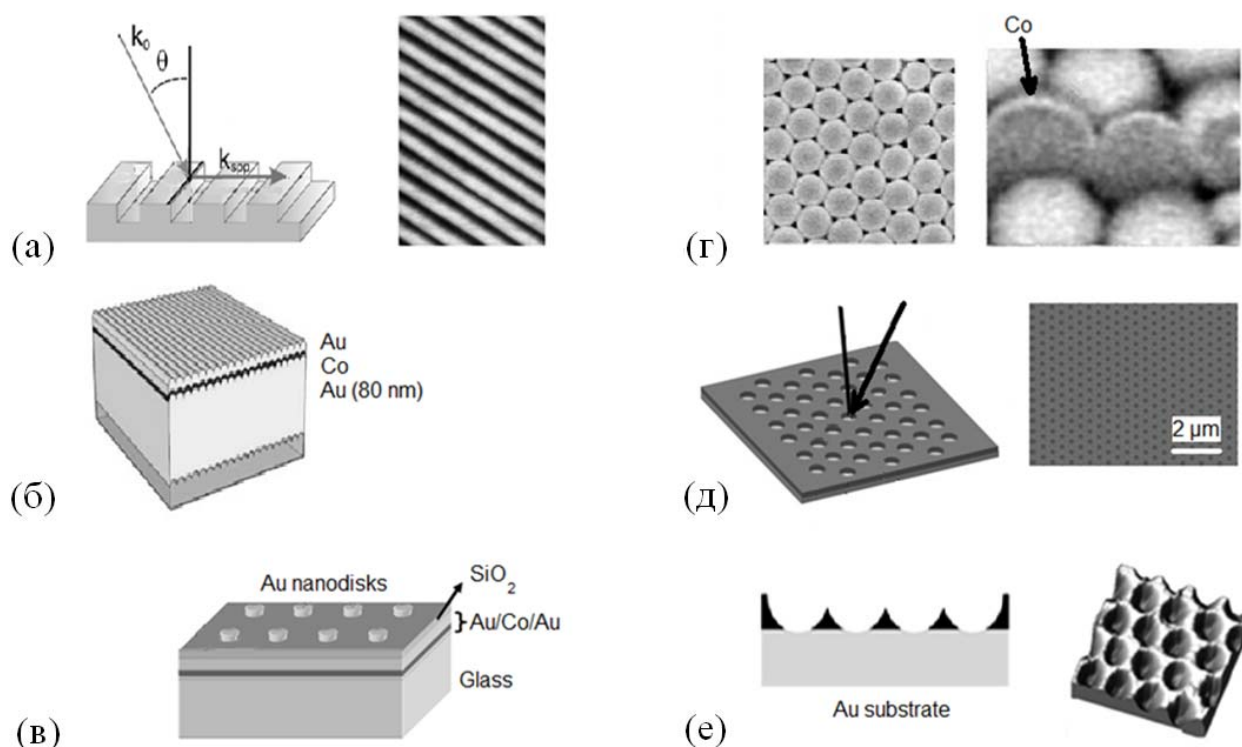


Рис. 1.10: Различные типы плазмонных кристаллов, содержащих магнитные среды. (а) Одномерная никелевая пленка: схема (слева) и изображение, полученное в атомно-силовом микроскопе (АСМ) (справа) [95]. (б) Трехслойная Au/Co/Au решетка на поликарбонатной подложке [98]. (в) Золотые диски на трехслойной Au/Co/Au пленке [106]. (г) Двумерная наногафрированная магнитная кобальтовая пленка на коллоидном кристалле из ПММА (полиметилметакрилат): изображение, полученное в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) (слева) и микрофотография сечения частиц, сделанная с помощью Ga-ионного пучка, покрытие кобальта выглядит, как светлый слой [100]. (д) Двумерный плазмонный кобальтовый кристалл: схема (слева) и изображение, полученное в СЭМ (справа) [101]. (е) Двумерный плазмонный кристалл из самоорганизующихся полимерных монослоев, расположенных на никелевой или золотой подложке: схема (слева) и изображение, полученное в АСМ (справа) [102].

В [95-97] сообщается, что при возбуждении плазмонных резонансов в решётке ЭЭК усиливается в несколько раз по сравнению со случаем гладкого ферромагнетика. ЭЭК также усиливается при отражении света от благородных металлов, помещенных в сильное магнитное поле [104]. Их магнитооптические свойства обусловлены силой Лоренца, действующей на электроны проводимости.

Гибридные структуры, состоящие из нескольких слоев благородных и ферромагнитных металлов, также использовались в качестве плазмонных кристаллов [98, 105] (рис. 1.10(б)). Затухание распространяющихся ППП в подобных структурах значительно меньше, чем в чистых ферромагнитных металлах, поэтому эффект резонансного усиления ЭЭК имеет большую амплитуду.

Усиление ЭЭК при возбуждении ППП происходит из-за смещения плазмонного резонанса в поперечном магнитном поле. Такое смещение имеет место только для распространяющихся (т.е. не локализованных) ППП. Магнитное поле слабо влияет на положение резонансных частот локализованных плазмонов. Как следствие, при возбуждении локализованных плазмонов усиление ЭЭК не наблюдается. Тем не менее, взаимодействие локализованных и распространяющихся поверхностных плазмонных мод приводит к изменению дисперсионной характеристики ППП и, как следствие, к изменению сигнала при ЭЭК [97,106] (рис. 1.10(в)). Помимо этого, локализованные ППП оказывают влияние на вторую гармонику ЭЭК, что было продемонстрировано экспериментально в работах [107].

Случай, когда намагниченность материала перпендикулярна направлению распространения ППП, также интересен, так как при этом появляется эффект невзаимного оптического пропускания, когда коэффициенты пропускания плазмонного кристалла со стороны золота и со стороны подложки значительно различаются. Если вместо благородного металла в плазмонном кристалле ис-

пользуется идеальный проводник, то на некоторых частотах кристалл является абсолютно прозрачным в одном направлении и отражает практически все излучение, падающее на него с обратной стороны [108]. Этот эффект также объясняется смещением плазмонных резонансов при намагничивании кристалла.

Главной проблемой всех вышеописанных подходов является то, что присутствие в структуре ферромагнитного металла приводит к относительно большим оптическим потерям. Это ограничивает возможности применения наноструктурированных плазмонных материалов в магнитооптике. С другой стороны, если в структурах использовать только полупроводники или благородные металлы, без ферромагнитных металлов, то для получения того же по величине ЭЭК необходимо прикладывать огромные магнитные поля, составляющие несколько тесла. Именно поэтому плазмонные кристаллы, состоящие из ферромагнитных диэлектриков и благородных металлов, имеют больший потенциал для практического применения. Это подтверждается результатами исследований, проведенных в главах II и III данной работы.

4.2. Поляризационные эффекты

Усиление магнитооптических поляризационных эффектов при возбуждении ППП происходит в двух случаях: когда намагниченность структуры перпендикулярна плоскости пленки или когда параллельна ей и коллинеарна направлению распространения ППП или волноводной моды в структуре. К магнитооптическим поляризационным эффектам относятся эффект Фарадея и полярный и меридиональный эффекты Керра (см. §1.2 этой главы).

В работе [109] рассмотрены оба случая взаимного расположения слоя гладкого полупроводника и вектора внешнего магнитного поля. Показано, что магнитное поле не вносит линейных по намагниченности изменений в дисперсию плазмонных мод структуры, но влияет на компоненты электромагнитного поля.

Поляризационные магнитооптические эффекты изучались в различных многослойных металло-диэлектрических системах с намагниченными металлическими или диэлектрическими слоями [110-113]. Одна из первых экспериментальных демонстраций влияния плазмонных мод на вращение плоскости поляризации описана в работе [114]. Авторы этой работы, без упоминания о поверхностных плазмонных волнах, сообщили об оптическом усилении керровского вращения в тонкой железной пленке, намагниченной в меридиональном направлении.

В ряде работ [112, 113] сообщалось об усилении полярного эффекта Керра. Однако такое усиление сопровождалось уменьшением интенсивности отраженного сигнала. Об усилении эффекта Фарадея при возбуждении ППП сообщалось в [110]. В качестве плазмонной структуры использовалась пленка из висмут-замещенного феррит-граната, покрытая шероховатым слоем золота. Был сделан вывод о том, что основной вклад в усиление эффекта Фарадея в подобных системах вносится поворотом поляризации ППП, возбуждаемых на границе раздела металла и диэлектрика.

В работах [98-100, 115-120] также изучались эффекты Фарадея и Керра в периодических металло-диэлектрических структурах. В частности, авторы работы [115] экспериментально исследовали эффект Керра в полярной геометрии при отражении видимого света от перфорированной пленки из кобальта. Показано, что вблизи максимумов пропускания света эффект Керра ослабляется по величине на порядок. В работах [116, 117], посвященных изучению эффекта Фарадея, магнитная среда размещалась либо внутри отверстий в металле [116], либо сам металл являлся ферромагнетиком [117].

Двумерные плазмонные кристаллы на основе пленки из кобальта рассматривались в [99] (рис. 1.10д). Продемонстрировано, что двумерная система отверстий оказывает влияние не только на магнитооптический эффект Керра, но также и на магнитные свойства структуры. Это выражается в увеличении коэф-

цитивного поля в плоскости намагниченности при увеличении диаметра отверстий и появлении компоненты намагниченности, лежащей вне плоскости пленки.

С помощью внешнего магнитного поля в плазмонных кристаллах, состоящих из перфорированного золота, нанесенного на тонкую гладкую ферромагнитную пленку, был модулирован коэффициент пропускания. При этом наблюдения велись в скрещенных поляризаторах [118]. Хотя влияние плазмонов на эти эффекты и было отмечено, но усиление магнитооптических эффектов при возбуждении ППП обнаружено не было.

Большинство описанных выше периодических структур изготавливались методами электронно-лучевой литографии и последующего травления. Но существуют и другие способы изготовления плазмонных кристаллов. Например, авторы [98] изготовили двумерную плазмонную структуру путем напыления Со или Ni на поверхность коллоидного кристалла из ПММА (рис. 1.10 (г)). Установлено, что существуют резонансные особенности в спектрах керровского вращения. Они связаны с возбуждением ППП и резонансами, соответствующими многократному отражению и интерференции света от подложки из коллоидного кристалла и наноструктурированной пленки. В работе [102] использован метод самоорганизации (рис. 1.10 (е)). При этом был изготовлен плазмонный кристалл из полимерных монослоев, расположенных на никелевой подложке. Авторы сообщили об увеличении полярного и экваториального эффектов Керра при возбуждении в никеле ППП. Однако было показано, что разупорядоченность в структуре уменьшает усиление этих эффектов. Еще один тип магнито-плазмонной периодической структуры изготовлен путем осаждения многослойных массивов Со/Pt на сферы из полистирола [119].

Значительное количество недавних исследований посвящено эффектам Фарадея и Керра в структурах с локализованными плазмонными резонансами [120-133]. В работе [121] изучены никелевые наноферромагнетики. Продемонстри-

рована сильная связь между локализованными плазмонами и меридиональным эффектом Керра. Авторы также показали наличие фазового сдвига в керровском вращении, который индуцирован комбинацией анизотропной поляризуемости и магнитооптических свойств наночастиц никеля.

Магнитооптическая активность, наведенная сильным магнитным полем в наночастицах золота, изучалась в работах [122, 123].

Генерация второй гармоники при намагниченности хиральных микроструктур никеля исследована в [124].

Увеличение керровского вращении при возбуждении локализованных ППП обнаружено также и в системах нанопроводов Ni [125], в «сэндвичевых» многослойных наноструктурах Au/Co/Au [126, 127] и в ферромагнитных гранатовых пленках с включениями золотых частиц [128-131]. Авторы [127] отмечают, что анизотропия формы ферромагнитных наночастиц может стать дополнительной степенью свободы, которая способствует дальнейшему увеличению магнитооптических эффектов.

Увеличение полярного эффекта Керра при возбуждении локализованных поверхностных плазмонов также было предсказано для гранулированных ферромагнитных композитов [132].

Несмотря на довольно большое число работ, посвященных усилению эффектов Фарадея и Керра в плазмонных структурах, физическая природа этого увеличения до сих пор четко не формулировалась. В качестве объяснения рассмотрены несколько механизмов усиления. Один из них связан с существенным увеличением локального электромагнитного поля в непосредственной близости от металлических структур при плазмонном резонансе. Хотя все поляризационные эффекты являются линейными по намагниченности, но такой механизм все еще может вносить определенный вклад, так как спин-орбитальное взаимодействие, отвечающее за связь магнитного и оптического полей, чувствительно к амплитуде локального электрического поля [133]. Спин-зависимые поверхност-

ные эффекты предлагались в качестве объяснения сильной зависимости коэффициента пропускания массива кобальт-золотых микрочастиц от внешнего магнитного поля [134].

Другой возможный механизм учитывает то, что возбуждение ППП мод ведет к изменению поляризации ближнего поля в структуре и, следовательно, изменяет отклик в дальнем поле. Наконец, возбуждение плазмонных или волноводных мод может усиливать вращение поляризации за счет увеличения эффективной длины распространения света в магнитной части структуры.

Следует отметить, что также сообщалось об увеличении фарадеевского и керровского вращений при возбуждении в них волноводных мод в системах, состоящих только из диэлектриков [135, 136].

5. Оптическое возбуждение электронов в благородных металлах

Оптические свойства металлов, таких как золото, серебро, медь, определяются, в основном, вкладом от свободных валентных электронов и хорошо описываются в рамках модели Друде (см. уравнение (1.21)). Однако модель Друде требует коррекции, чтобы учесть вклад от межзонных переходов. В уравнении (1.21) это учтено членом $\varepsilon_{ib}(\omega)$. В золоте межзонным переходом является переход из d -зоны в p -зону, происходящий при энергии ~ 2.4 эВ (рис. 1.11). С ним связан характерный желтый цвет этого металла [137]. Межзонные переходы вносят наибольший вклад в нелинейный отклик золота, т.к. при них происходит переход электронов в возбужденные состояния с высокими энергиями. Вместе с тем нелинейные процессы, связанные с изменением энергии свободных электронов, также могут быть существенны.

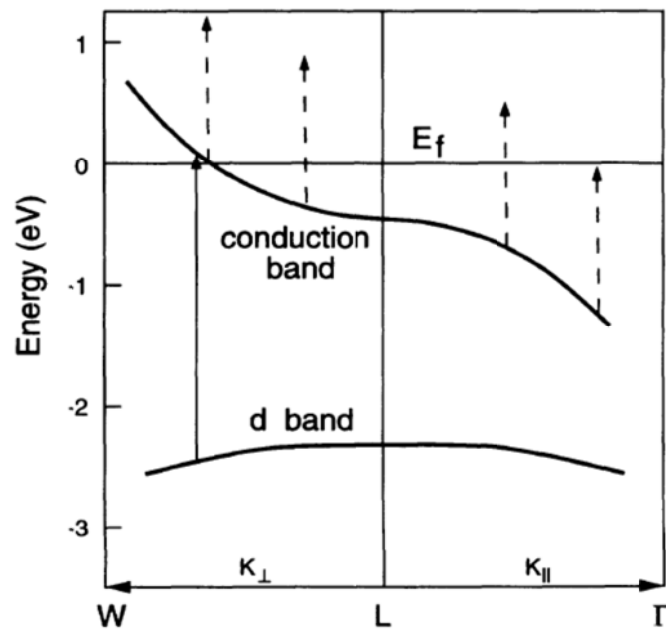


Рис. 1.11: Зонная структура золота вблизи токи L зоны Бриллюэна [137].

Нелинейные свойства благородных металлов, в частности золота и серебра, ранее исследовались в тонких пленках в основном при помощи методики “накачка-зондирование” [138-147]. Основную роль при этом играет поглощение оптической энергии в металле, которое приводит к короткоживущему изменению распределения электронов по энергиям и к модификации оптических свойств золота. При этом в модели Друде возможно изменение частоты электронных столкновений ν и функции, описывающей межзонные переходы $\varepsilon_{ib}(\omega)$. Плазменная частота ω_p практически не меняется.

Временная динамика нелинейного возбуждения в благородных металлах может быть разбита на несколько этапов [148-150] (рис. 1.12).

Падающий импульс накачки возбуждает электроны, находящиеся ниже уровня Ферми. Если энергия фотонов импульса накачки меньше энергии межзонного d -перехода, то оптическая энергия переходит только к свободным электронам. В результате возникает неравновесное (нетермическое) распределение. В течение первой пикосекунды происходит электрон-электронное рассеяние и

возникает термализация электронов. При этом распределение Больцмана по энергиям электронов соответствует повышенной температуре системы $T_e > T_0$. После внутренней термализации, а частично и в процессе нее, горячие электроны (термализованные и нетермализованные) медленно передают энергию кристаллической решетке за счет электрон-фононного взаимодействия и решетка нагревается. Происходит, так называемая, внешняя термализация. Температура решетки немного повышается и становится $T_l > T_0$. На существенно больших временных масштабах кристаллическая решетка остывает, передавая энергию окружающей среде.



Рис. 1.12: Эволюция функции распределения электронов в металле при воздействии на него импульса лазерного излучения. Изменения в распределении электронов приводят к изменениям диэлектрической проницаемости металла [150].

Для усиления воздействия света на золото можно использовать структуру плазмонного кристалла. Недавно оптические свойства плазмонных кристаллов с периодически перфорированным золотом или диэлектриком на поверхности гладкого золота были изучены двухчастотным методом накачки-зондирования [138-139]. Показано, что вблизи плазмонного резонанса возникает сверхбыстрая (субпикосекундная) модуляция коэффициента отражения порядка 10%. Такие большие значения модуляции достигнуты, используя поток энергии порядка 50 мДж/см² и при возбуждении межзонных переходов. Однако существенным недостатком работы вблизи межзонных переходов являются большие оптические потери, которые сильно уменьшают эффективность возбуждения ППП. Похожая проблема возникает и при работе с плазмонными кристаллами из алюминия [147].

В диссертационной работе исследовано данное явление в отношении его применения для контроля распространения ППП (см. главу VI). При этом выбраны частоты возбуждения вдали от энергии межзонных переходов ($\sim 1,55$ эВ). Хотя, с одной стороны, это приводит к снижению эффективности фотовозбуждения, но, с другой стороны, позволяет работать в области, где оптические потери существенно меньше и длина распространения ППП больше.

6. Методы расчета оптических свойств периодических наноструктур

6.1. Метод матриц переноса

Для описания и моделирования свойств одномерных фотонных кристаллов часто используется метод матриц переноса, который заключается в следующем [151].

Введем систему координат так, чтобы ось z была нормальна к границам слоев, и рассмотрим электромагнитное поле в n -ом слое (рис.1.13). Оно может быть представлено в виде суперпозиции нормальных мод. Нормальными модами в одномерном случае являются четыре волны, которые распространяются независимо друг от друга в каждом из двух направлений и обладают различными поляризациями. Количество нормальных мод обусловлено порядком волнового уравнения, получаемого из уравнений Максвелла. Нормальные моды находятся с помощью уравнения Френеля, которое для случая однородной неизолированной среды имеет вид:

$$n^2 \vec{E} - \vec{n}(\vec{n}\vec{E}) = \hat{\epsilon}\vec{E}, \quad (1.29)$$

где $\vec{n} = \frac{c}{\omega} \mathbf{k}$, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $\hat{\epsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости (магнитная проницаемость полагается равной единице).

Введем 4-х компонентный столбец A_n , составленный из амплитуд напряженности электрического поля для каждой нормальной моды в начале n -го слоя (в точке z_n). Введем также матрицу-пропагатор, или матрицу распространения P_n , описывающую распространение нормальных моды в пределах n -го слоя и связывающую амплитуды нормальных моды в начале и конце n -го слоя (то есть в точках z_n и z_{n+1}). Так как нормальные моды распространяются независимо друг от друга, матрица P_n имеет диагональный вид и описывает только фазовые набег. Для того чтобы связать амплитуды нормальных мод в соседних слоях, введем динамическую матрицу, или матрицу переноса D_n , которая связывает амплитуды нормальных мод с тангенциальными компонентами напряженностей электрического и магнитного полей в n -м слое. Таким образом, условие непрерывности тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей на границе слоев в точке z_{n+1} представимо в виде

$$D_n P_n A_n = D_{n+1} A_{n+1}. \quad (1.30)$$

Учет граничных условий на границах фотонного кристалла (в точках z_0 и z_N , где N — полное число слоев в фотонном кристалле) происходит аналогичным образом. Падающую, отраженную и прошедшую волны можно представить в виде суперпозиции нормальных мод. Пусть A_0 — столбец амплитуд нормальных мод в точке z_0 для среды слева от фотонного кристалла (рис.1.13), а D_0 — динамическая матрица для этой же среды. Две из четырех нормальных мод, распространяющиеся вправо, будут образовывать падающую волну, а другие две — отраженную. Граничное условие записывается в виде, аналогичном уравнению (1.30):

$$D_0 A_0 = D_1 A_1. \quad (1.31)$$

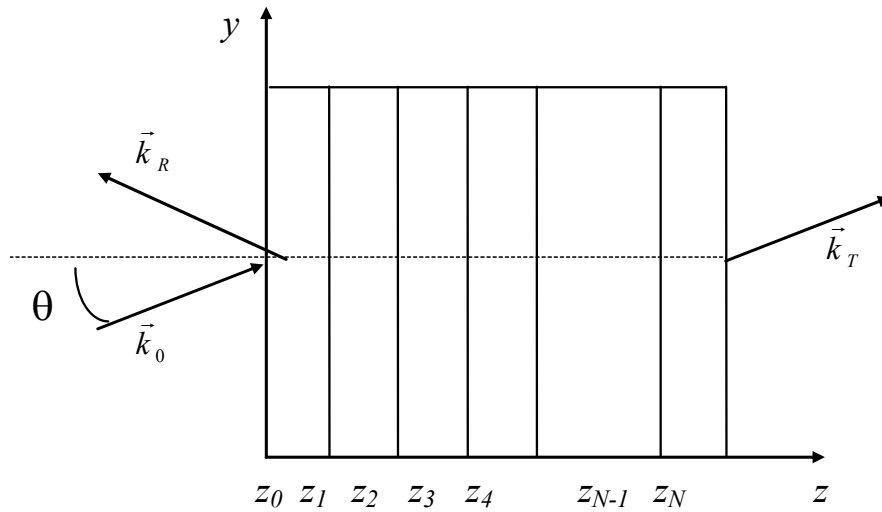


Рис. 1.13: Схема падения света на слоисто однородную среду.

Аналогично, пусть A_{N+1} — столбец амплитуд нормальных мод в точке z_{N+1} для среды справа от фотонного кристалла, а D_{N+1} — динамическая матрица для той же среды. Тогда две из четырех нормальных мод, распространяющиеся вправо, образуют прошедшую волну, а амплитуды оставшихся двух равны нулю, так как справа на фотонный кристалл свет не падает. Граничное условие имеет вид:

$$D_N A_N = D_{N+1} A_{N+1}. \quad (1.32)$$

Из соотношений (1.30) и граничных условий в точках z_0 и z_N получается система уравнений, связывающая амплитуды нормальных мод на входе и выходе фотонного кристалла:

$$A_0 = D_0^{-1} D_1 P_1^{-1} \dots D_N P_N^{-1} D_N^{-1} D_{N+1} A_{N+1}. \quad (1.33)$$

Пусть на структуру падает волна единичной амплитуды под углом θ к оси z . Состояние поляризации падающей волны зададим углом ψ между осью x и вектором $\vec{E}$, причем этот угол может быть, вообще говоря, комплексным. В последнем случае падающая волна эллиптически поляризована, причем вещественная часть угла ψ составляет угол между осью x и большой полуосью эллипса поляризации, а коэффициент эллиптичности (отношение малой полуоси эллипса поляризации к большой) равен $\text{th Im } \psi$. В случае $\psi = 0$ или $\psi = \pi/2$ падающая волна имеет s- или p-поляризацию соответственно. Так как внешняя среда немагнитная, то в качестве нормальных мод возьмем s- и p-поляризации. Тогда амплитуды нормальных волн для падающей волны равны:

$$\begin{pmatrix} A_s \\ A_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi \\ \sin \psi \end{pmatrix}. \quad (1.34)$$

Эти амплитуды подставляются в уравнение (1.30), из которого находятся амплитуды нормальных мод для отраженной и прошедшей волн.

Из амплитуд нормальных мод можно получить декартовые составляющие полей на входе и выходе кристалла, а из них, в свою очередь — характеристики отраженной и прошедшей волн. Для коэффициента прохождения, угла Фарадея и коэффициента эллиптичности справедливы формулы:

$$T = |A_s|^2 + |A_p|^2, \quad \theta_F = \text{Re arctg } \chi, \quad \text{tg } \delta = \text{th Im arctg } \chi, \quad (1.35)$$

где $\chi = \frac{-A_s \sin \psi + A_p \cos \psi}{A_s \cos \psi + A_p \sin \psi}$, A_s и A_p — амплитуды s- и p-составляющих для прошедшей волны. Аналогичные способом определяются характеристики отраженной волны.

Отличительной чертой метода матриц переноса является его универсальность, позволяющая моделировать фотонные кристаллы, не обладающие строгой периодичностью. Данный метод позволяет также получать картины распределения поля внутри многослойной структуры, а также дисперсионные кривые для бесконечных одномерных периодических структур.

Метод матриц переноса для вычисления дисперсионных зависимостей состоит в следующем [152]. Пусть фотонный кристалл образован чередованием двух типов слоев, которые характеризуются столбцами амплитуд нормальных мод (волн, распространяющихся в среде независимо друг от друга и сохраняющих поляризацию) A_i , динамическими матрицами D_i и матрицами-пропагаторами P_i , $i=1,2$. Обозначим $T = D_2 P_2 D_2^{-1} D_1 P_1 D_1^{-1}$. Очевидно, если $F(z)$ — столбец, образованный тангенциальными компонентами напряженностей электрического и магнитного полей на границе 2-го и 1-го типа слоев, то $TF(z) = F(z + D)$, где D — период структуры. Из теоремы Блоха $F(z + D) = e^{ikD} F(z)$, где k — квазиволновой вектор. Отсюда следует, что собственные значения матрицы T (а их ровно 4, так как $\text{rang} T = 4$) имеют вид $e^{\pm ik_{1,2}D}$, где индексы «1» и «2» различают два типа блоховских волн, а знак « $\pm$ » различает направления распространения волн. Из свойств матриц можно получить явные выражения для квазиволновых векторов:

$$\cos k_{1,2}D = \frac{1}{4} \left(\text{Tr} T \pm \sqrt{2\text{Tr} T^2 - (\text{Tr} T)^2 + 8} \right). \quad (1.36)$$

Так как матрица T зависит от характеристик падающей волны (частоты, угла падения), то полученные соотношения определяют дисперсионную зависимость $k(\omega)$.

6.2. Метод связанных мод в пространстве Фурье (RCWA)

В данной работе расчет оптических и магнитооптических спектров плазмонных структур проведен методом связанных мод в пространстве Фурье (RCWA - rigorous coupled waves analysis) [153,154]. Этот метод позволяет рассчитывать любые оптические и магнитооптические характеристики наноструктурированных многослойных металло-диэлектрических сред с гиротропными наполнителями (интенсивность, состояние поляризации прошедшей, отраженной и рассеянных волн в любом дифракционном порядке, поглощение среды, распределение всех компонент электромагнитного поля в среде).

Метод связанных мод в пространстве Фурье применим для описания многослойных структур, каждый слой которых может иметь периодическую модуляцию оптических характеристик (в частности, показателя преломления). Метод позволяет находить оптический отклик среды, т.е. амплитуды (интенсивности) и состояния поляризации дифрагировавших волн во всех дифракционных порядках в отраженном и в прошедшем свете. Кроме того, данный метод позволяет рассчитывать картину распределения компонент полей E и H в структуре. При этом задаются длина волны, угол падения и состояние поляризации падающей волны.

Периодическая структура является, вообще говоря, многослойной, слои либо однородны, либо периодичны вдоль осей x и y . При этом периоды в различных слоях либо одинаковы, либо соразмерны между собой. Ограничений на другие геометрические параметры нет. На рис. 1.14 схематически показаны структура, падающая волна и используемая система координат.

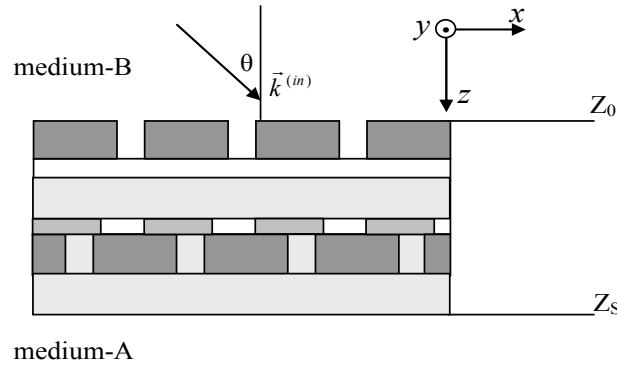


Рис. 1.14: Схема металло-диэлектрической структуры для RCWA.

Если структура обладает сложным геометрическим профилем, то она должна быть представлена в виде многослойной с большим количеством слоев малой толщины. Необходимое количество слоев определяется из условия сходимости получаемых результатов. Путем введения эффективных поглощающих условий метод позволяет также рассчитывать свойства неперiodических сред.

Метод RCWA заключается в решении уравнений Максвелла в усеченном пространстве Фурье. В силу периодичности можно каждую компоненту тензора диэлектрической проницаемости разложить в ряд Фурье:

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \hat{\varepsilon}_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}} \quad (1.37)$$

По теореме Флоке для полевых векторов справедливо условие квазипериодичности, согласно которому поле внутри периодической структуры представимо в виде суперпозиции блоховских волн:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{U}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (1.38)$$

где $\mathbf{A}$ – любой полевой вектор (вектор напряженности электрического или магнитного поля), $\mathbf{U}_{\mathbf{k}}$ – строго периодические функции, $\mathbf{k}$ – квазиволновой вектор. Так как $\mathbf{U}_{\mathbf{k}}$ – периодические функции, то их можно разложить в ряд Фурье:

$$\mathbf{U}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{A}_{\mathbf{Gk}} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}} \quad (1.39)$$

и таким образом поле внутри периодической среды представлено в виде суперпозиции плоских волн:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{A}_{\mathbf{Gk}} e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\mathbf{r}} \quad (1.40)$$

Методика расчетов состоит из двух этапов.

1) Нахождение собственных волн каждого слоя внутри среды. Уравнения Максвелла для каждого слоя с учетом разложения тензора диэлектрической проницаемости в ряд Фурье и разложения компонент электрического и магнитного полей по плоским волнам записываются в пространстве Фурье, при этом они принимают вид алгебраической задачи на собственные значения относительно величин $\mathbf{E}_{\mathbf{kG}}$ и $\mathbf{H}_{\mathbf{kG}}$. При практической реализации вместо бесконечномерного пространства Фурье используется усеченное пространство Фурье, размерность которого определяется условием сходимости получаемых результатов.

2) Сшивка решений на границах слоев приводит к системе линейных алгебраических уравнений для нахождения компонент отраженного и прошедшего электромагнитного поля во всех дифракционных порядках. Например, в отраженном свете для каждого G -го дифракционного порядка можно найти $\mathbf{E}_{\mathbf{G}}^{(R)}$, откуда делается вывод о состоянии поляризации и находится относительная интенсивность:

$$\eta_{\mathbf{G}}^{(R)} = \frac{\left| k_{z\mathbf{G}}^{(R)} \right| \left| \mathbf{E}_{\mathbf{G}}^{(R)} \right|^2}{\left| k_{z\mathbf{G}}^{(I)} \right| \left| \mathbf{E}_{\mathbf{G}}^{(I)} \right|^2}. \quad (1.41)$$

В зависимости от геометрических параметров структуры и поляризации падающей волны может наблюдаться неустойчивость метода по величине размерности используемого усеченного пространства Фурье. При особом представлении диэлектрической проницаемости в усеченном пространстве Фурье указанная неустойчивость устраняется. В частности, в некоторых уравнениях вместо величин $\varepsilon_{\mathbf{G}}$ из разложения

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \varepsilon_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}} \quad (1.42)$$

следует использовать величины $\alpha_{\mathbf{G}}$ из разложения

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} = \sum_{\mathbf{G}} \alpha_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}}. \quad (1.43)$$

(с соответствующими изменениями структуры уравнений).

Метод связанных мод в пространстве Фурье специально адаптирован для сред с произвольным видом тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей, в частности, для магнитных сред. При этом для достижения хорошей сходимости метода разработаны специальные правила представления уравнений Максвелла в усеченном пространстве Фурье – правила факторизации. Согласно этим правилам, при переходе в усеченное пространство Фурье каждая компонента тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей заменяется специальной комбинацией фурье-компонент тензоров или обратных им величин. В аналитическом виде конечный результат оказывается громоздким, поэтому правила факторизации применяются алгоритмически.

При решении системы линейных алгебраических уравнений для нахождения компонент отраженных и прошедших волн может возникать численное переполнение, которое устранимо с помощью применения метода матрицы рассеяния (см. §6.3 данной главы). Вид системы алгебраических уравнений позволяет разработать рекуррентный способ построения матрицы рассеяния. Из рассчитанной численно матрицы рассеяния сразу определяются компоненты отраженных и прошедших волн.

На основе методов RCWA и матрицы рассеяния может быть найдено распределение компонент электромагнитного поля внутри структуры. При этом для нахождения поля в каждом слое, исходя из вида блоховских волн, найденных методом RCWA, вычисляются две матрицы рассеяния для двух подструк-

тур, окружающих этот слой, и с их помощью определяются все компоненты электромагнитного поля.

Метод расчета оптических свойств одномерно периодических многослойных структур, содержащих гиротропные среды, может быть расширен на случай структур с двумерной периодичностью, что позволяет проводить расчеты электромагнитных свойств трехмерных структур. Сложность обобщения метода RCWA на двумерно периодические структуры связана в первую очередь с тем, что в этом случае нельзя решать задачу рассеяния отдельно для двух (s - и p -) поляризаций. Это приводит к значительному усложнению итоговой системы матричных уравнений.

Также из-за двумерной периодичности слоев необходимо производить не одномерное преобразование Фурье (как в случае одномерно периодических структур), а двумерное. По этой причине значительно увеличиваются требуемые вычислительные мощности: вместо N (N – число гармоник в разложении Фурье) матричных элементов необходимо проводить операции с числом элементов порядка N^2 .

Для получения точных значений коэффициентов отражения, пропускания, поглощения и других параметров исследуемой структуры при численном расчете необходимо использовать как можно большее, но конечное, значение N (точное решение вычисляется при бесконечном N , что невозможно в реальности). Так как при расчете используется лишь конечное число слагаемых Фурье-ряда, то результат моделирования отличается от истинного решения уравнений Максвелла. Разность истинного и полученного численно решений зависит от количества слагаемых ряда, использованного при расчете.

Чтобы минимизировать эту разность при заданном числе N , применяют специальные правила факторизации, улучшающие сходимость метода RCWA. Они заключаются в преобразовании материальных уравнений электромагнитного поля специальным образом для кусочно непрерывных функций и последую-

щим переводом их в пространство Фурье. Это сокращает требуемое число N при заданной точности расчетов в 2-4 раза, в зависимости от параметров исследуемой структуры.

6.3. Метод матрицы рассеяния

Во избежание численного переполнения при решении задачи дифракции методом RCWA может быть использован подход с помощью матрицы рассеяния [155-159], позволяющий решить систему алгебраических уравнений для нахождения компонент электромагнитного поля отраженных и прошедших волн во всех дифракционных порядках гиротропных металло-диэлектрических структур.

Матрица рассеяния (S -матрица) является адекватным физическим инструментом для описания электромагнитных свойств материалов, существенно неоднородных на субволновом масштабе, для которых стандартные оптические подходы, предполагающие однородность волнового фронта в латеральном направлении, не работают. К числу достоинств метода можно отнести возможность нахождения собственных колебаний структуры. В данной работе метод матрицы рассеяния применен для расчёта законов дисперсии плазмонных и волноводных мод различных плазмонных кристаллов.

Свет при падении на периодическую структуру дифрагирует на ней, и возникающее при этом электромагнитное поле представимо в виде суперпозиции падающей, отраженных и прошедших плоских волн с продольными волновыми числами $k_x^{(m)}$, отличающимися от волнового числа $k_x^{(i)}$ падающей волны на вектор обратной решетки $m\mathbf{G}$. В общем случае комплексные амплитуды отраженных и прошедших волн могут быть объединены в столбец $\mathbf{A}_{scat}$, а амплитуды

падающих с обеих сторон на структуру волн во всех дифракционных порядках – в столбец $\mathbf{A}_{in}$.

Комплексные амплитуды падающих и рассеянных волн связаны через матрицу рассеяния $\mathbf{S}$:

$$\mathbf{S}\mathbf{A}_{in} = \mathbf{A}_{scat}. \quad (1.44)$$

Размерность $\mathbf{S}$ -матрицы определяется размерностью столбцов амплитуд. Матрицу рассеяния рассчитывают численно.

Собственные волны могут распространяться по структуре без внешнего воздействия, поэтому им соответствует нетривиальное решение однородной задачи с нулевым столбцом амплитуд падающих волн $\mathbf{A}_{in}$:

$$\mathbf{S}^{-1}\mathbf{A}_{scat} = 0. \quad (1.45)$$

Для существования нетривиального решения необходимо, чтобы

$$\det(\mathbf{S}^{-1}) = 0 \quad (1.46)$$

Из последней формулы определяются дисперсионные зависимости для собственных волн системы.

Матрицу рассеяния для многослойных структур вычисляют рекуррентным образом. В структуре выделяют N слоев, однородных вдоль оси z (перпендикулярной границам слоев), и $N+1$ соответствующих им интерфейсов. Комплексные амплитуды собственных волн на разных сторонах каждого слоя или интерфейса связаны через матрицу переноса $\mathbf{T}_i$, а полная матрица переноса для всей структуры имеет вид

$$\mathbf{T} = \prod_{i=1}^{2N+1} \mathbf{T}_i \quad (1.47)$$

Вид матриц $\mathbf{T}_i$ определяется в результате нахождения собственных волн для каждого слоя и учета граничных условий на интерфейсе. Во внешней среде вблизи поверхности крайнего слоя выделяют также виртуальный интерфейс, для которого матрица переноса $\mathbf{T}_0$ и матрица рассеяния $\mathbf{S}_0$ являются единичны-

ми. Обозначим $\mathbf{S}_i$ матрицу рассеяния для той части структуры, которая заключена между виртуальным интерфейсом и i -м слоем или интерфейсом. Для таких матриц имеют место рекуррентные соотношения, связывающие компоненты матриц $\mathbf{S}_i$ с компонентами матриц $\mathbf{S}_{i-1}$ и $\mathbf{T}_i$. Искомая матрица рассеяния для всей структуры:

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_{2N+1}. \quad (1.48)$$

6.4. Метод конечных разностей во временной области (FDTD)

В данной работе, в главе 7 для моделирования распространения плазмонных импульсов использован метод конечных разностей во временной области (FDTD - Finite-Difference Time-Domain). Этот метод в настоящее время является одним из наиболее распространенных методов численного решения электродинамических задач. Метод FDTD предложен более 40 лет тому назад в работе [160], но получил большое распространение в последнее десятилетие, что связано со значительным прогрессом вычислительных технологий. Метод FDTD универсален и может быть применен практически во всех задачах электродинамики, требующих численного решения. Это и задачи, связанные с расчетом ближнего поля различных волноведущих и резонансных структур сложной формы с неоднородностями, и задачи, требующие моделирования в дальнем поле излучающих структур, антенн, активных приборов СВЧ.

Метод FDTD основан на дискретизации уравнений Максвелла, записанных в дифференциальной форме. Сетки для электрического и магнитного полей смещены по отношению друг к другу во времени и пространстве на половину шага дискретизации по каждой из переменных. Конечно-разностные уравнения позволяют определить электрическое и магнитное поля в данный момент времени на основании известных значений полей в предыдущий момент времени. При этом необходимо задать начальные и граничные условия.

В классическом виде FDTD метода используют эквидистантную ортогональную сетку – решетку Йее [161]. Однако для повышения устойчивости и эффективности метода используют также неэквидистантные и/или неортогональные сетки.

Существенным ограничением применимости метода является ограничение шага по времени и требование больших вычислительных ресурсов.

Рассмотрим явную разностную схему метода для случая распространения ТЕ-поляризованной волны, имеющей ненулевые компоненты поля H_x , H_z , E_y . Будем считать, что задача двумерная, т.е. структура однородна вдоль оси ОУ. В случае отсутствия токов и свободных зарядов из уравнений Максвелла следует следующая система уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} &= -\frac{\partial E_y}{\partial x} \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)\end{aligned}\tag{1.49}$$

В области решения $x \in [0, L_x]$, $z \in [0, L_z]$ необходимо ввести разностную сетку, содержащую $N_x \times N_z$ узлов: $\xi_r = \{x_i = ir_x, z_j = jr_z\}$, где $i = 0, 1, \dots, N_x$ и $j = 0, 1, \dots, N_z$. Временной промежуток, на котором решается задача, также развивается на N_t интервалов, вводя временную сетку с узлами: $t_k = k\tau$. Значение поля в узле пространственно-временной сетки обозначим $U_{i,j}^k = U(ir_x, jr_z, k\tau)$, где U - компонента напряженности электрического или магнитного поля. Компонента поля E_y рассматривается в узлах сетки (i, j, k) , а компоненты магнитного поля H_x , H_z - в точках между узлами $(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2})$. Тогда пространственные и временные производные можно вычислить как

$$\begin{aligned}\frac{\partial U_{i,j}^k}{\partial x} &= \frac{U_{i+\frac{1}{2},j}^k - U_{i-\frac{1}{2},j}^k}{r_x} + O(r_x^2) \\ \frac{\partial U_{i,j}^k}{\partial t} &= \frac{U_{i,j}^{k+\frac{1}{2}} - U_{i,j}^{k-\frac{1}{2}}}{r_x} + O(\tau^2)\end{aligned}\quad (1.50)$$

Таким образом, уравнение (1.49) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned}\frac{(H_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - (H_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}}}{\tau} &= -\frac{(E_y)_{i,j+1}^k - (E_y)_{i,j}^k}{r_z} \\ \frac{(H_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} - (H_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}}}{\tau} &= -\frac{(E_y)_{i+1,j}^k - (E_y)_{i,j}^k}{r_x} \\ \frac{(E_y)_{i,j}^{k+1} - (E_y)_{i,j}^k}{\tau} &= \frac{(H_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - (H_x)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}}}{\varepsilon r_z} - \frac{(H_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} - (H_z)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}}}{\varepsilon r_x}\end{aligned}\quad (1.51)$$

Из уравнения (1.51) можно получить выражения для компонент электромагнитного поля в следующий момент времени через значения в данный момент времени:

$$\begin{aligned}(H_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{s+\frac{1}{2}} &= (H_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{s-\frac{1}{2}} + \frac{\tau}{r_z} \left[(E_y)_{i,j+1}^s - (E_y)_{i,j}^s \right] \\ (H_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{s+\frac{1}{2}} &= (H_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{s-\frac{1}{2}} - \frac{\tau}{r_x} \left[(E_y)_{i+1,j}^s - (E_y)_{i,j}^s \right] \\ (E_y)_{i,j}^{s+1} &= (E_y)_{i,j}^s + \frac{\tau}{r_z} \left[(H_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{s+\frac{1}{2}} - (H_x)_{i,j-\frac{1}{2}}^{s+\frac{1}{2}} \right] - \frac{\tau}{\varepsilon r_x} \left[(H_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{s+\frac{1}{2}} - (H_z)_{i-\frac{1}{2},j}^{s+\frac{1}{2}} \right].\end{aligned}\quad (1.52)$$

Аналогичным образом, для случая ТМ поляризованной волны, имеющей компоненты поля E_x , E_z , H_y , из уравнений Максвелла имеем

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right)\end{aligned}\quad (1.53)$$

Переходя к дискретным разностям, можно получить

$$\begin{aligned}
\frac{(E_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - (E_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k-\frac{1}{2}}}{\tau} &= -\frac{(H_y)_{i,j+1}^k - (H_y)_{i,j}^k}{\varepsilon r_z} \\
\frac{(E_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} - (E_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{k-\frac{1}{2}}}{\tau} &= \frac{(H_y)_{i+1,j}^k - (H_y)_{i,j}^k}{\varepsilon r_x} \\
\frac{(H_y)_{i,j}^{k+1} - (H_y)_{i,j}^k}{\tau} &= -\frac{(E_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}} - (E_x)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+\frac{1}{2}}}{r_z} + \frac{(E_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}} - (E_z)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+\frac{1}{2}}}{r_x}.
\end{aligned} \tag{1.54}$$

Таким образом, разностная схема в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned}
(E_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{s+\frac{1}{2}} &= (E_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{s-\frac{1}{2}} - \frac{\tau}{\varepsilon r_z} \left[(H_y)_{i,j+1}^s - (H_y)_{i,j}^s \right] \\
(E_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{s+\frac{1}{2}} &= (E_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{s-\frac{1}{2}} + \frac{\tau}{\varepsilon r_x} \left[(H_y)_{i+1,j}^s - (H_y)_{i,j}^s \right] \\
(H_y)_{i,j}^{s+1} &= (H_y)_{i,j}^s - \frac{\tau}{r_z} \left[(E_x)_{i,j+\frac{1}{2}}^{s+\frac{1}{2}} - (E_x)_{i,j-\frac{1}{2}}^{s+\frac{1}{2}} \right] + \frac{\tau}{\varepsilon r_x} \left[(E_z)_{i+\frac{1}{2},j}^{s+\frac{1}{2}} - (E_z)_{i-\frac{1}{2},j}^{s+\frac{1}{2}} \right].
\end{aligned} \tag{1.55}$$

В методе FDTD важную роль играет правильный выбор граничных условий, позволяющий ограничить расчетную область и избежать отражения волн от ее границ. Это особенно актуально для открытых систем. Одним из подходов является метод PML (Perfectly Matched Layer), в котором используют, так называемые, неотражающие граничные условия [162]. В этом методе границу расчетной области окружают дополнительно еще несколькими ячейками, образуя область, называемую PML-слоем. Благодаря специальным свойствам этого слоя, волна, попадая на границу, практически полностью поглощается в нем. Подробное описание этого метода можно посмотреть, например, в [163].

Глава II

Магнитооптические интенсивностные эффекты в плазмонных кристаллах

1. Двухслойная гетероструктура: [перфорированный металл] / [однородный магнитный диэлектрик]

В данной главе явление усиления магнитооптических эффектов плазмонами материалами изучено для случая металло-диэлектрической гетероструктуры, состоящей из перфорированного металлического слоя и однородной ферромагнитной диэлектрической пленки, нанесенной на немагнитную подложку (рис. 2.1).

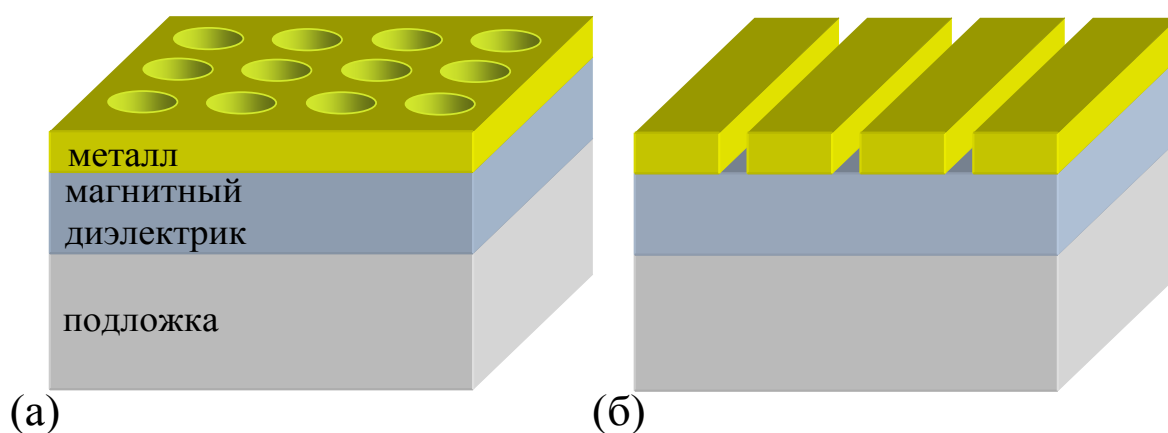


Рис. 2.1: Металло-диэлектрические гетероструктуры [благородный металл]/[магнитный диэлектрик] с (а) двумерной и (б) одномерной металлическими решетками.

На первый взгляд, наноструктурированная пленка из металлического ферромагнетика на подложке является наиболее подходящей системой для усиления магнитооптических эффектов, поскольку удельное фарадеевское вращение

в таких пленках составляет $\Phi \sim 5 \times 10^5 \text{ см}^{-1}$. Однако все известные ферромагнитные металлы, такие как Fe, Ni, Co и их сплавы, имеют на оптических частотах довольно большие оптические потери, при которых расстояние распространения плазмонной волны не превышает нескольких микрон. В то же время для того, чтобы периодические свойства структуры оказывали существенное влияние на ее оптические свойства необходимо, чтобы длина распространения ППП была существенно больше, чем период структуры, т.е. составляла порядка 10 мкм и больше. Следовательно, все оптические явления, обусловленные ППП, в таких металлах сильно подавляются.

Если в качестве магнитного материала в плазмонной гетероструктуре использовать слабо поглощающий ферромагнитный диэлектрик ($\alpha \sim 100 \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = 800 \text{ нм}$), то можно существенно уменьшить оптические потери. Кроме того, это позволяет избежать использования ферромагнитных металлов. При этом появляется возможность вместо ферромагнитных использовать благородные металлы, оптические потери которых существенно меньше (например, для Ag $|\text{Im}(\varepsilon)/\text{Re}(\varepsilon)| = 0,05$, в то время как для Ni $|\text{Im}(\varepsilon)/\text{Re}(\varepsilon)| = 1,69$ при $\lambda = 800 \text{ нм}$). Поскольку оптические потери и в диэлектрическом, и в металлическом слоях относительно малы, длина распространения ППП возрастает в несколько раз по сравнению со структурами, содержащими ферромагнитные металлы. Например, для системы [висмут-замещенный феррит-гранат]/[серебро] $l_p = 7 \text{ мкм}$ при $\lambda = 900 \text{ нм}$. Кроме того, малые оптические потери в магнитном диэлектрическом слое допускают возбуждение в нем волноводных мод, которые, наряду с плазмонными модами, могут также оказывать существенное влияние на магнитооптические свойства материала. Таким образом, гетероструктуры типа [ферромагнитный диэлектрик]/[благородный металл] обладают большим потенциалом для плазмоники и магнитооптики.

Периодическая система отверстий или щелей в рассматриваемой гетероструктуре позволяет управлять энергетическим спектром ППП и других элек-

ромагнитных мод, возбуждаемых в данной структуре. При этом период структуры должен быть сравним с длиной волны этих мод. Поэтому по аналогии с фотонным кристаллом, данную систему можно назвать плазмонным кристаллом. Рассмотрим основные типы собственных волн в такой системе.

2. Электромагнитные моды в немагнитном плазмонном кристалле

Следует отметить, что оптические моды в структурах, аналогичных рассматриваемым здесь плазмонным кристаллам, но без магнитных материалов, подробно изучены в работах [78,80,156]. Здесь будут рассмотрены основные свойства мод плазмонных кристаллов, которые важны для теоретического рассмотрения магнитооптических эффектов в таких структурах.

В плазмонном кристалле возможно возбуждение волноводных мод в диэлектрическом слое, плазмонных мод, распространяющихся вдоль границ раздела [металл] / [диэлектрик] или [металл] / [воздух], и локализованных плазмонных мод в щелях, отверстиях и вблизи металлических полос. Поскольку рассматриваемая периодическая гетероструктура является открытым резонатором, то все возбуждаемые в ней моды являются вытекающими и дают вклад в дальнейшее оптическое поле. Поэтому добротность Q резонансов, связанных с их возбуждением, определяется не только диссипацией (Q_1^{-1}), но и потерями, обусловленными вытеканием моды в дальнейшее поле (Q_2^{-1}). При этом относительная ширина резонансной линии на половине от резонансного максимума $\Delta_{рез} = \delta\omega/\omega$ определяется полной добротностью резонанса: $\Delta_{рез} = Q^{-1} = Q_1^{-1} + Q_2^{-1}$.

2.1. Волноводные моды и распространяющиеся плазмонные моды

Поскольку рассматриваемая система является периодической, то все ее собственные волны являются волнами Блоха и их дисперсия представима в первой зоне Бриллюэна. Если $Q_2 \gg 1$, то дисперсию волноводных и распространяющихся ППП можно получить в приближении пустой решетки. В этом приближении волновое число моды, найденное для слоисто-однородной системы, получает добавку, равную вектору обратной решетки:

$$\tilde{\kappa}\tilde{\mathbf{e}} = \kappa\mathbf{e} + u_1\mathbf{G}_x + u_2\mathbf{G}_y, \quad (2.1)$$

где $\mathbf{e}$ и $\tilde{\mathbf{e}}$ - единичные векторы вдоль направления распространения моды в случае гладких и перфорированных слоев, соответственно, $\mathbf{G}_x$ и $\mathbf{G}_y$ - векторы обратной решетки, образованной отверстиями или щелями в металле (для решетки с квадратной элементарной ячейкой $G_x = G_y = 2\pi/d$, d - период структуры) и u_1 , u_2 - целые числа. В приближении пустой решетки в первой зоне Бриллюэна строят семейство дисперсионных кривых с учетом вектора обратной решетки. В случае одномерной периодичности строят кривые

$$\tilde{\kappa}(\omega) = \kappa(\omega) + u \frac{2\pi}{d}, \quad (2.2)$$

соответствующие различным целым значениям u .

В приближении пустой решетки перфорированный металлический слой заменяют однородной эффективной средой, диэлектрическая проницаемость которой ε_m зависит от диэлектрической проницаемости металла и от объемной доли f отверстий или щелей в металле. Таким образом, в этом приближении плазмонный кристалл представляет собой однородный слой металла толщиной h_m (диэлектрическая проницаемость ε_m) и слой диэлектрика толщиной h_d (диэлектрическая проницаемость ε_d), окруженные полубесконечными средами с

диэлектрическими проницаемостями ε_a (над металлом) и ε_s (под диэлектрическим слоем) (рис. 2.2).

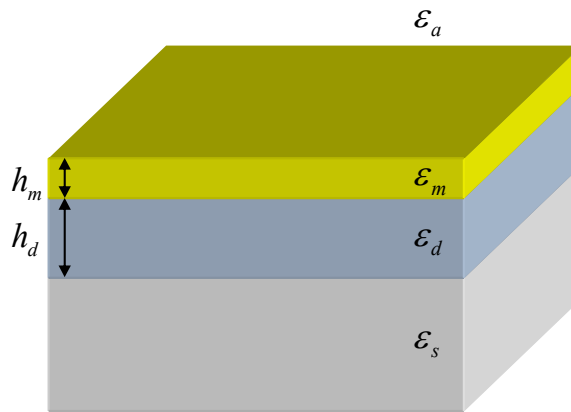


Рис. 2.2: Представление структуры плазмонного кристалла в приближении пустой решетки.

В общем случае, собственные волны такой системы являются гибридными плазмонно-волноводными модами, локализованными либо вблизи поверхностей металла, либо в диэлектрическом слое.

Однако в ряде практически важных частных случаев ситуация упрощается. В случае, если h_m больше некоторого критического значения h_{cr} ($h_{cr} \sim 50$ нм для золота или серебра в видимом или ближнем ИК диапазонах, что примерно в 2 раза превосходит толщину скин-слоя), то систему можно приближенно считать состоящей из двух отдельных частей: планарного диэлектрического волновода с металлической и диэлектрической стенками (структура типа [полубесконечный металл] / [диэлектрический слой] / [полубесконечная подложка]) и металло-диэлектрического интерфейса (структура типа [полубесконечный диэлектрик] / [полубесконечный металл]) (рис. 2.2). Если же h_m мала ($h_m < h_{cr}$) и толщина диэлектрического слоя достаточно велика ($h_d \gg \lambda$), то систе-

му можно приближенно представить как [полубесконечный диэлектрик (воздух)] / [металлический слой] / [полубесконечный диэлектрик] (рис. 2.2).

Начнем с рассмотрения первого случая. Как известно, собственными волнами планарного волновода являются моды ТМ и ТЕ типа. В системе координат, в которой плоскость планарного волновода совпадает с плоскостью XU и волноводная мода распространяется вдоль оси OX , электромагнитное поле ТМ-моды имеет компоненты H_y, E_x, E_z , и поле ТЕ-моды имеет компоненты E_y, H_x, H_z . При этом поле в волноводной системе может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} A_1 &= A_{01} \exp(-i\omega t + i\kappa x - \gamma_1 z), \text{ при } z > h_d \\ A_2 &= (A_{02} \exp(i\gamma_2 z) + A'_{02} \exp(-i\gamma_2 z)) \exp(-i\omega t + i\kappa x), \text{ при } 0 < z < h_d, \\ A_3 &= A_{03} \exp(-i\omega t + i\kappa x + \gamma_3 z), \text{ при } z < 0, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где $A = H_y$ для ТМ-моды и $A = E_y$ для ТЕ-моды, κ - константа распространения моды, $\gamma_{m(s)} = \sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_{m(s)} k_0^2}$, $\gamma_d = \sqrt{\varepsilon_d k_0^2 - \kappa^2}$, $k_0 = \omega/c$. В этом случае из уравнений Максвелла с учетом граничных условий можно получить следующее дисперсионное соотношение

$$\alpha_d (\alpha_m + \alpha_s) + [\alpha_m \alpha_s - (\alpha_d)^2] \operatorname{tg}(\gamma_d h_d) = 0, \quad (2.4)$$

где $\alpha_i = \gamma_i / \varepsilon_i$ для ТМ-моды, $\alpha_i = \gamma_i$ для ТЕ-моды. Поскольку волноводная мода локализована в диэлектрическом слое, то в случае недиссипативных сред решения уравнения (2.4) должны иметь действительные значения константы распространения β и поперечных волновых чисел γ_i . Выражение (2.4) определяет законы дисперсии $\beta(\omega)$ для ТЕ- и ТМ-мод. Для получения полной дисперсионной картины необходимо, в соответствие с уравнением (2.2), к ним прибавить вектор обратной решетки.

Поскольку плазмонный кристалл содержит металлический слой, то на обеих поверхностях металла возможно возбуждение распространяющихся вдоль

них ППП. Плазмонные колебания на двух поверхностях пленки можно считать независимыми, если $h_m > h_{cr}$. В этом случае дисперсия плазмонной моды, распространяющейся вдоль границы раздела металл/диэлектрик также следует из уравнения (2.4) при мнимых γ_d , что соответствует локализации поля вблизи границы раздела металл/диэлектрик ($z=0$). Закон дисперсии ППП на границе металл/воздух может быть найден из формулы для границы двух полубесконечных сред (1.23).

Если $h_m < h_{cr}$, то необходимо учитывать взаимодействие ППП на двух поверхностях и рассматривать их как единую собственную волну системы, поле которой сконцентрировано либо в воздухе, либо в диэлектрике. Закон дисперсии такой волны можно найти вновь из уравнения (2.4), сделав замены $m \rightarrow a$, $d \rightarrow m$ и $s \rightarrow d$. При этом конечность толщины диэлектрика можно учесть, используя в качестве диэлектрической проницаемости третьего слоя линейную комбинацию диэлектрической проницаемости диэлектрика и воздуха: $\tilde{\epsilon}_d = c\epsilon_d + (c-1)$. Коэффициент c в этой линейной комбинации обычно оценивают методами эффективной среды.

В дальнейшем будут рассмотрены плазмонные кристаллы, содержащие металлические пленки толщиной более 50 нм, в которых ППП на двух поверхностях металла можно считать независимыми.

2.2. Локализованные плазмонные моды в щелях, отверстиях и вблизи металлических полос

Щели или отверстия в металлическом слое плазмонного кристалла представляют собой субволновые резонаторы, в которых возможно возбуждение собственных колебаний. Волновое число щелевых мод β определяется разме-

ром и формой отверстия (щели). Для возбуждения щелевой моды необходимо выполнение условия резонанса Фабри-Перо:

$$2\kappa h_m + \varphi_1 + \varphi_2 = 2\pi m, \quad (2.5)$$

где φ_1 и φ_2 - фазы, приобретаемые волной при отражении от верхней и нижней границ отверстия, соответственно, m - целое число. Поэтому данные резонансы могут быть названы щелевыми модами Фабри-Перо.

Собственные волны в щелях и отверстиях в металле имеют существенно различные свойства. Если для цилиндрического отверстия в металле есть частота отсечки ($\lambda > 2r$, где r - диаметр отверстия), то для щели частота отсечки отсутствует. Волновое число волны в щели может быть найдено из уравнения (2.4), сделав замены $m \rightarrow m$, $d \rightarrow a$ и $s \rightarrow m$.

Если размер щелей сравним с периодом решетки, то металлическую пленку логичнее рассматривать как периодическую систему металлических полосок. В этом случае закон дисперсии ППП сильно отличается от дисперсии ППП, распространяющегося вдоль гладкой поверхности. В системе металлических полосок возбуждаются локализованные плазмоны, резонансные частоты которых определяются размером полосок.

3. Магнитооптические эффекты в плазмонном кристалле, намагниченном в экваториальной конфигурации

3.1. Плазмонные и волноводные моды в слоистых структурах с поперечной намагниченностью

Как и в немагнитном случае, дисперсию собственных волн плазмонной структуры можно приближенно рассчитать методом пустой решетки. В приближении пустой решетки используют закон дисперсии для слоисто-однородных систем. Поэтому для выявления основных физических свойств,

связанных с наличием у структуры намагниченности, рассмотрим сначала систему однородных металло-диэлектрических слоев.

3.1.1. Дисперсия плазмон-поляритона на границе двух полубесконечных сред

Начнем со случая, когда в плазмонном кристалле $h_d \gg \lambda$. При этом можно считать, что отсутствует волноведущий диэлектрический слой и единственной локализованной волной может быть ППП, локализованный на границах [воздух]/[металл] и [металл]/[магнитный диэлектрик]. Тогда плазмонный кристалл в приближении пустой решетки представим системой [полубесконечный диэлектрик]/[металл]/[полубесконечный магнитный диэлектрик].

Если диэлектрик намагничен в плоскости вдоль оси ОУ, то, в соответствие с уравнением (1.1), в линейном по вектору гирации g приближении тензор его диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\hat{\epsilon}_d = \epsilon_d \hat{\mathbf{I}} + g \hat{\mathbf{M}}, \quad (2.6)$$

где $\hat{\mathbf{I}}$ - единичная матрица, $\mathbf{M}_{13} = i$, $\mathbf{M}_{31} = -i$ и $\mathbf{M}_{ij} = 0$ при остальных значениях коэффициентов пары (i, j) , $i = 1, 2, 3$.

Вблизи поверхности намагниченной пленки становится отличным от нуля векторное произведение намагниченности $\mathbf{m}$ и вектора нормали $\mathbf{N}$. Магнитное поле нарушает симметрию относительно обращения времени, в то время как наличие границы раздела и связанного с ней вектора нормали нарушает пространственную инверсию. Интересно отметить, что нарушение пространственно-временной симметрии характерно для сред, обладающих тороидным моментом $\mathbf{\tau}$, трансформационные свойства которого совпадают с таковыми для $[\mathbf{m} \times \mathbf{N}]$ [164]. Таким образом, распространение ППП аналогично распространению волны в среде с тороидным моментом вдоль его направления. Известно, что в электродинамике наличие тороидного момента приводит к возникновению оптиче-

ской невзаимности, которая в данном случае выражается в отличии волновых векторов электромагнитной волны при распространении в направлении вдоль вектора $\mathbf{\tau}$ и в противоположном направлении [165]:

$$\kappa = k_0 \sqrt{\varepsilon} \left(1 + \frac{(\mathbf{\tau} \mathbf{k}_0)}{k_0 \sqrt{\varepsilon}} \right). \quad (2.7)$$

Покажем, что для ППП в случае поперечно намагниченной среды имеет место аналогичная оптическая невзаимность.

Выражение для оптической невзаимности для ППП можно получить из решения уравнений Максвелла в металлическом и магнитном слоях с учетом соответствующих граничных условий. Необходимо отметить, что в линейном по g приближении поперечная намагниченность не дает дополнительных членов в волновое уравнение в магнитной среде. Линейный по намагниченности вклад появляется в этой задаче только при использовании граничного условия: $E_x^{(m)}|_{z=0} = E_x^{(d)}|_{z=0}$. Из уравнений Максвелла следует, что, в отличие от прочих возможных направлений намагниченности, в данном случае намагниченность не нарушает локализацию волны на поверхности, а только изменяет ее волновое число κ и константы локализации γ_i . В результате вдоль границы раздела между металлом и магнитным диэлектриком распространяется ТМ-поляризованная волна, магнитное поле которой $H_y(x, z) = H_y \exp(ikx - \gamma_i|z|)$ направлено в плоскости (в системе координат с осью Oz , перпендикулярной плоскости, и осью Ox вдоль направления распространения ППП). В случае металлической пленки толщиной h_m , окруженной диэлектрическими средами с диэлектрическими проницаемостями ε_a и ε_d , волновые числа κ and γ_i удовлетворяют трансцендентному уравнению

$$\alpha_m (\alpha_a + \alpha_d - g\kappa/\varepsilon_d^2) + \left[(\alpha_d - g\kappa/\varepsilon_d^2) \alpha_a + \alpha_m^2 \right] \text{th}(\gamma_m h_m) = 0, \quad (2.8)$$

где $\alpha_i = \gamma_i/\varepsilon_i$, $\gamma_i = \sqrt{\kappa^2 - \varepsilon_i k_0^2}$, $i = a, m, d$, $k_0 = \omega/c$.

Из уравнения (2.8) следует, что волновое число поверхностной волны в первом приближении линейно зависит от гирации пленки g , что подтверждает эффект невзаимности.

Если толщина металла достаточно велика (больше скин-слоя), то уравнение (2.8) существенно упрощается и в пределе $\gamma_m h_m \rightarrow \infty$ позволяет получить явное выражение для волнового числа плазмона, распространяющегося вдоль границы раздела металла и магнитной среды [166]:

$$\kappa = \kappa_0 (1 + \mu g), \quad (2.9)$$

где $\kappa_0 = k_0 (\epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d))^{1/2}$ и $\mu = (-\epsilon_m \epsilon_d)^{-1/2} (1 - \epsilon_d^2 / \epsilon_m^2)^{-1}$. Формула (2.9) согласуется с формулой (2.7), если учесть, что $\tau \sim [\mathbf{m} \times \mathbf{N}]$ и, следовательно, в данной геометрии $g_y \sim \tau_x$.

3.1.2. Волноводные моды и поверхностные плазмон-поляритоны в металло-диэлектрической пленке с волноведущим слоем

Теперь рассмотрим структуру с волноведущим слоем и будем считать, что $h_d \leq \lambda$ и $h_m > h_{cr}$ (см. рис. 2.2). В приближении пустой решетки такая структура представима системой [полубесконечный металл] / [магнитный диэлектрик] / [полубесконечный диэлектрик]. Поступая аналогично случаю уединенного интерфейса, рассмотренному в 3.1.1, можно получить следующее уравнение, описывающее законы дисперсии волноводной моды [167]

$$\alpha_d (\alpha_m + \alpha_s) + \left[\alpha_m \alpha_s - (\alpha_d)^2 - \frac{g\kappa}{\epsilon_d^2} (\alpha_m - \alpha_s) \right] \operatorname{tg}(\gamma_d h_d) = 0. \quad (2.10)$$

Закон дисперсии ППП также может быть найден из уравнения (2.10) при замене $\gamma_d \rightarrow i\gamma_d$, чтобы учесть локализацию плазмона около границы раздела [металл] / [магнитный диэлектрик]. Из уравнения (2.10) следует, что, также как

и в случае металла на магнитной подложке, дисперсия распространяющихся собственных волн металло-диэлектрической структуры с поперечно намагниченным волноведущим слоем содержит члены, линейные по магнитному полю (линейные по гирации). Если магнитный слой достаточно тонкий ($\gamma_d h_d \rightarrow 0$), то закон дисперсии ППП стремится к выражению для дисперсии ППП на уединенном интерфейсе [металл] / [подложка]: $\beta = k_0 \left[\varepsilon_s \varepsilon_m (\varepsilon_s + \varepsilon_m)^{-1} \right]^{1/2}$ и поэтому практически не зависит от намагниченности. Если же $\gamma_d h_d > 1$, т.е. $h_d > \sqrt{-(\varepsilon_m + \varepsilon_d)} (k_0 \varepsilon_d)^{-1}$, то закон дисперсии плазмонной моды слабо зависит от h_d и переходит в уравнение (2.9).

3.2. Явление магнитооптической невязимности в плазмонном кристалле

Рассмотрев собственные волны для слоисто-однородных систем, обратимся к плазмонному кристаллу, в котором металлический слой перфорирован системой параллельных щелей и толщина магнитной пленки много больше длины волны излучения (т.е. $h_d \rightarrow \infty$) (рис. 2.1). При этом в области металла и гиротропного диэлектрика диэлектрическая проницаемость становится периодической функцией координаты x и ступенчатой функцией координаты z : $\varepsilon(x, z) = (\varepsilon_1(x) - \varepsilon_2) \theta(z) + \varepsilon_2$, а гирация структуры остается ступенчатой функцией координаты z : $g(z) = g \theta(-z)$, где $\theta(z)$ - функция Хевисайда (граница раздела между металлом и диэлектриком совпадает с плоскостью $z=0$). Вновь предположим, что толщина металла превышает величину скин-слоя и взаимодействие ППП на двух поверхностях металла пренебрежимо мало. Из уравнений Максвелла получим дифференциальное уравнение для комплексной амплитуды магнитного поля $\mathbf{H}$ и запишем его в операторном виде [168]:

$$(\hat{L} + \hat{V}) \mathbf{H} = \omega^2 / c^2 \mathbf{H}, \quad (2.11)$$

где $\hat{L}\mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H} \right)$, $\hat{V}\mathbf{H} = \nabla \times \left(\frac{g}{\varepsilon^2} \hat{\mathbf{M}}^* [\nabla \times \mathbf{H}] \right)$.

Оператор $\hat{V}$ учитывает линейный по g магнитооптический вклад.

Поскольку диэлектрическая проницаемость периодична вдоль оси Ox , то компоненту магнитного поля H_y можно представить в виде волны Блоха:

$$H_y(x, z) = \tilde{u}_\kappa(x, z) \exp(i\kappa x), \quad (2.12)$$

где блоховская амплитуда $\tilde{u}_\kappa(x, z)$ имеет период, равный периоду решетки d : $\tilde{u}_\kappa(x, z) = \tilde{u}_\kappa(x + d, z)$, κ - квазиволновое число.

Уравнение (2.11) при учете уравнения (2.12) может быть преобразовано в задачу на собственные значения относительно нормированной блоховской огибающей $u_\kappa(x, z)$:

$$(\hat{L}' + \hat{V}')u_\kappa = \omega^2/c^2 u_\kappa, \quad (2.13)$$

где $\hat{L}'u_\kappa = -\partial_z \left(\frac{1}{\varepsilon} \partial_z u_\kappa \right) - \partial_x \left(\frac{1}{\varepsilon} \partial_x u_\kappa \right) - i\kappa \left(u_\kappa \partial_x \left(\frac{1}{\varepsilon} \right) + 2 \frac{1}{\varepsilon} \partial_x u_\kappa \right) + \kappa^2 \frac{u_\kappa}{\varepsilon}$,

$$\hat{V}'u_\kappa = i \left[\partial_x \left(\frac{g}{\varepsilon^2} \right) \cdot \partial_z u_\kappa - \partial_z \left(\frac{g}{\varepsilon^2} \right) \cdot (\partial_x u_\kappa + i\kappa u_\kappa) \right].$$

В нулевом по g приближении, т.е. при отсутствии гирации, собственные функции задачи (2.13) $u_{n,\kappa}$ являются собственными функциями оператора $\hat{L}'$:

$$\hat{L}'u_{n,\kappa} = (\omega_{0n}(\kappa)/c)^2 u_{n,\kappa}. \quad (2.14)$$

Им соответствуют определенные дисперсионные зависимости $\omega_{0n}(\kappa)$, где n – номер дисперсионной кривой. Наличие поперечной намагниченности изменяет частоту $\omega_{0n}(\kappa)$. В первом порядке по g теории возмущений из уравнения (2.13) следует:

$$\omega_n(\kappa, g) = \omega_{0n}(\kappa) + \frac{c^2 \langle u_{n,\kappa} | \hat{V}' | u_{n,\kappa} \rangle}{2\omega_{0n}(\kappa)} \quad (2.15)$$

Матричный элемент $\langle u_{n,\kappa} | \hat{V} | u_{n,\kappa} \rangle$ с учетом уравнения (2.13) может быть оценен как

$$\langle u_{n,\kappa} | \hat{V} | u_{n,\kappa} \rangle \approx \kappa g / \varepsilon_2^2 \int_0^d |u_{n,\kappa}(x,0)|^2 dx. \quad (2.16)$$

Следовательно, частота возбуждения ППП в магнитном случае смещается от частоты в немагнитном случае на величину $\Omega(g)$:

$$\Omega(g) = \xi_{n,\kappa} \frac{\kappa g}{\omega_{0n}(\kappa) \varepsilon_2^2}, \quad (2.17)$$

где $\xi_{n,\kappa}$ - коэффициент, зависящий от распределения поля на интерфейсе; его размерность m/c^2 . Таким образом, в перфорированных магнитоплазмонных структурах эффект невзаимности имеет место, причем он определяется не только величиной гирации и диэлектрическими проницаемостями составляющих плазмонного кристалла, но и распределением поля на интерфейсе, т.е. зависит от параметров решетки.

Дисперсионные кривые ППП для двух противоположных ориентаций намагниченности диэлектрического слоя схематически показаны на рис. 2.3¹. В соответствие с уравнением (2.17) в т. Г зоны Бриллюэна ($\kappa=0$) $\Omega(g)=0$. Это следует и из соображений симметрии. При возбуждении в системе собственной волны с $\kappa=0$ система с намагниченностью $+\mathbf{M}$ переходит в систему с намагниченностью $-\mathbf{M}$ при повороте на 180° , что приводит к равенству частот $\omega(+\mathbf{M}) = \omega(-\mathbf{M})$.

Знак $\Omega(g)$ зависит от взаимной ориентации групповой скорости ППП и вектора $\boldsymbol{\tau}$. Поэтому вызванное намагниченностью смещение дисперсионных кривых в соседних плазмонных зонах имеет противоположный знак. На границах

¹ В разделе 3.4.2 закон дисперсии плазмонов рассчитан строго методом матрицы рассеяния.

зоны Бриллюэна ($\kappa = \pm \pi/d$) $\Omega(g) = 0$, что является следствием теоремы Блоха: $\omega(-\pi/d) = \omega(\pi/d)$.

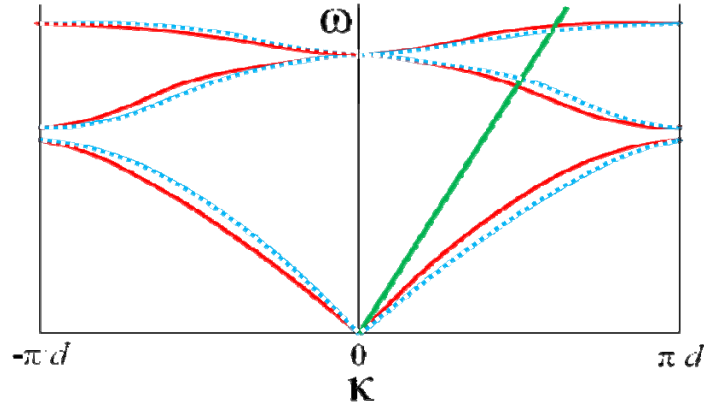


Рис. 2.3: Смещение дисперсионных кривых ППП при перемангничивании плазмонного кристалла с $+\mathbf{M}$ (сплошные кривые) на $-\mathbf{M}$ (штриховые кривые).

3.3. Матрица рассеяния и резонансы Фано

При анализе задачи о падении света на периодические структуры удобно использовать метод матрицы рассеяния (см. §6.3, глава I). Матрица рассеяния является функцией частоты и квазиволнового числа. Будем считать, что квазиволновое число задано, и найдем нули определителя обратной матрицы по частоте (см. уравнение (1.46)). Решения уравнения (1.46) в общем случае комплексны: $\tilde{\omega}_p = \omega_p + i\gamma_p$. Нули определителя $\det(\mathbf{S}^{-1})$ являются полюсами определителя $\det(\mathbf{S})$. При этом из уравнения (1.45) следует, что каждый элемент матрицы рассеяния имеет полюс $\tilde{\omega}_p$.

Поскольку в задаче рассеяния излучения на некоторой структуре количество дифракционных порядков, распространяющихся в дальнюю зону конечно, а все остальные порядки затухают в ближнем оптическом поле структуры, то

можно ограничить размерность матрицы рассеяния некоторым числом N , которое существенно больше количества распространяющихся дифракционных порядков. Предполагая, что определитель матрицы рассеяния является мероморфной функцией комплексной частоты, представим его разложением в ряд:

$$\det(\mathbf{S}) = \sum_p \frac{D_p}{(\omega - \tilde{\omega}_p)^N} + D_0, \quad (2.18)$$

где p - целое число, $p \geq 1$, N - размерность $\mathbf{S}$ -матрицы, D_0 - аналитическая функция частоты.

В соответствии с формулами Крамера, комплексная амплитуда m -го дифракционного порядка A_m представима отношением вспомогательного определителя $\det(\mathbf{S}_m^{-1})$, в котором m -ый столбец заменен на столбец $\mathbf{A}_m$, и определителя обратной матрицы рассеяния:

$$A_m = \det(\mathbf{S}_m^{-1}) / \det(\mathbf{S}^{-1}). \quad (2.19)$$

Следовательно, учитывая, что $\det(\mathbf{S}) = 1 / \det(\mathbf{S}^{-1})$, получаем, что вблизи каждого p -го полюса $\tilde{\omega}_p$ определителя матрицы рассеяния комплексные амплитуды дифракционных порядков имеют резонансную особенность и в окрестности полюса $\tilde{\omega}_p$ комплексная амплитуда m -го дифракционного порядка имеет вид:

$$A_m = \frac{a_{pm}}{\omega - \tilde{\omega}_p} + b_{pm}, \quad (2.20)$$

где $a_{pm} = D_p \det(\mathbf{S}_m^{-1})$, $b_{pm} = \left(\sum_{p' \neq p} \frac{D_{p'}}{\omega - \tilde{\omega}_{p'}} + D_0 \right) \det(\mathbf{S}_m^{-1})$. При этом амплитуда m -го дифракционного порядка имеет полюсы первого порядка, поскольку полюсы матрицы $\mathbf{S}_m$ имеют порядок $N - 1$, а полюсы матрицы $\mathbf{S}$ имеют N -ый порядок.

Энергетические коэффициенты прохождения T_m и отражения R_m в m -ом распространяющемся дифракционном порядке пропорциональны сумме квадратов модулей амплитуд двух волн m -го порядка, распространяющихся в подложке или в среде над решеткой, и поляризованных взаимно ортогонально (напри-

мер, s - и p - поляризации). Таким образом, интенсивность I_m прошедшего или отраженного излучения в m -ом дифракционном порядке зависит от квадратов амплитуд $|A_m|^2$ соответствующих элементов столбца $\mathbf{A}_{scat}$: $I_m = f(|A_m|^2)$, поэтому особенности спектров отражения и прохождения определяются особенностями $|A_m|^2$. Найдем зависимость $|A_m|^2$ от частоты. Вычисляя интенсивность $I_m \sim |A_m|^2$ с помощью уравнения (2.20), получим

$$I_m \sim |A_m|^2 = \frac{(\omega - \omega_z)^2 + \gamma_z^2}{(\omega - \omega_p)^2 + \gamma_p^2} |b_{pm}|^2, \quad (2.21)$$

где $\omega_z = \omega_p [1 - \text{Re}(q_{pm})]$, $\gamma_z = \gamma_p \left[1 - \frac{\omega_p}{\gamma_p} \text{Im}(q_{pm}) \right]$, $q_{pm} = \frac{a_{pm}}{\omega_p b_{pm}}$.

Следовательно, зависимости $|A_m|^2$, R и T от частоты обладают характерным несимметричным профилем со следующими друг за другом максимумом и минимумом (или наоборот, в зависимости от знака $\text{Re}(q_{pm})$), который принято называть резонансом Фано [169-170]. Параметр q_{pm} называют параметром Фано. Он показывает отношение эффективностей резонансного и нерезонансного процессов. В задаче о взаимодействии света с решеткой резонансным процессом является возбуждение собственных волн системы, таких как волноводные моды, плазмон-поляритоны, щелевые моды и т.д. В то же время нерезонансный вклад в интенсивность в m -ом дифракционном порядке связан с излучением, рассеянным дифракционной решеткой без возбуждения собственных волн. Амплитуда волны в m -ом дифракционного порядка складывается из двух составляющих: резонансной, возникшей из-за возбуждения собственных волн, и нерезонансной. Если нерезонансный процесс пренебрежимо мал ($|q| \rightarrow \infty$), частотная зависимость принимает стандартную симметричную форму лоренцевой кривой. Ширина резонансной кривой зависит от параметра диссипации γ_p .

3.4. Экваториальный эффект Керра в плазмонном кристалле

3.4.1. Аналитическое рассмотрение

Для плазмонного кристалла собственными волнами являются ППП, а также щелевые моды Фабри-Перо. Поэтому в данном случае полюсы матрицы $\tilde{\omega}_p$ соответствуют частотам возбуждения поверхностной волны и щелевых мод. Как было показано выше, частота возбуждения ППП в поперечно намагниченном плазмонном кристалле зависит от величины гирации (от намагниченности) (см. уравнение (2.17)). Следовательно, резонансные кривые Фано должны сместиться по частоте относительно их положения для немагнитного случая на величину $\Omega(g) : |A_{m,g=0}(\omega)|^2 = |A_{m,g}(\omega - \Omega(g))|^2$ (рис.2.4 а). При малых значениях гирации изменением формы резонанса можно пренебречь. В результате возникнет изменение коэффициентов прохождения и отражения при смене знака намагниченности.

Данный магнитооптический эффект может быть назван экваториальным эффектом Керра (ЭЭК) в плазмонных кристаллах по аналогии с ЭЭК при отражении света от однородных магнитных пленок, намагниченных в плоскости (см. §1.3 Главы I). В отличие от ЭЭК в однородных пленках, в данном случае ЭЭК может наблюдаться и в отраженном, и в проходящем свете благодаря явлению экстраординарного оптического прохождения. Поэтому ЭЭК в плазмонных кристаллах следует определить как

$$\delta = (I(\mathbf{M}) - I(-\mathbf{M})) / I(0) \quad (2.22)$$

где $I(\mathbf{M})$ и $I(-\mathbf{M})$ – интенсивности отраженного или прошедшего света при противоположных направлениях намагниченности.

Поскольку $\Omega(g) \ll \omega$, то частотная зависимость величины $\Delta I = I(\mathbf{M}) - I(-\mathbf{M})$ фактически пропорциональна производной функции $|A_{m,g=0}(\omega)|^2$. По сравнению со случаем однородных неплазмонных пленок, величина ЭЭК существенно

усилена. При этом она зависит не только от магнитооптических свойств среды, но и от формы резонансной кривой: при более острых резонансных пиках величина ЭЭК существенно возрастает.

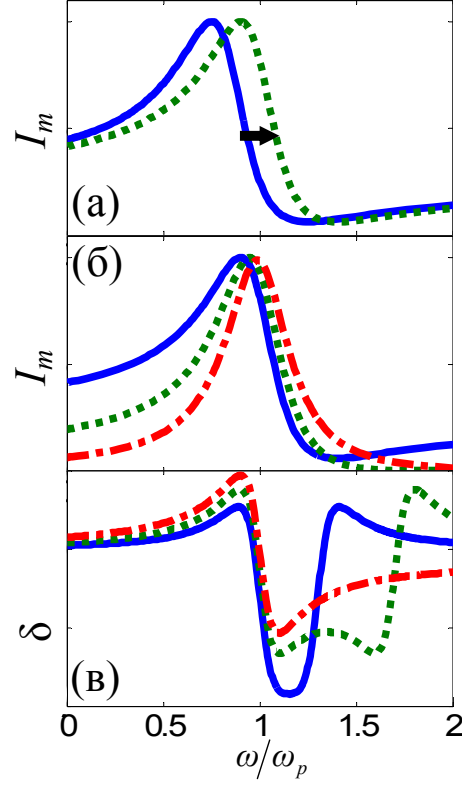


Рис. 2.4: (а) Смещение резонанса Фано, индуцированное вектором гирации в экваториальной геометрии. (б) Резонансы Фано и (в) величина магнитооптического эффекта δ при различных значениях параметра Фано q : $q=0.3$ (сплошная линия), $q=0.7$ (штриховая линия), $q=3$ (штрихпунктирная линия). $\gamma_p/\omega_p = 0.1$ [168].

Поскольку ширина резонансного максимума определяется диссипацией, то следует ожидать, что ΔI и характеризующая эффект величина δ зависят от γ_p . Если нерезонансные процессы в системе слабы, т.е. $|q| \gg 1$, из уравнений (2.20) и (2.21) следуют выражения для максимальных значений ΔI и δ [168]:

$$(\Delta I)_{\max} \sim \left(|A_m|^2 \right)_{\max} \sim \frac{\Omega(g)}{\gamma_p^3} |a_{pm}|^2; \quad (\delta)_{\max} = \frac{\sqrt{3}\Omega(g)}{\gamma_p}. \quad (2.23)$$

Обе величины уменьшаются с ростом коэффициента диссипации γ_p .

При существенном нерезонансном вкладе (т.е. при малых значениях q) абсолютное изменение интенсивности ΔI остается на прежнем уровне, но, в тоже время, спектры коэффициентов оптического прохождения и отражения меняют форму. Это приводит к увеличению относительного изменения интенсивности света δ , в частности, потому что знаменатель в формуле (2.22) уменьшается. Это иллюстрирует рис. 2.4в.

Проведенный качественный анализ проблемы показывает, что в поперечном магнитном поле плазмонные резонансы отражения и прохождения смещаются по частоте в зависимости от величины и направления поля, практически не изменяя свою форму, что и приводит к усилению экваториального эффекта Керра.

3.4.2. Электромагнитное моделирование

Для расчета дисперсионных зависимостей собственных волн структуры и изучения ее оптических свойств необходимо, прежде всего, численно построить матрицу рассеяния системы и численно решить уравнение $\det(\mathbf{S}^{-1}) = 0$. В общем случае, решение этого уравнения представляет собой пару комплексных чисел k и ω . Однако, собственные моды возбуждаются волной, обладающей действительными k и ω . Поэтому по крайней мере одно из двух чисел необходимо считать действительным в зависимости от конкретной задачи [171,172]. В данной работе рассмотрен случай падения плоской волны на бесконечную периодическую структуру. Задача обладает трансляционной симметрией в плоскости решетки. Следовательно, интенсивность возбужденных в ней собственных мод также должна быть периодической функцией, и затухание волн, распространяющихся в латеральном направлении должно отсутствовать. Это приводит к необходимости считать величину k действительной, а частоту ω ком-

плексной. Фактически, задача сводится к поиску локального минимума по частоте $\det(\mathbf{S}^{-1})$ для κ из первой зоны Бриллюэна.

На рис. 2.5а приведен результат расчета дисперсионной диаграммы для плазмонного кристалла со следующими параметрами: период металлической решетки $d = 430$ нм, ширина щелей $r = 40$ нм, толщина металлической решетки $h_m = 100$ нм, толщина диэлектрического слоя $h_d = 10$ мкм. При расчете использованы экспериментальные данные для диэлектрической проницаемости золота ε_m , взятые из [173] и $\varepsilon_d = 5,13$. По вертикальной оси отложена действительная часть $\text{Re}(\hbar\omega_p)$.

Поскольку $h_d \gg \lambda$, то волноводными модами в такой структуре можно пренебречь и рассматривать только плазмонные моды.

Сравнение с дисперсией мод, найденных в приближении пустой решетки из уравнений (2.8), (2.9), (2.10), позволяет определить, что линии 1-3 представляют дисперсионные кривые поверхностных волн, возбужденных на границе воздух/металл, а линии средней толщины (линии 4-6) – дисперсионные кривые поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы металл/диэлектрик. Наряду с ними, на рис. 2.5а есть еще относительно пологая тонкая линия (линия 7), представляющая закон дисперсии локализованного плазмона – щелевой моды Фабри-Перо. В области частот, соответствующих энергии фотона 1,6-1,8 эВ, наблюдается взаимодействие различных собственных волн структуры, выраженное в характерном расщеплении и изгибе дисперсионных кривых.

Штриховые линии показывают дисперсию ППП в приближении пустой решетки. Видно, что такое приближение применимо только для некоторых участков диаграммы. Отклонение от реального закона дисперсии наиболее существенно для мод 3 и 6. Это, в частности, обусловлено взаимодействием с близко расположенной модой Фабри-Перо (линия 7).

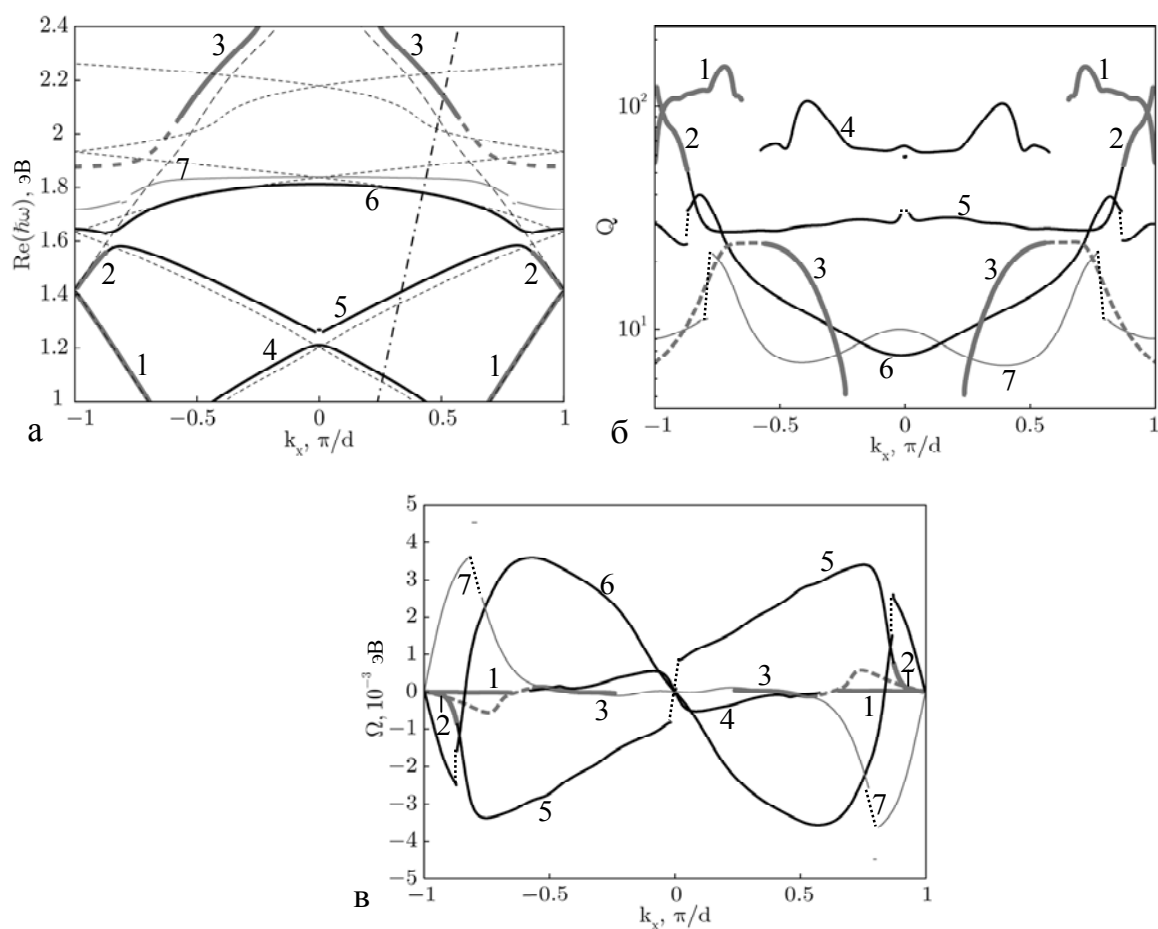


Рис. 2.5: (а) Дисперсионная диаграмма собственных волн плазмонного кристалла, полученная методом матрицы рассеяния (сплошные линии) и в приближении пустой решетки (штриховые линии для границы металл/воздух и пунктирные линии для границы металл/диэлектрик). Штрих-пунктирная линия показывает дисперсию световой волны в воздухе (угол падения 20°). (б) Добротность собственных мод структуры. (в) Вызванное намагниченностью смещение дисперсионных кривых Ω при $g = 0.02$. Штриховые линии, продолжающие сплошные линии, показывают дисперсионные кривые в области их большого затухания. Параметры гетероструктуры: $d = 430$ нм, $r = 40$ нм, $h_m = 100$ нм, $h_d = 10$ мкм [168].

Дополнительную информацию о собственных волнах несет рис. 2.5(б), на котором для каждой моды показана добротность $Q = -\text{Re}(\omega_p)/2\text{Im}(\omega_p)$, характеризующая скорость затухания моды [174]. Мода 7 обладает наименьшей добротностью, что может быть объяснено ее локализацией в области щели [174]. Так же фактор качества достаточно мал у взаимодействующей с ней моды 6. В то же время фактор качества плазмон-поляритонных мод 1, 2, 4, 5 существенно больше.

При наличии внешнего магнитного поля, приложенного в экваториальной конфигурации, дисперсионные кривые в соответствии с уравнением (2.17) должны испытать смещение. Причем в точке Γ первой зоны Бриллюэна (т.е. при $k = 0$) это смещение обращается в ноль. Дисперсия вызванного перемасштабированием изменения резонансной частоты $\Omega(g)$ (при $g = 0,02$) для каждой собственной волны показана на рис. 2.5в. Номера соответствуют дисперсионным кривым на рис. 2.5а. Обращают на себя внимание несколько закономерностей. Прежде всего, вызванное внешним магнитным полем смещение сильно зависит от положения точки в первой зоне Бриллюэна и достигает наибольшие значения при значениях k вблизи области наибольшего взаимодействия различных собственных волн. Как и ожидалось, смещение при нулевом квазиволновом числе k обращается в ноль. Линии поверхностных плазмонов на границе металла с воздухом практически не смещаются, в то время как смещение дисперсионных кривых плазмонов на границе с магнитной подложкой наиболее существенно. Такую закономерность можно объяснить тем, что при локализации плазмонной волны на границе с воздухом взаимодействие с магнитной средой минимально, и она слабо влияет на характеристики плазмона, в частности, на его закон дисперсии. Линия моды Фабри-Перо (линия-7) также испытывают смещение, но оно меньше, чем у плазмонов на границе с ферромагнетиком. Это также объяснимо, если учесть, что при возбуждении щелевой моды волна внутри решетки концентрируется не только в центральной области щели, но и вблизи ее границ,

и, следовательно, взаимодействует с магнитной средой, хотя это взаимодействие и слабее, чем в случае распространения плазмона вдоль интерфейса с магнитной средой. Таким образом, наибольшие значения экваториального эффекта Керра следует ожидать при возбуждении ППП на границе с магнитной подложкой.

Если на металло-диэлектрическую гетероструктуру падает свет, то при некоторых длинах волн будет возбуждена одна из рассмотренных мод. Световая линия, соответствующая падению света под углом 20° , показана штрихпунктирной линией на рис. 2.5а. Графики зависимости коэффициентов прохождения, отражения и величины δ от длины волны падающего света представлены на рис. 2.6. Для их расчета использован метод связанных мод в пространстве Фурье (см. §6.2 Главы I). Вертикальными линиями с номерами отмечены точки на шкале длины волны, представляющие ту или иную моду структуры на рис. 2.5. Минимум отражения (максимум прохождения) при $\lambda=580$ нм соответствует ППП на границе металла с воздухом, а минимумы отражения (максимумы прохождения) при $\lambda=685$ нм, $\lambda=875$ нм и $\lambda=1128$ нм – поверхностным плазмонам на границе металла с магнетиком. Такие особенности в спектрах принято называть аномалиями Вуда. Кроме того, при $\lambda=678$ нм наблюдается небольшой минимум отражения вблизи основного провала. Он связан с возбуждением моды Фабри-Перо.

В диапазоне длин волн от 670 нм до 700 нм в плазмонном кристалле одновременно возбуждаются два типа мод: ППП и щелевая мода. Это иллюстрирует рис. 2.7, на котором представлено распределение квадрата модуля компоненты магнитного поля вдоль щелей решетки $|H_y|^2$. При $\lambda=680$ нм электромагнитное поле концентрируется и в щели, и на границе с диэлектриком. В то же время при $\lambda=875$ нм, соответствующей только ППП, поле концентрировано исключительно на интерфейсе металл/диэлектрик.

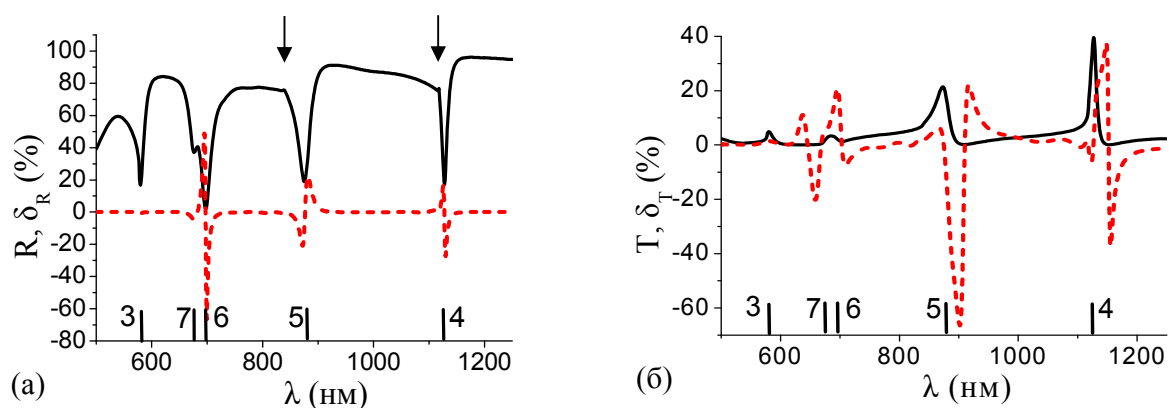


Рис. 2.6: (а) Спектры коэффициента отражения (сплошная линия) и его относительного изменения δ_R (пунктирная линия). (б) Спектры коэффициента прохождения (сплошная линия) и его относительного изменения δ_T коэффициента прохождения (пунктирная линия). Угол падения света 20° . Плоскость падения перпендикулярна щелям; p -поляризация. Стрелками отмечены длины волн аномалий Рэлея-Вуда. Параметры плазмонного кристалла такие же, как на рис. 2.5 [175].

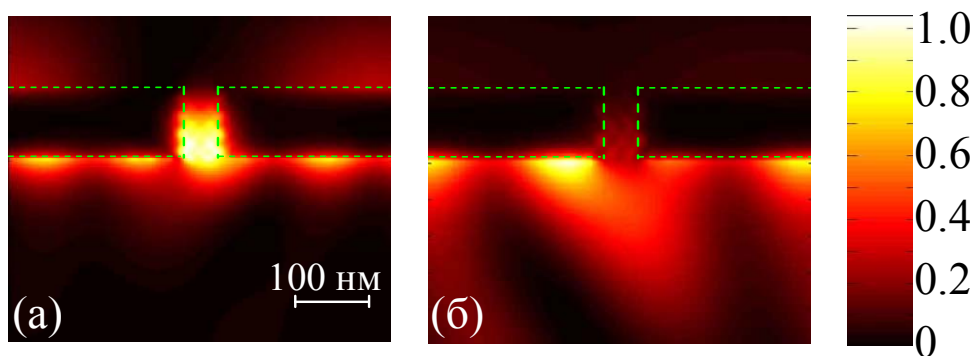


Рис. 2.7: Контурный график распределения квадрата модуля компоненты магнитного поля H_y при (а) $\lambda = 680$ нм и (б) $\lambda = 875$ нм. Величина $|H_y|^2$ показана в относительных единицах. Металлическая решетка отмечена светлой пунктирной линией. Параметры плазмонного кристалла такие же, как на рис. 2.5, 2.6.

В полном согласии с предыдущими рассуждениями наибольшая величина магнитооптического интенсивностного эффекта возникает на длинах волн, находящихся вблизи аномалий Вуда (возбуждения плазмон-поляритонов) на границе с магнитной подложкой. При этом δ достигает величины 70%, что позволяет говорить о гигантском эффекте Керра. Отметим, что для однородной магнитной пленки без металлического покрытия $\delta \sim 0,1\%$.

Дополнительная особенность наблюдения ЭЭК в данном случае заключается в том, что он легко наблюдается в прошедшем свете, что обычно сильно затруднено для однородных пленок из-за очень малой интенсивности прошедшего излучения. В данном случае δ составляет более 20% при прохождении 40 %.

В согласии с предыдущими рассуждениями, не все особенности спектров прохождения и отражения сопровождаются одинаково большим усилением интенсивностного эффекта. Так, в районе минимума отражения (максимума прохождения) на длине волны 580 нм усиление интенсивностного эффекта отсутствует: поверхностная волна локализована на границе металла с воздухом, а вблизи следующего провала отражения (длина волны 677 нм), соответствующего возбуждению щелевой моды, усиление эффекта меньше.

Наряду с несколькими провалами и пиками спектры отражения также имеют особенности, которые являются аномалиями Рэлея-Вуда [176] (помечены стрелками на рис. 2.6). При этом выраженного усиления ЭЭК не наблюдается. Это связано с тем, что аномалии возникают при исчезновении/появлении одного из распространяющихся дифракционных порядков и определяются периодом решетки, т.е. не зависят от гирации подложки.

3.4.3. Зависимость экваториального эффекта Керра от толщины диэлектрической пленки. Влияние волноводных мод

Если толщина диэлектрической пленки сравнима с длиной волны, то эффективность возбуждения волноводных мод возрастает и они также влияют на ЭЭК. Зависимости коэффициента пропускания и ЭЭК от толщины магнитного слоя представлены на рис. 2.8.

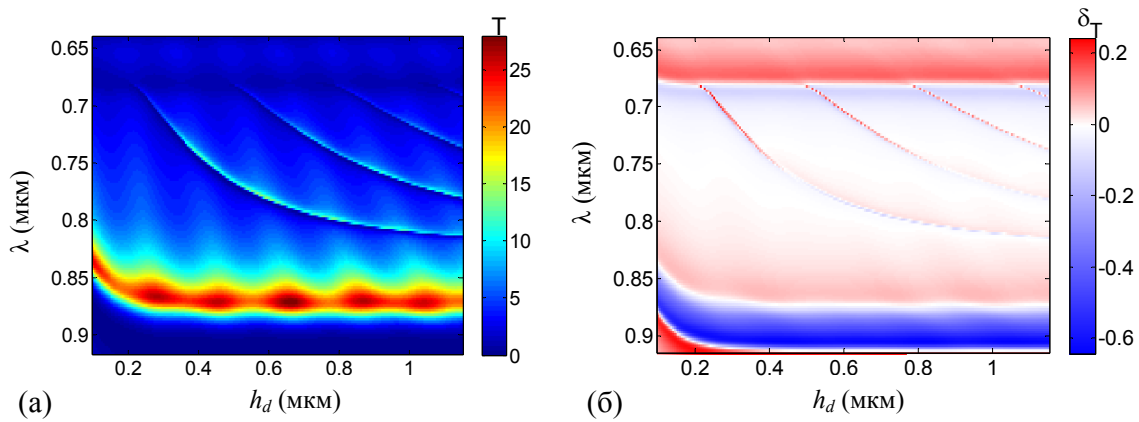


Рис. 2.8: Коэффициент оптического пропускания (а) и ЭЭК (б) в зависимости от длины волны света и толщины магнитного слоя. Параметры плазмонного кристалла такие же, как на рис. 2.5-2.7, за исключением h_d , которое меняется от 100 нм до 1150 нм. Угол падения света 20° .

На рис. 2.8б наблюдается серия резонансов ЭЭК, зависящих от h_d . Они связаны с волноводными модами диэлектрического слоя, возбужденными 1-м порядком дифракции ($u = 1$ в уравнении (2.2)). Это следует из сравнения с дисперсией волноводных мод, найденной из уравнения (2.10) в приближении пустой решетки. Согласно уравнениям (2.2) и (2.10) каждая волноводная мода характеризуется двумя целыми числами u и n . Число u задает номер дифракционного порядка, возбуждающего данную моду, в то время как число n описывает серию решений уравнения (2.10) при фиксированном значении u . В спектральном диа-

пазоне, показанном на рис. 2.8, возбуждаются моды только $u = 1$ порядка. Резонансы в спектрах оптического пропускания и ЭЭК при $\lambda=685$ нм и $\lambda=875$ нм связаны с ППП, распространяющимися вдоль границы раздела [золото] / [диэлектрик]. Их спектральное положение практически не зависит от толщины диэлектрика при $h_d > 200$ нм. При меньших толщинах они испытывают смещение, связанное с тем, что глубина проникновения поля плазмона в диэлектрик порядка 200 нм и дальнейшее уменьшение толщины сказывается на законе дисперсии ППП (в уравнении (2.9) уменьшается эффективная диэлектрическая проницаемость диэлектрика). Отметим, что величина ЭЭК вблизи плазмонных резонансов в несколько раз превышает ЭЭК вблизи волноводных мод.

Таким образом, ЭЭК также усиливается и при возбуждении волноводных мод диэлектрического слоя, однако, коэффициент усиления в этом случае в несколько раз меньше, чем при возбуждении ППП на границе между металлом и магнитным диэлектриком.

3.5. Экспериментальное наблюдение экваториального эффекта Керра

3.5.1. Исследуемый образец и метод его изготовления

Для проведения экспериментального исследования ЭЭК был разработан путем численного моделирования образец, в котором в диапазоне длин волн 650 - 850 нм наблюдаются плазмонные резонансы. Выбор диапазона длин волн 650 - 850 нм связан с тем, что магнитооптическая добротность феррита-граната в этом диапазоне наибольшая. Магнитооптическая добротность определяется отношением удельного вращения Фарадея к коэффициенту поглощения и достигает наибольшей величины в районе длины волны 750 нм.

Магнитная пленка в плазмонном кристалле имеет толщину 2,5 мкм и представляет собой висмут-замещенный редкоземельный феррит-гранат с составом

$\text{Bi}_{0.4}(\text{YGdSmCa})_{2.6}(\text{FeGeSi})_5\text{O}_{12}$, выращенный методом жидкофазной эпитаксии в растворе-расплаве $\text{Bi}_2\text{O}_3:\text{PbO}:\text{B}_2\text{O}_3$ на подложке гадолиний галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111). Пленка обладает одноосной магнитной анизотропией и лабиринтной доменной структурой в отсутствие внешнего магнитного поля. Ширина полосовых доменов составляет 2,4 мкм, а температура Кюри равна 242°C. Намагниченность насыщения магнитной пленки $4\pi M_s = 453$ Гс, поле коллапса равно 238 Э. Значение эффективного магнитного поля одноосной анизотропии $H_k^* = 1600$ Э, что означает, что во внешнем магнитном поле в плоскости величиной 1600 Э доменная структура полностью исчезает и пленка однородно намагничивается в плоскости. Удельное вращение Фарадея составляет 0,46 °/мкм при длине волны 633 нм.

Образец плазмонного кристалла был изготовлен с помощью следующей процедуры. После первоначальной очистки пленки феррита-граната в кислородной плазме, на него был нанесен слой золота методом термического осаждения. Затем, на поверхность золота был осажден методом центрифугирования слой полимера полиметилметакрилата ПММА-950, который является позитивным электронным резистом. Скорость центрифугирования составляла 3000 оборотов в минуту. Линии одномерной решетки были нанесены на площади размером 1 мм² методом электронно-лучевой литографии (Rai-the-Line), используя методику “FBMS”, в которой электронный луч фиксирован, а перемещается рабочая область, на которую наносят рисунок. Затем в золоте была протравлена одномерная решетка методом реактивного ионного травления в плазме аргона. Параметры решетки следующие: период 595 нм, высота решетки 120 нм и ширина щелей 110 нм.

3.5.2. Экспериментальная установка и методика измерения

При изучении ЭЭК использована следующая экспериментальная установка (рис. 2.9). Источником белого света являлась галогеновая лампа, у которой стабильность по мощности излучения превышает 0,1%. Оптическое излучение галогеновой лампы было заведено в оптический волновод (диаметр сердцевины 200 мкм, числовая апертура 0,22). Выходящий из волновода свет далее был коллимирован ахроматическим объективом (1) (фокусное расстояние 300 мм) и сфокусирован на образец с помощью второго ахроматического объектива (4) с тем же фокусным расстоянием.

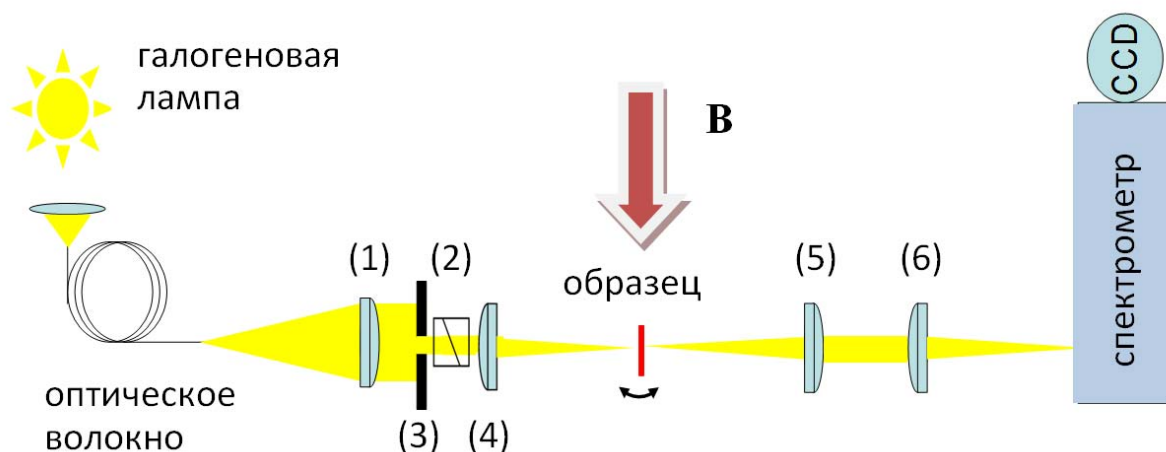


Рис. 2.9: Схема экспериментальной установки [177].

Между двумя ахроматами помещен поляризатор (2), позволяющий контролировать поляризацию света, падающего на образец. Для уменьшения максимального угла светового конуса до уровня ниже 1° была использована диафрагма (3) диаметром 4 мм, расположенная между двумя ахроматическими объективами. Свет был сфокусирован на образец в пятно диаметром около 300 мкм. Для проведения измерений при различных углах падения света образец был установлен на специальном держателе, обеспечивающем вращение относительно

оси, лежащей в плоскости образца. Прямо проходящий через образец свет далее был вновь коллимирован и сфокусирован с помощью дублета ахроматов (5), (6) на монохроматор с линейной дисперсией 6,28 нм/мм. Полученное спектральное разложение регистрировалось ПЗС-камерой. В результате спектральное разрешение составило 0,3 нм. Образец был помещен во внешнее магнитное поле напряженностью до 400 мТл, направленное в плоскости образца. Для создания магнитного поля использован электромагнит с системой водяного охлаждения. Измерения проводились при комнатной температуре.

3.5.3. Гигантский экваториальный эффект Керра

В отсутствие внешнего магнитного поля магнитная пленка плазмонной структуры разбита на домены, намагниченные перпендикулярно плоскости пленки. Для наблюдения экваториального эффекта Керра необходимо поместить структуру во внешнее магнитное поле, направленное в плоскости образца и перпендикулярно плоскости падения. При этом щели золотой решетки плазмонного кристалла могут быть либо перпендикулярны (рис. 2.10а), либо параллельны плоскости падения света (рис. 2.10б). При этом падающий свет может быть либо *p*-, либо *s*-поляризован.

Результаты измерения коэффициента пропускания в зависимости от энергии фотонов падающего излучения и угла падения для первой конфигурации (рис. 2.10а) представлены на рис. 2.11а. Сравнение с расчетной дисперсионной диаграммой для ППП (рис. 2.11б) позволяет связать резонанс Фано (1) на рис. 2.11а с возбуждением ППП из второй плазмонной зоны на границе [воздух] / [золотая решетка] ($u = 1$ в уравнении (2.2)), в то же время резонансы Фано (2) и (3) связаны с плазмонными волнами на границе [золотая решетка] / [магнитная пленка] ($u = \pm 2$ в уравнении (2.2)). Наконец, пик пропускания (4) может быть объяснен возбуждением плазмонной щелевой моды Фабри-Перо. На это указы-

вает слабая зависимость спектрального положения резонансного пика от угла падения. Расчет распределения электромагнитного поля в структуре на частоте резонанса (4) также подтверждает это предположение.

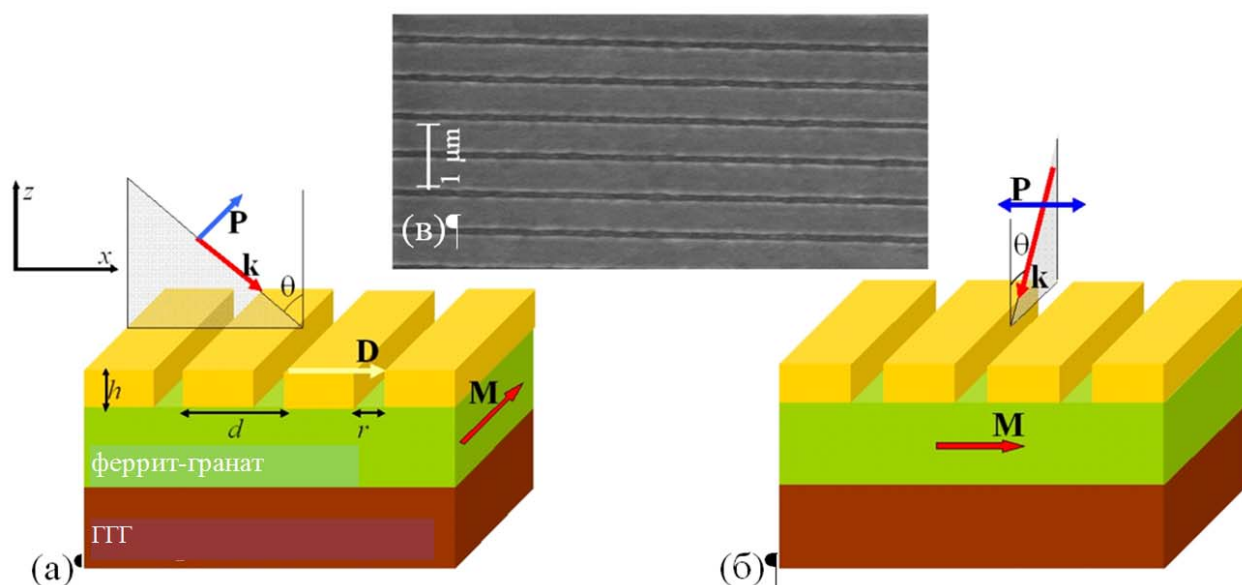


Рис. 2.10: Плазмонный кристалл, состоящий из периодически перфорированного золотого слоя на поверхности пленки висмут-замещенного феррита-граната, выращенного на подложке гадолиний галлиевого граната. Рассмотрены случаи, когда плоскость падения света перпендикулярна (а) или параллельна (б) щелям золотой решетки. (в) Изображение золотой решетки, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. Параметры перфорированного слоя золота: период $d = 594$ нм, ширина щелей $r = 110$ нм, и толщина золотой решетки $h = 120$ нм.

ЭЭК в случае наблюдения в проходящем свете определяется величиной δ в соответствие с выражением (2.22). Результаты измерения показаны на рис. 2.11б. Вне резонансов абсолютное значение δ очень мало и не превышает порог чувствительности, достижимый в эксперименте ($\sim 10^{-3}$). Численный расчет дает $\delta = 2 \cdot 10^{-4} \div 8 \cdot 10^{-4}$ в зависимости от длины волны. На этом фоне наблюдаются

выраженные положительный и отрицательный пики, при котором δ достигает значений до $1,5 \cdot 10^{-2}$. Коэффициент усиления эффекта Керра в резонансе по отношению к нерезонансному случаю составляет около 20 - 100. По сравнению с непокрытой пленкой феррита-граната ($\delta \sim 10^{-5}$, как предсказывает электромагнитное моделирование), коэффициент усиления составляет 10^3 .

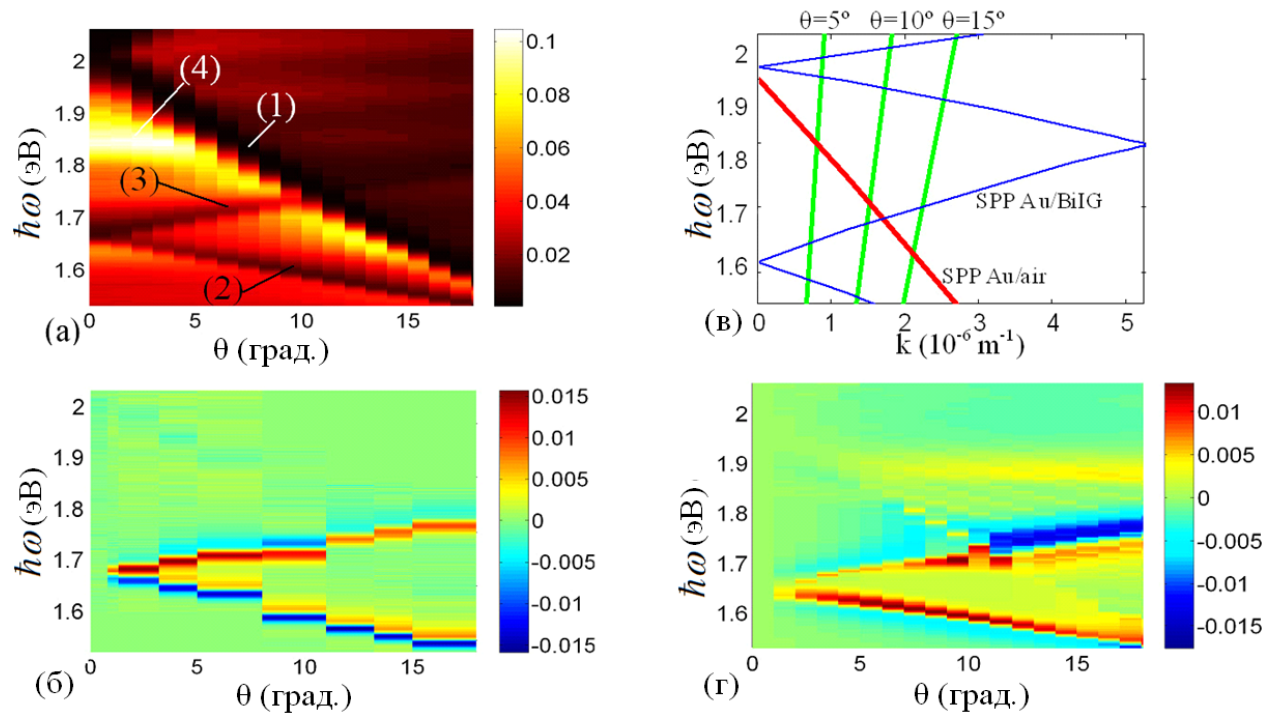


Рис. 2.11: Зависимости экспериментально измеренного коэффициента пропускания T (а), а также полученной экспериментально (б) и теоретически (г) величины экваториального эффекта Керра δ от энергии фотона падающего света и угла падения. (в) Дисперсионная диаграмма для ППП, рассчитанная в приближении пустой решетки. Зеленые прямые показывают дисперсию падающего излучения при различных углах падения. Плоскость падения света перпендикулярна щелям решетки, свет p -поляризован. Внешнее магнитное поле в плоскости образца 200 мТл.

Следует отметить, что в данном эксперименте использована магнитная пленка с относительно малой концентрации висмута. Для ферритов-гранатов с полным замещением редкоземельных ионов ионами висмута ($\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) удельное вращение Фарадея составляет около 6° на длине волны $\lambda = 630$ нм, что в 13 раз больше, чем в данном случае. Поскольку величина эффекта пропорциональна удельному вращению Фарадея, для пленок с полным замещением висмутом δ может превышать 0,2.

Частоты резонансного увеличения ЭЭК соответствуют частотам возбуждения ППП на границе [золотая решетка] / [магнитная пленка] (ср. рис. 2.11(а) и 2.11(б)).

3.5.4. Наблюдение экваториального эффекта Керра как метод для исследования спектров поверхностных плазмонов

Спектры ЭЭК, измеренные при различных углах падения, приведены на рис. 2.12. При нормальном падении эффект равен нулю (рис. 2.12(а), зеленая кривая). Это может быть объяснено, в частности, тем, что при нормальном падении перемагничивание пленки сводится к повороту всей системы на 180° относительно нормали к поверхности. Если же световая волна падает на структуру под некоторым углом, то перемагничивание структуры уже не сводится к повороту на 180° и состояния системы с намагниченностями $+\mathbf{M}$ и $-\mathbf{M}$ оказываются не эквивалентными. Это проявляется даже при небольшом отклонении от нормального падения. При угле падения $\theta = 0,8^\circ$ в районе плазмонного резонанса δ достигает 10^{-2} . В этом случае в спектре пропускания возбуждаются два близких по частоте резонанса Фано, связанных с ППП, распространяющимися в противоположных направлениях. При этом амплитуды резонансов Фано сильно различаются, что приводит к ненулевому эффекту.

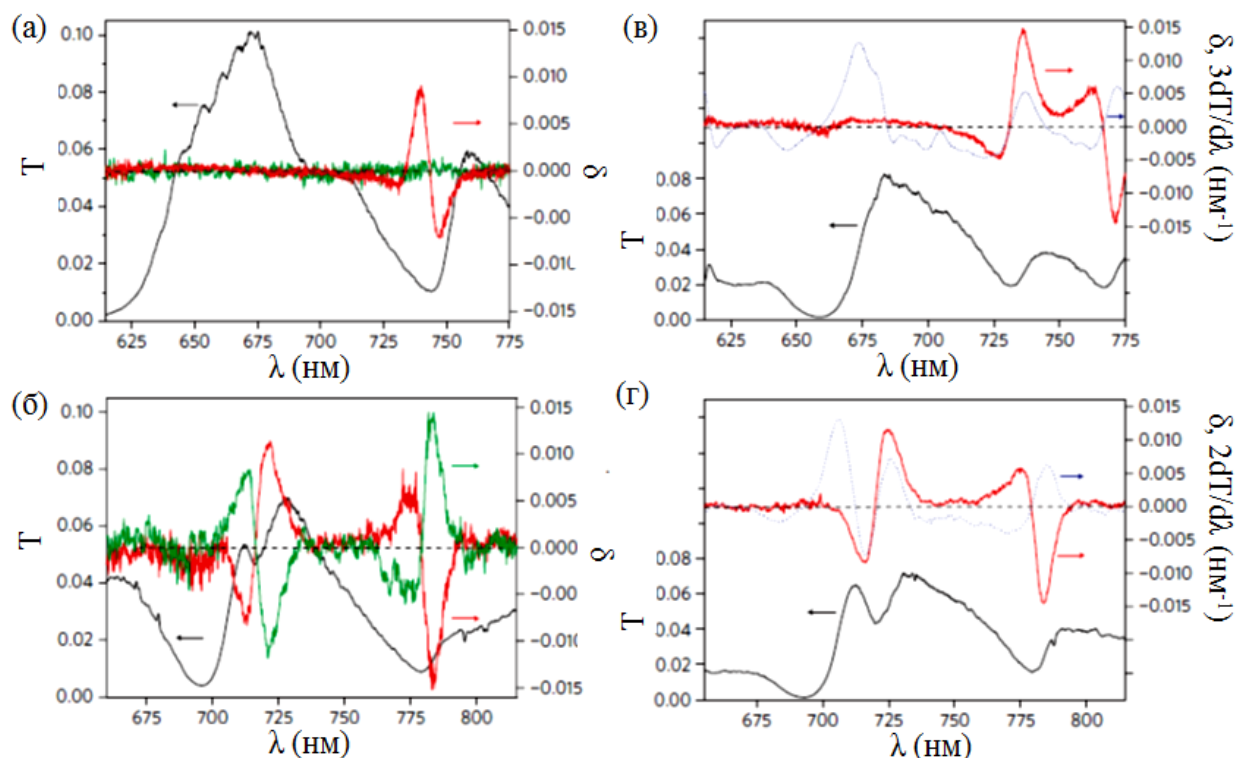


Рис. 2.12: Спектры коэффициента оптического пропускания (черная кривая), экваториального эффекта Керра (красная и зеленая кривые) и производной $\partial T/\partial \lambda$ (синяя точечная линия), измеренные при различных углах падения: (а) $\theta = 0^\circ$ (зеленая кривая) and $\theta = 0,8^\circ$ (красная кривая); (б) $\theta = 5^\circ$; (в) $\theta = -10^\circ$ (зеленая кривая) и $\theta = 10^\circ$ (красная кривая); (г) $\theta = 8^\circ$. Внешнее магнитное поле равно 200 мТл. Плоскость падения перпендикулярна щелям плазмонного кристалла (см. рис. 2.10а). Падающий свет имеет p -поляризацию.

Вместе с тем в районе других особенностей спектра коэффициента пропускания (пик пропускания при $\lambda = 675$ нм и минимум пропускания при $\lambda = 623$ нм) наблюдаемый ЭЭК отсутствует. Это находится в хорошем согласии с вышесказанным и свидетельствует о разной чувствительности ЭЭК к возбуждению различных типов собственных мод. Расчет частот различных резонансов в изучаемом плазмонном кристалле показывает, что пик пропускания при $\lambda = 675$ нм со-

ответствует щелевой моде, а минимум пропускания при $\lambda = 623$ нм связан с резонансом Фано, обусловленным возбуждением плазмонной волны на границе [золото] / [воздух].

При увеличении угла падения света (например, при $\theta = 5^\circ$, рис. 2.12б), частоты возбуждения плазмонных волн, распространяющихся в противоположных направлениях, значительно отличаются, что создает два хорошо различимых резонанса Фано в спектре прохождения. Оба резонанса сопровождаются противоположными по знаку S-образными резонансами экваториального эффекта Керра. Отличие в знаке двух резонансов связано с тем, что они связаны с ППП, распространяющимися в противоположных направлениях по отношению к вектору $\mathbf{\tau}$, характеризующему явление магнитооптической невязимности. Это демонстрирует вторую отличительную особенность ЭЭК в плазмонных кристаллах - знак δ позволяет отличить плазмонные волны, распространяющиеся в противоположных направлениях.

При еще больших углах падения два резонанса Фано расходятся друг от друга по длине волны еще дальше, и величина магнитооптического сигнала почти не меняются (рис. 2.12в). Вблизи резонансов спектр величины δ хорошо соответствует спектру производной $dT/d\lambda$ (см. синяя кривая на рис. 2.12б,г). Это согласуется со сказанным выше о том, что усиление ЭЭК в основном обусловлено сдвигом резонансов Фано в спектре прохождения. Однако, знак производной не всегда совпадает со знаком величины δ , что объясняется различием в направлениях распространения плазмонных волн, вызывающих различные резонансы Фано.

При смене знака угла падения (т.е. при распространении падающего излучения в направлении, противоположном оси Ox) $\theta_1=10^\circ$ на $\theta_2=-10^\circ$ спектр величины δ меняет знак на противоположный и при этом по модулю не отличается от спектра δ , измеренного при $\theta_1=10^\circ$ (рис.2.12в). Это подтверждает, что наблю-

даемый эффект нечетен по намагниченности и не является экспериментальным артефактом.

При некоторых углах падения (например, при $\theta=15^\circ$) аномалии Вуда (например, при $\lambda = 698$ нм на рис. 2.13а) оказываются слабо выражены. Вместе с тем ЭЭК вблизи этих резонансов по-прежнему принимает большие значения. Этот факт демонстрирует, что ЭЭК может быть использован как инструмент для исследования плазмонных спектров.

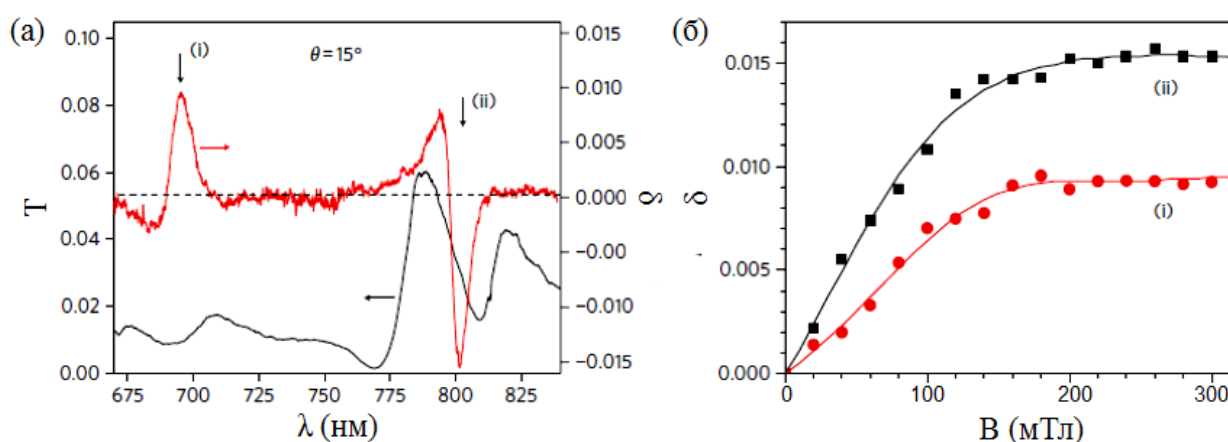


Рис. 2.13: (а) Спектры коэффициента оптического пропускания (черная кривая) и ЭЭК (серая кривая), измеренные при угле падения $\theta=15^\circ$. Внешнее магнитное поле равно 200 мТл. (б) Зависимость максимумов абсолютной величины ЭЭК (i) ($\lambda = 695$ нм) и (ii) ($\lambda = 801$ нм) от величины внешнего магнитного поля. Плоскость падения света перпендикулярна щелям плазмонного кристалла (см. рис. 2.11а). Падающий свет имеет p -поляризацию.

Зависимость величины максимумов $|\delta|$ при $\lambda = 695$ нм и $\lambda = 801$ нм от внешнего магнитного поля показана на рис. 2.13б. При малых магнитных полях δ растет линейно с магнитным полем, указывая, что компонента намагниченности в плоскости образца также имеет линейную зависимость от внешнего магнитного поля. Насыщение происходит при величине магнитного поля около 160 мТл,

что находится в хорошем согласии с предсказанным значением эффективного магнитного поля одноосной анизотропии. Тем не менее, δ достигает относительно высоких значений даже для небольших магнитных полей. Например, при $B = 30$ мТл $\delta = 5 \times 10^{-3}$.

Теперь рассмотрим другие возможные конфигурации падения света на структуру, соответствующие экваториальной намагниченности (т.е. намагниченности, перпендикулярной плоскости падения) (Табл.1). Если в конфигурации на рис. 2.10а свет поляризован перпендикулярно плоскости падения (s -поляризация), то возбуждение плазмонных волн оказывается невозможным (см. §3 Главы I). Это подтверждается отсутствием пиков в экспериментальном спектре оптического пропускания (рис. 2.14, кривая Т(1)). Как следует из вида тензора диэлектрической проницаемости магнитной среды $\hat{\epsilon}_m$ (см. уравнение (1.1)), если $\mu = 1$, то ЭЭК также равен нулю (рис. 2.14, кривая $\delta(1)$). Таким образом, данная конфигурация является "неплазмонной" и в ней не наблюдается ЭЭК (см. Табл. I).

Таблица I. Различные экспериментальные конфигурации, соответствующие экваториальной намагниченности.

	p -поляризация	s -поляризация
$\mathbf{M} \parallel OY, \mathbf{k}^{in} \parallel OXZ$	ППП, ЭЭК	ППП, ЭЭК
$\mathbf{M} \parallel OX, \mathbf{k}^{in} \parallel OYZ$	ППП, ЭЭК	ППП, ЭЭК

Если s -поляризованный свет падает вдоль щели (рис. 2.10б), то плазмон-поляритоны могут быть возбуждены поскольку при этом электромагнитная волна имеет вдоль оси Ox ненулевую компоненту электрического поля. Об этом свидетельствует пик оптического пропускания при $\lambda = 760$ нм (кривая Т(2) на рис. 2.14). В том же время ЭЭК не наблюдается, поскольку поляризация света

перпендикулярна плоскости падения. Эта конфигурация является "плазмонной", но эффект Керра в ней не наблюдается (Табл. I). Наконец, если в конфигурации рис. 2.10б свет p -поляризован, то плазмонная волна не возбуждается (отсутствие резонансов Фано на кривой T(3) на рис. 2.14), но ЭЭК не является нулевым. Возникает четвертый вариант: "не плазмонный" и с ЭЭК. Однако в этом случае эффект Керра не может быть усилен за счет плазмонного резонанса и поэтому принимает очень малые значения. В рамках данного эксперимента эффект не наблюдается (рис. 2.14, кривая $\delta(3)$). Результаты численного моделирования дают $\delta \sim 10^{-4}$, которая находится ниже уровня чувствительности измерений в данном эксперименте. В этой конфигурации ярко проявляется роль ППП в усилении ЭЭК.

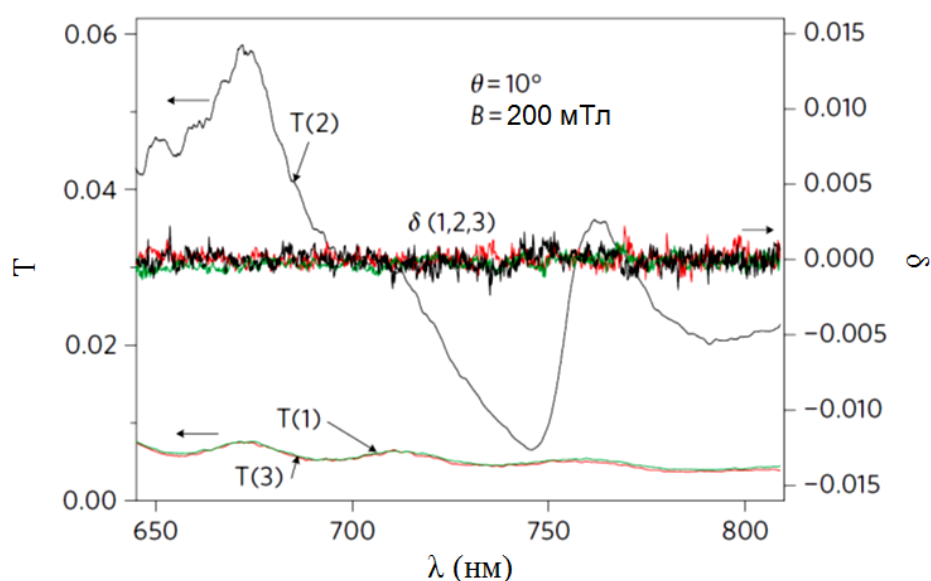


Рис. 2.14: Коэффициент оптического пропускания и величина ЭЭК в трех различных конфигурациях с экваториальной намагниченностью (см. Табл. I). (1) **М** параллельна щелям решетки плазмонного кристалла, плоскость падения перпендикулярна щелям, падающий свет s -поляризован. (2) **М** перпендикулярна щелям, плоскость падения параллельна щелям, падающий свет s -поляризован. (3) **М** перпендикулярна щелям; плоскость падения параллельна щелям, падающий свет p -поляризован.

4. Магнитооптические эффекты в плазмонном кристалле, намагниченном в меридиональной конфигурации

4.1. Магнитооптические интенсивностные эффекты в меридиональной конфигурации в однородных пленках

В случае, когда магнитная пленка намагничена меридионально вдоль оси Ox , т.е. в своей плоскости и в плоскости падения света, из уравнения (1.1) следует, что магнитная пленка описывается тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon + b & -ig \\ 0 & ig & \varepsilon + b \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

в котором есть линейный $g = a_1 M$ и квадратичный $b = a_2 M^2$ вклады по намагниченности. При распространении света через такую среду наблюдается эффект Коттона-Мутона (см. §1.2 Главы I). При этом фазовая скорость волны зависит от направления линейной поляризации света. Если свет поляризован перпендикулярно $\mathbf{M}$, то показатель преломления среды выражается как

$$n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon + b - g^2 / \varepsilon}, \quad (2.25)$$

в то время как при поляризации вдоль $\mathbf{M}$ показатель преломления оказывается независимым от M : $n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon}$. Это приводит к тому, что коэффициент отражения света также зависит от намагниченности и представим в виде [178]:

$$\begin{aligned} R(M) &= [R_s(\theta) + M^2 R_{s2}(\theta)] \cos^2 \psi + [R_p(\theta) + M^2 R_{p2}(\theta)] \sin^2 \psi + MR_1(\theta) \sin \theta \sin(2\psi) \\ &+ M^2 R_2(\theta) \sin^2 \theta \sin^2(2\psi) = \\ &= R(0) + \alpha M + \beta M^2, \end{aligned} \quad (2.26)$$

где θ – угол падения, $R_s(\theta)$ и $R_p(\theta)$ – коэффициенты отражения для размагниченной среды для s - и p -поляризованного света, соответственно, описываемые формулами Френеля, $R_1(\theta)$, $R_2(\theta)$, $R_{s2}(\theta)$ и $R_{p2}(\theta)$ – коэффициенты, определяющие линейный и квадратичный по M вклады в $R(M)$, и угол ψ – угол между плоско-

стью поляризации падающего излучения и плоскостью падения ($\psi = 0^\circ$ для p -поляризации и $\psi = 90^\circ$ для s -поляризации). Из уравнения (2.26) следует, что линейный по M вклад присутствует только при наклонном падении света, обладающего промежуточной между p - и s -поляризацией ($0 < \psi < \pi/2$). В случае падения света, обладающего p - или s -поляризацией существует только квадратичный по M вклад. Кроме того, коэффициенты $R_s(\theta)$ и $R_p(\theta)$ в уравнениях (2.26) таковы, что интенсивность отраженного света не зависит от M при нормальном падении света, поляризованного вдоль **M**. Линейный по M вклад может быть найден, измеряя нечетный эффект:

$$\delta_{odd} = \frac{I(M) - I(-M)}{I(0)} = \frac{2\alpha M}{I(0)}, \quad (2.27)$$

В то же время квадратичный по M вклад входит в четный эффект, определенный как

$$\delta_{even} = \frac{I(M) - I(0)}{I(0)} = \frac{\alpha M + \beta M^2}{I(0)}. \quad (2.28)$$

Уравнения (2.26) справедливо для уединенного интерфейса. Они несколько изменяются, если отражение от нижней границы магнитной пленки играет роль и возникает интерференция. Тем не менее, качественно ситуация остается той же. Более того, аналогичные выражения справедливы и для прошедшего света. В этом случае I в уравнениях (2.27) и (2.28) выступает в роли коэффициента пропускания [178].

4.2. Собственные волны в плазмонном кристалле, намагниченном в плоскости пленки и перпендикулярно щелям

4.2.1. Случай однородного металла

Если магнитная пленка покрыта металлической решеткой, то оптические свойства структуры существенно изменяются. Как и для случая ЭЭК, рассмотрим сначала аналогичную систему, содержащую гладкий металлический слой [179].

В дальнейших выражениях участвует только один магнитооптический параметр - гирация g . Это сделано для большей наглядности полученных выражений. Тем не менее, вклад параметра b , квадратичного по намагниченности, тоже учтен. Поскольку $g \sim M$ и $b \sim M^2$, то формально можно записать b через g как $b = ag^2$, поэтому b участвует в последующих выражениях неявным образом.

Электромагнитное поле волноводной моды с волновым числом β в магнитном слое может быть представлено суммой четырех плоских волн (в системе координат, показанной на рис. 2.15а):

$$\mathbf{E}(x, z) = (K_1 \mathbf{e}_2^{(1)} \exp(i\gamma_+ z) + K_2 \mathbf{e}_2^{(2)} \exp(-i\gamma_+ z) + K_3 \mathbf{e}_2^{(3)} \exp(i\gamma_- z) + K_4 \mathbf{e}_2^{(4)} \exp(-i\gamma_- z)) \exp(i[\kappa x - \omega t]), \quad (2.29)$$

где $\mathbf{e}_2^{(l)}$ - единичный вектор электрического поля плоской волны некоторой поляризации с вектором рефракции $\mathbf{n}^{(1,2)} = \{\kappa; 0; \pm\gamma_+\}$ или $\mathbf{n}^{(3,4)} = \{\kappa; 0; \pm\gamma_-\}$. Поляризации плоских волн и $\gamma_{\pm}$ могут быть найдены из уравнений Френеля:

$$[n^{(l)}]^2 \mathbf{e}_2^{(l)} - \mathbf{n}^{(l)} (\mathbf{n}^{(l)} \cdot \mathbf{e}_2^{(l)}) = \hat{\mathbf{a}} \mathbf{e}_2^{(l)}. \quad (2.30)$$

Уравнение (2.30) имеет по два решения для положительной и отрицательной величины $n_z^{(l)}$. Для этих решений $\gamma_{\pm}$ имеет вид $\gamma_{\pm} = \gamma_2 \pm \Delta\gamma_{\pm}(g)$, где $\gamma_2 = (\epsilon_0 \omega^2 c^{-2} - \kappa^2)^{1/2}$.

В изотропных средах, окружающих магнитный слой, компоненты электромагнитного поля могут быть разбиты на компоненты поперечной электриче-

ской волны (ТЕ) H_x , E_y и H_z , и поперечной магнитной волны (ТМ) E_x , H_y и E_z . Электромагнитное поле содержит ТЕ- и ТМ-компоненты поля:

$$\mathbf{E}(x, z) = (A_j \mathbf{e}_j^{(TE)} + B_j \mathbf{e}_j^{(TM)}) \exp(-\gamma_j |z|) \exp(i[\kappa x - \omega t]), \quad (2.31)$$

где $j=1$ для металла и $j=3$ для подложки, $\gamma_j = (\kappa^2 - \varepsilon_j \omega^2 c^{-2})^{1/2}$, ε_j – диэлектрическая проницаемость среды и $\mathbf{e}_j^{(l)}$ – единичный вектор электрического поля с поляризацией (l): $\mathbf{e}_j^{(TM)} = \frac{1}{\sqrt{|E_x|^2 + |E_z|^2}} (E_x, 0, E_z)$ и $\mathbf{e}_j^{(TE)} = \frac{1}{|E_y|} (0, E_y, 0)$.

Граничные условия для векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ на границе раздела [металл] / [магнитный диэлектрик] и [магнитный диэлектрик] / [подложка] приводят к системе однородных алгебраических уравнений относительно A_i , B_i и K_i . Условие существования нетривиального решения этой системы уравнений приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$\Phi(\kappa, \omega) = g^2 \Psi(\kappa, \omega), \quad (2.32)$$

где

$$\Phi(\kappa, \omega) = [\gamma_2(\gamma_1 + \gamma_3) + (\gamma_1\gamma_3 - \gamma_2^2) \tan(\gamma_2 h_m)] \cdot \left[\frac{\gamma_2}{\varepsilon_0} \left(\frac{\gamma_1}{\varepsilon_1} + \frac{\gamma_3}{\varepsilon_3} \right) + \left(\frac{\gamma_1\gamma_3}{\varepsilon_1\varepsilon_3} - \frac{\gamma_2^2}{\varepsilon_0^2} \right) \tan(\gamma_2 h_m) \right] = \Phi_1(\kappa, \omega) \Phi_2(\kappa, \omega), \quad (2.33)$$

h_m – толщина магнитного слоя и функция $\Psi(\kappa, \omega)$ зависит от оптических и геометрических параметров структуры (выражение для $\Psi(\kappa, \omega)$ здесь не приведено из-за его громоздкости). Исключая ряд особых случаев, когда $\frac{\partial \Phi}{\partial \omega}(\kappa, \omega_0) = 0$, где ω_0 – частота моды в немагнитном состоянии (т.е. $\Phi(\kappa, \omega_0) = 0$), и учитывая малость g , разложением в ряд Маклорена уравнения (2.32) можно показать, что магнитный вклад в волновое число моды квадратичен по g и, следовательно, по M :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \omega}(\kappa, \omega_0)(\omega - \omega_0) = g^2 \Psi(\kappa, \omega_0), \quad (2.34)$$

что приводит к выражению

$$\omega(\kappa) = \omega_0(\kappa)(1 + \alpha g^2), \quad (2.35)$$

где $\omega_0(\kappa)$ представляет собой закон дисперсии для немагнитной системы ($\Phi(\kappa, \omega_0) = 0$) и $\alpha = \Psi(\kappa, \omega_0) \omega_0^{-1} [\frac{\partial \Phi}{\partial \omega}(\kappa, \omega_0)]^{-1}$.

Из уравнений (2.33) и (2.35) следует, что существует два семейства мод, определенных уравнениями $\Phi_1(\kappa, \omega_0) = 0$ and $\Phi_2(\kappa, \omega_0) = 0$. Эти два семейства можно назвать квази-ТЕ и квази-ТМ модами, соответственно [180]. Выбор такого названия связан со следующим обстоятельством.

Подстановка коэффициентов A_i , B_i и K_i , найденных из граничных условий, в уравнения (2.30-2.31) показывает, что в случае меридионально намагниченной структуре все шесть компонент электромагнитного поля ненулевые. В размагниченном состоянии исчезают компоненты поля E_x , H_y и E_z квази-ТЕ моды и H_x , E_y и H_z квази-ТМ моды, и остаются только компоненты поля ТЕ- и ТМ-мод, соответственно. Это объясняет выбор названия мод намагниченной структуры. В рамках линейного по g приближения наведенные магнитным полем компоненты поля моды пропорциональны g . Например, для квази-ТМ мод:

$$E_y^{TM}(x, z) = gF(\kappa, z)H_y^{TM}(x, z), \quad (2.36)$$

и для квази-ТЕ-мод:

$$H_y^{TE}(x, z) = gG(\kappa, z)E_y^{TE}(x, z), \quad (2.37)$$

в то время как вклад g в основные компоненты поля мод (E_x , H_y и E_z для квази-ТМ мод и H_x , E_y и H_z для квази-ТЕ мод) только квадратичен по g . Явный вид выражений для коэффициентов $F(\kappa, z)$ и $G(\kappa, z)$ имеет громоздкий вид и поэтому не приведён здесь. Однако, важно отметить, что эти коэффициенты являются нечетными функциями κ . Уравнения (2.36), (2.37) остаются справедливыми в средах, окружающих магнитную пленку, но при этом коэффициенты $F_i(\kappa)$ и $G_i(\kappa)$ не зависят от z .

4.2.2. Пространственная симметрия мод плазмонного кристалла

В случае, когда диэлектрический слой покрыт перфорированным металлом, поле волноводных мод имеет вид волн Блоха:

$$E(x, z) = U(\kappa, x, z) \exp(i\kappa x), \quad (2.38)$$

где $U(\kappa, x, z)$ - периодическая функция x , и может быть разложена в ряд Фурье:

$$E(x, z) = \sum_m U_m(\kappa, z) \exp \left[i \left(\kappa + \frac{2\pi}{d} m \right) x \right], \quad (2.39)$$

где m – произвольное целое число и d – период решетки. Если ширина щелей достаточно мала, то их наличие слабо влияет на комплексные амплитуды в уравнении (2.39), поскольку поле волноводных мод в основном сконцентрировано в магнитном слое. Поэтому применимо уравнение (2.36) и их волновые числа и собственные частоты могут быть найдены в приближении пустой решетки.

Аналитическое рассмотрение по теории возмущений и расчет методом S-матрицы показывают, что в точке Γ первой зоны Бриллюэна все волноводные моды обладают симметричным или антисимметричным пространственным распределением компонент электромагнитного поля.

Симметрию моды можно характеризовать симметрией ее основной поперечной компоненты поля, т.е. компоненты поля вдоль оси Oy . Поэтому, например, волноводная ТЕ-мода, у которой поле E_y есть четная функция координаты x , является симметричной модой, а ТЕ-мода, у которой поле E_y зависит от координаты x нечетным образом, является антисимметричной модой.

Наличие меридиональной намагниченности приводит к возникновению дополнительных компонент волноводных мод и моды преобразуются в квази-ТЕ и квази-ТМ моды (рис. 2.15). При этом коэффициенты пропорциональности между наведенными и основными компонентами полей мод нечетны по κ (см. урав-

нения (2.36) и (2.37)). Это приводит к тому, что их симметрия противоположна симметрии основных компонент полей мод. Так, в намагниченной структуре у симметричной квази-ТЕ моды наведенные компоненты H_y и E_x антисимметричны (нечетны по x). Свойства симметрии мод в намагниченном плазмонном кристалле приведены в Таблице II.

Таблица II. Свойства пространственной симметрии мод плазмонного кристалла, намагниченного в меридиональной конфигурации [181].

Тип моды	Основные компоненты	Наведенные компоненты
Симметричная квази-ТЕ	E_y and H_x – четные по x H_z – нечетная по x	H_y and E_x – нечетные по x E_z – четная по x
Антисимметричная квази-ТЕ	E_y and H_x – нечетные по x H_z – четная по x	H_y and E_x – четные по x E_z – нечетная по x
Симметричная квази-ТМ	H_y and E_x – четные по x E_z – нечетная по x	E_y and H_x – нечетные по x H_z – четная по x
Антисимметричная квази-ТМ	H_y and E_x – нечетные по x E_z – четная по x	E_y and H_x – четные по x H_z нечетная по x

4.2.3. Причина возникновения четного и нечетного по намагниченности интенсивных эффектов

При возбуждении мод плазмонного кристалла спектры коэффициентов пропускания и отражения модифицируются, в них возникают характерные резонансы Фано. Если условия возбуждения мод зависят от магнитного поля, то следует ожидать появления связанных с модами магнитооптических интенсивных эффектов. В рассмотренной выше конфигурации ЭЭК (см. §3.4 этой главы) модификация спектров возникала в результате смещения в поперечном магнитном поле резонансных частот ППП или волноводных ТМ-мод. В меридиональной конфигурации закон дисперсии мод содержит только слагаемые,

квадратичные по магнитному полю (по гирации g) (см. уравнение (2.35)). Так как $g \ll 1$, то смещение резонансов в данном случае играет меньшую роль в изменении интенсивности прошедшего или отраженного света. В то же время, как было показано выше, в меридиональной конфигурации поле моды модифицируется и возникают компоненты поля, линейные по магнитному полю (по гирации g). Это обстоятельство также приводит к интенсивностным эффектам. Рассмотрим такую ситуацию более подробно.

Для возбуждения собственной волны в структуре вдоль оси Ox необходимо выполнение фазового синхронизма, т.е. равенство проекции волнового вектора на ось Ox $k_x^{(i)}$ и волнового числа моды с учетом периодичности структуры $\tilde{k}$ (см. уравнение (2.2)): $k_x^{(i)} = \tilde{k}$.

Кроме того, поляризация падающей волны должна соответствовать поляризации моды, т.е. поле падающей волны должно содержать, по крайней мере, одну компоненту поля моды.

При нормальном падении возникает дополнительное условие возбуждения моды, которое связано с ее симметрией. Рассмотрим для примера нормально падающую волну, поляризованную под некоторым углом ψ к оси Ox . Она обладает четырьмя компонентами поля (E_x , E_y , H_x и H_y), которые не зависят от координат x и y , т.е. четны по координате x . Следовательно, такая волна может возбудить только моды, у которых есть хотя бы одна из этих компонент поля, которая к тому же четная функция координаты x . В частности, в немагнитном плазмонном кристалле такая волна может возбудить только симметричные моды (см. Таблицу II).

Если плазмонный кристалл намагничен вдоль оси Ox , то ситуация меняется. У мод появляются дополнительные компоненты поля, которые обладают симметрией, противоположной к симметрии основных компонент поля (рис. 2.15). Это приводит к следующему. Пусть на структуру падает по нормали ТМ-поляризованная волна ($\psi = 0^\circ$). Она обладает компонентами поля E_x и H_y , кото-

рые четны по координате x . Как следует из таблицы II, такая волна может возбудить симметричную квази-ТМ моду и антисимметричную квази-ТЕ моду т.к. в них есть четные по координате x компоненты поля E_x и H_y . Аналогично, падающая ТЕ-поляризованная волна ($\psi = 90^\circ$) может возбудить симметричную квази-ТЕ моду и антисимметричную квази-ТМ моду.

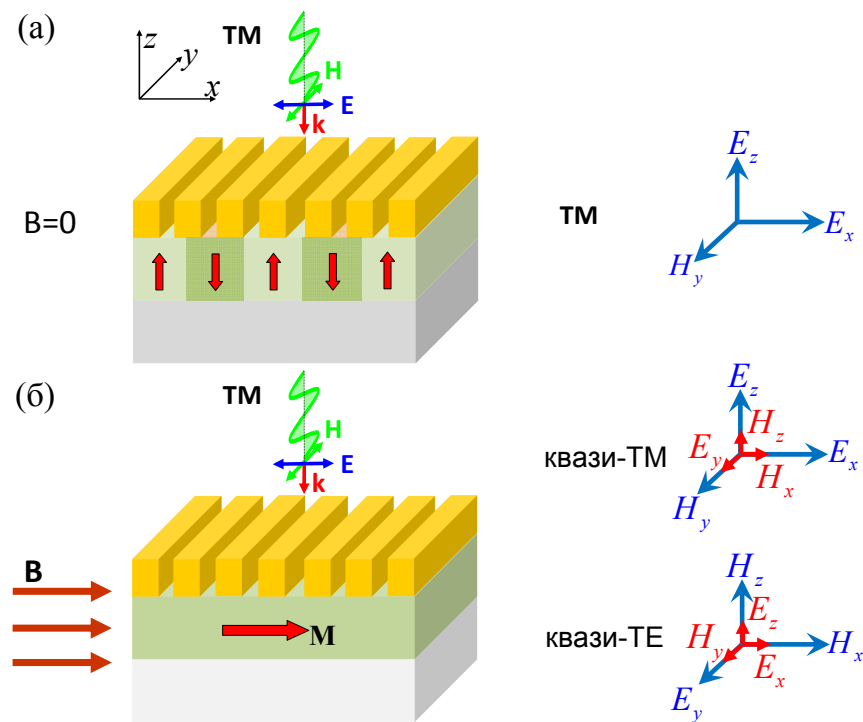


Рис. 2.15: Волноводные моды, которые могут быть возбуждены в плазмонном кристалле в ненамагниченном (а) и намагниченном (б) состояниях при нормальном падении ТМ-поляризованной волны. Длинные стрелки показывают основные компоненты поля мод, а короткие стрелки показывают компоненты мод, которые индуцированы внешним магнитным полем [182].

Таким образом, при меридиональной намагниченности возможно возбуждение дополнительных мод, причем они антисимметричны. Поскольку возбуждение моды меняет спектры пропускания и отражения, то вблизи частот возбуждения этих мод должен возникать интенсивный эффект, который четен

по магнитному полю, т.е. квадратичен по g , и определяется аналогично четному эффекту для однородных пленок (см. уравнение (2.27)).

Симметрия нормального падения исключает нечетные эффекты. При наклонном падении, наряду с четным по намагниченности эффектом должен также возникать и аналогичный эффект, нечетный по намагниченности, определенный выражением (2.28).

Необходимо отметить, что хотя конфигурация наблюдения аналогична случаю наблюдения ориентационного эффекта в однородных пленках (см. §4.1 этой главы), рассматриваемые здесь эффекты являются новыми и существенно отличаются от уже известного ориентационного эффекта. Действительно, как будет показано ниже, рассматриваемый здесь четный эффект имеет иную зависимость от поляризации падающей волны. Например, этот эффект не исчезает при нормальном падении и поляризации света вдоль оси Ox (вдоль намагниченности), в то время как ориентационный эффект при этом равен нулю. Это связано с тем, что оба эффекта имеют различную природу. В отличие от ориентационного эффекта, рассматриваемый здесь эффект связан с возбуждением собственных мод структуры.

4.3. Экспериментальное наблюдение магнитооптического меридионального интенсивностного эффекта в плазмонных кристаллах

4.3.1. Нечетный и четный интенсивностные эффекты

Для экспериментального изучения меридионального интенсивностного эффекта (МИЭ) был разработан и создан плазмонный кристалл, аналогичный плазмонному кристаллу, в котором наблюдался ЭЭК (см. §3.5.1 этой главы). Его отличительной особенностью является наличие волноводного слоя из висмут-замещенного феррита-граната. Состав магнитного слоя - $\text{Bi}_2\text{Dy}_1\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$, тол-

щина слоя $h_d = 873$ нм, период решетки $d = 309$ нм, высота решетки $h_m = 31$ нм, ширина щелей $r = 79$ нм). Параметры плазмонного кристалла были выбраны так, чтобы возникло вырождение ТМ- и ТЕ-мод первого порядка вблизи точки Γ зоны Бриллюэна. Как следствие, обе моды могут быть возбуждены при нормальном падении света одной и той же частоты. Как будет показано ниже, такое вырождение приводит к усилению МИЭ. В изучаемом диапазоне длин волн при нормальном падении и наклонном падении, близком к нормальному, ППП не возбуждаются.

Поскольку МИЭ определяется волноводными модами структуры, то необходимо рассмотреть дисперсионную диаграмму ТМ- и ТЕ-мод в изучаемом плазмонном кристалле (рис. 2.16). Она рассчитана методом S-матрицы (см. §6.2 главы I).

В рассматриваемом диапазоне длин волн волноводные моды возбуждаются первым порядком дифракции в магнитной пленке ($u = 1$ в уравнении (2.2)). При этом они различаются количеством максимумов компоненты поля H_y (для ТМ-мод) и E_y (для ТЕ-мод) вдоль оси Oz . В соответствии с этим, дисперсионные кривые, обозначенные (1) относятся к модам 1-го порядка, (2) – к модам второго порядка и (3) – к модам третьего порядка (рис. 2.16).

Единственная компонента ТЕ-моды (E_y) касательна к границе раздела между металлом и диэлектриком. С другой стороны, электромагнитное поле ТМ-мод имеет электрическую компоненту, перпендикулярную к этой границе (E_z). Поэтому из граничных условий следует, что ТЕ-моды менее чувствительны к наличию щелей в золотом слое плазмонного кристалла. Это приводит к более узким резонансам, связанным с ними, и к большей величине добротности ТЕ-мод по отношению к добротности ТМ-мод. Кроме того, дисперсия ТЕ-мод существенно ближе к дисперсии волноводных мод в волноводе с однородными стенками. Напротив, дисперсионные кривые ТМ-мод существенно отклоняются

от дисперсионных кривых для волновода с однородными стенками. Это выражается в том, что в плазмонном кристалле образуются достаточно широкие стоп-зоны для ТМ-мод (рис. 2.16а). Поле ТМ-мод имеет локализацию около границы с металлической решеткой, поэтому можно сказать, что ТМ-моды обладают плазмонными свойствами (рис. 2.16б).

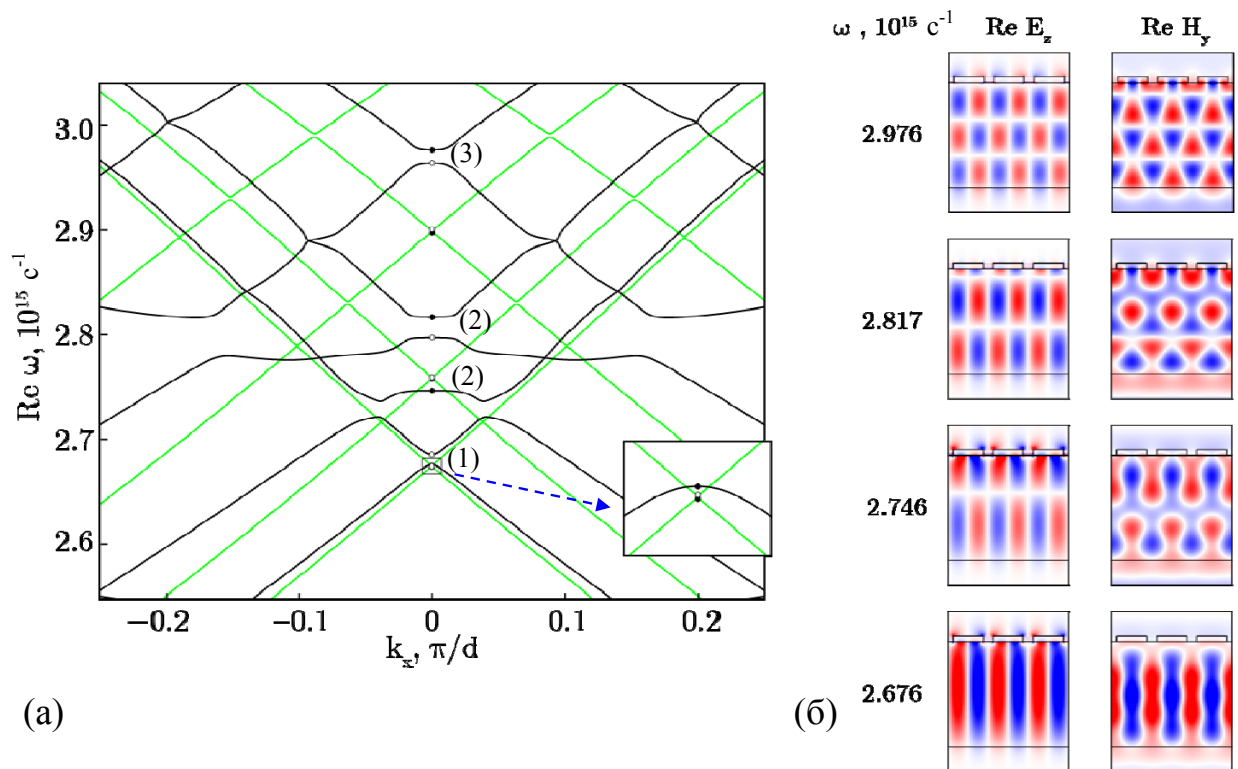


Рис. 2.16: (а) Рассчитанная дисперсионная диаграмма для ТМ- (черные кривые) и ТЕ-мод (серые кривые) экспериментально изученного плазмонного кристалла в немагнитном состоянии. На вставке показана область вблизи точки Γ , в которой имеет место вырождение ТМ- и ТЕ-мод. Закрашенные и открытые кружки показывают симметричные и антисимметричные моды, соответственно. Числа (1) – (3) показывают номер порядка моды (см. в тексте). (б) Контурные графики распределения компонент электромагнитного поля ТМ-мод E_z и H_y в точке Γ . Все величины нормированы на единицу [181].

Кроме волноводных мод также возможно возбуждение локализованных плазмонных ТМ-мод. В изученном образце плазмонного кристалла наблюдается гибридизация волноводной ТМ моды и локализованной моды, в результате чего наблюдаются две гибридные моды на частотах $2,746 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и $2,817 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Это подтверждено распределением компонент поля H_y и E_z на этих частотах (рис. 2.16б).

Важной особенностью изучаемого плазмонного кристалла является то, что его ТМ- и ТЕ-моды 1-го порядка в точке Г имеют практически совпадающую частоту (см. вставку к рис. 2.16), соответствующую длине волны $\lambda = 705 \text{ нм}$.

Спектры пропускания для падающей почти по нормали (угол падения $\theta = 0,3^\circ$) ТМ-поляризованной волны ($\psi = 0^\circ$) в изучаемом диапазоне длин волн имеют три резонанса Фано, связанных с возбуждением симметричных ТМ-мод (верхняя кривая на рис. 2.17а). Аналогично, спектры пропускания для падающей почти по нормали ТЕ-поляризованной волны ($\psi = 90^\circ$) имеют три резонанса Фано, связанных с возбуждением симметричных ТЕ-мод (верхняя кривая на рис. 2.17б). При падении света, близком к нормальному антисимметричные моды практически не возбуждаются и в спектрах они никак не проявляются.

Свет промежуточной поляризации, соответствующей углу $\psi = 36^\circ$ возбуждает одновременно и ТЕ- и ТМ-моды, что наблюдается в спектре пропускания (рис. 2.17в). Это наиболее выражено для ТМ- и ТЕ-мод 3-го порядка, т.к. они разнесены спектрально по длине волны на 10 нм. При этом спектр пропускания имеет две особенности при длине волны 639 нм (ТМ-резонанс) и 649 нм (ТЕ-резонанс).

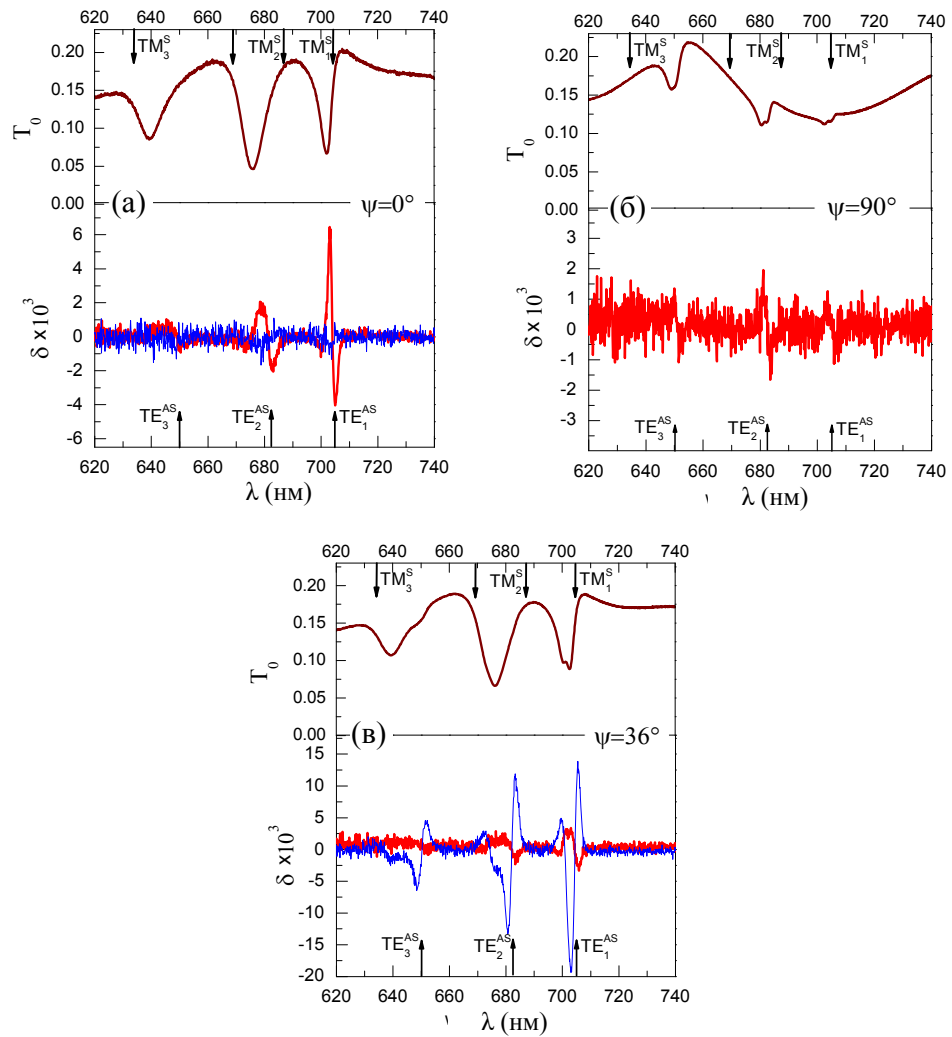


Рис. 2.17: Экспериментально измеренные спектры пропускания (верхние кривые) и нечетный (тонкие нижние кривые) и четный (толстые нижние кривые) МИЭ при трех различных углах поляризации: $\psi = 0^\circ$ (а), $\psi = 90^\circ$ (б) и $\psi = 36^\circ$ (в). Угол падения около $0,3^\circ$. МИЭ измерен при внешнем магнитном поле 160 мТл. Стрелки показывают положение ТЕ- и ТМ-резонансов, найденные из закона дисперсии на рис. 2.16 [181].

Если внешнее магнитное поле достаточной величины приложено в плоскости плазмонного кристалла и перпендикулярно щелям, то магнитная пленка становится однородно намагничена в плоскости. В результате спектры пропускания модифицируются и возникает МИЭ вблизи частот квази-ТЕ-мод

(рис. 2.17). И четный, и нечетный эффекты принимают наибольшие значения на длине волны 705 нм, на которой одновременно возбуждаются квази-ТМ- и квази-ТЕ-моды. При этом четный эффект достигает величины $\delta_{even} = 0,6 \%$, а нечетный $\delta_{odd} = 2 \%$.

При освещении структуры волной ТМ- или ТЕ-поляризации возникает только четный МИЭ (толстая красная линия на рис. 2.17а,б). Нечетный эффект возможен исключительно при промежуточных поляризациях падающей волны, т.е. при $0^\circ < \psi < 90^\circ$ (например, при $\psi = 36^\circ$, рис. 2.17в). Он возникает как только симметрия освещения нарушается, т.е. при наклонном падении света. Поэтому нечетный эффект уже достаточно большой при очень малом угле падения $\theta = 0,3^\circ$ и только незначительно возрастает при больших углах падения. Это его сильно отличает от нечетного интенсивностного эффекта для гладких пленок, который достигает максимума при больших углах падения.

4.3.2. Проявление эффекта в ближнем оптическом поле

Как следует из приведенного выше анализа, МИЭ связан с модификацией оптического ближнего поля, вызванной внешним магнитным полем.

Поскольку и четный, и нечетный эффекты связаны с возбуждением одних и тех же мод, в этом параграфе рассмотрим подробнее только четный МИЭ.

Распределение электромагнитного поля в области плазмонного кристалла при падении ТМ-поляризованного излучения на длине волны, соответствующей вырождению ($\lambda=705$ нм), для ненамагниченной и меридионально намагниченной структур свидетельствует о появлении квази-ТЕ-моды в последнем случае (рис. 2.18а,б). Это следует из возникновения компоненты поля E_y , которая является одной из основных компонент квази-ТЕ-моды (рис. 2.18б). Пространственное распределение E_y совпадает с распределением E_y в квази-ТЕ-моды

(рис. 2.18б,в). При намагничивании плазмонного кристалла распределение компоненты поля H_y почти не изменяется (рис. 2.18д,е). Это указывает на то, что МИЭ, связанный с квази-ТМ-модами, существенно слабее.

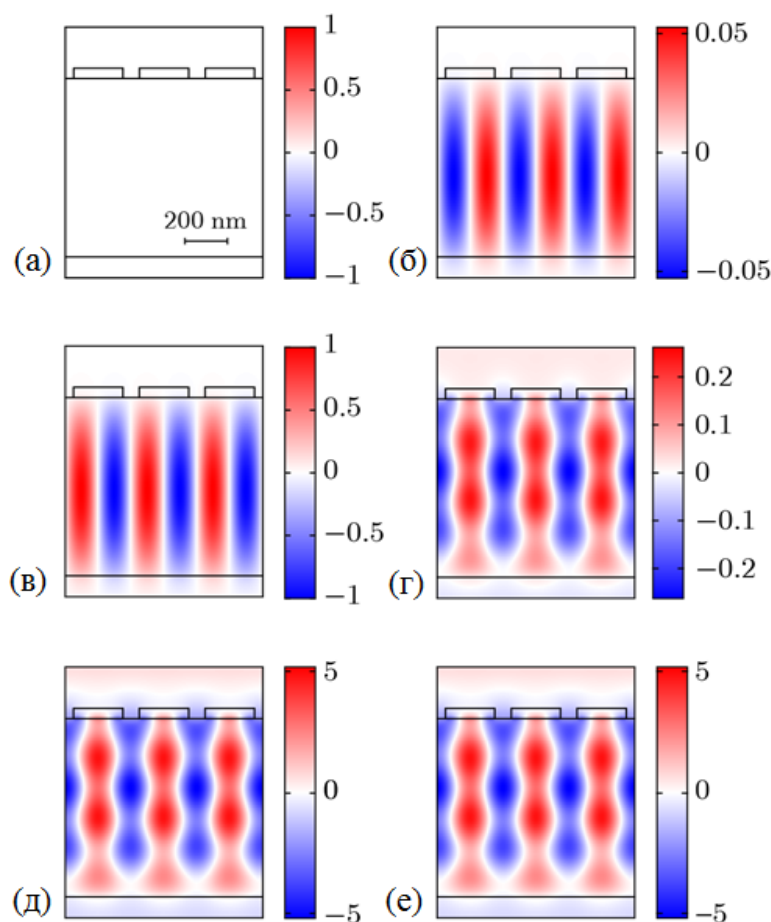


Рис. 2.18: Контурные графики распределения электромагнитного поля в области плазмонного кристалла. (а,б): Поле E_y в ненамагниченной (а) и в намагниченной (б) структурах при нормальном падении ТМ-поляризованного света. Поле нормировано на компоненту поля H_y падающего света. (в,г): Компоненты поля E_y (в) и H_y (г) квази-ТЕ-моды в намагниченной структуре. (д,е) Компонента поля H_y в ненамагниченной (д) и намагниченной (е) структуре при нормальном падении ТМ-поляризованного света. Длина волны падающего света $\lambda=705$ нм.

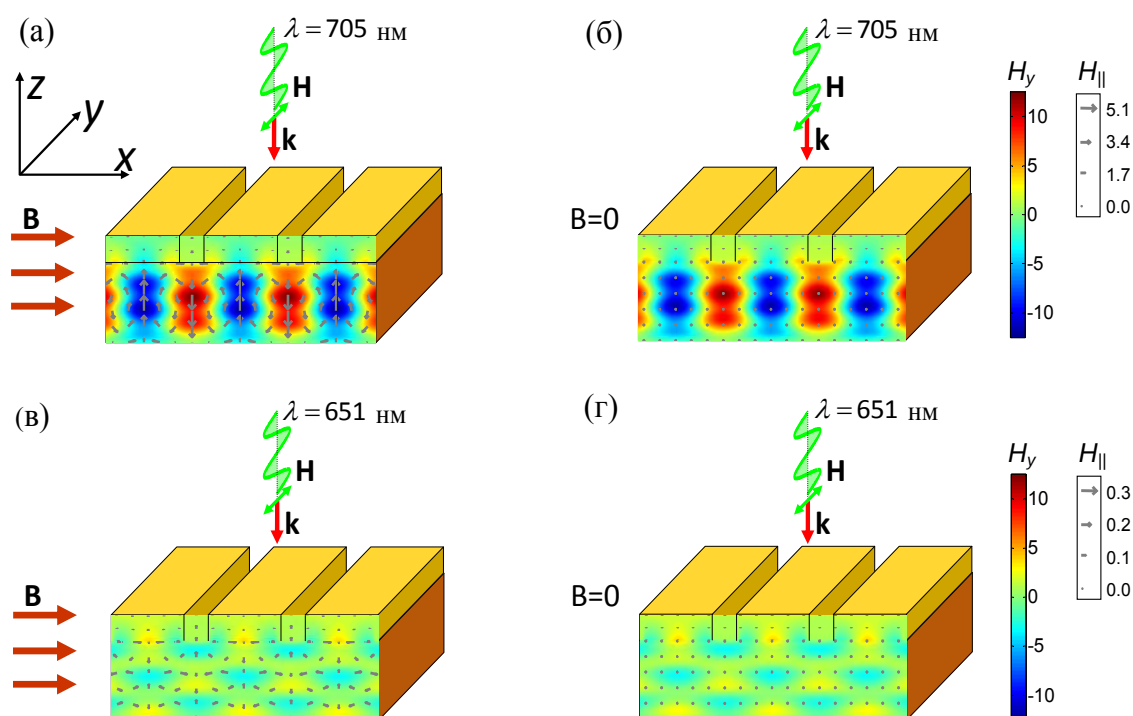


Рис. 2.19: Рассчитанное распределение магнитного поля электромагнитной волны в плазмонном кристалле. Компонента магнитного поля H_y , параллельная щелям золотой решетки, показана контурными графиками. Компонента магнитного поля волны, лежащая в плоскости, перпендикулярной щелям решетки $H_{||}$ ($\mathbf{H}_{||} = H_x \mathbf{e}_x + H_z \mathbf{e}_z$, где $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_z$ - единичные векторы вдоль осей Ox и Oz , соответственно) показана стрелками. Распределение поля показано на длинах волн 705 нм (а,б) и 651 нм (в,г) для намагниченного (а,в) и ненамагниченного (б,г) плазмонного кристалла. Свет падает под прямым углом и имеет ТМ-поляризацию. Параметры плазмонного кристалла соответствуют экспериментально исследованной структуре. Внешнее магнитное поле $B = 160$ мТл. Поскольку компоненты поля H_y и $H_{||}$ смещены относительно друг друга по фазе на $\pi/2$, то они показаны в различные моменты времени, при которых они принимают максимальные по модулю значения [182].

В согласии с приведенным выше анализом, основные компоненты поля возбужденной квази-ТЕ моды антисимметричны (например, компонента поля E_y , см. рис. 2.18в), а индуцированные компоненты поля этой моды симметричны (например, компонента поля H_y , см. рис. 2.18г).

На рис. 2.19 показано распределение двух ортогональных компонент магнитного поля электромагнитной волны в плазмонном кристалле при возбуждении квази-ТЕ мод 1-го и 3-го порядков. Видно, что их амплитуды различаются примерно в 5 раз, что указывает на то, что перекачка энергии из ТМ в ТЕ моду наиболее эффективна, когда квази-ТМ мода возбуждается в структуре. Отношение энергии электромагнитного поля двух мод, примерно равное 25, хорошо согласуется с наблюдаемым отношением величины четного МИЭ вблизи двух резонансов, равным 19 (Рис.2.17а).

Для экспериментального образца симметричные и антисимметричные ТЕ моды практически совпадают. Кроме того, они также спектрально близки к ТМ-модам. Поэтому для изучения взаимосвязи между симметрией мод и МИЭ рассмотрим структуру, для которой симметричные и антисимметричные ТМ- и ТЕ-резонансы достаточно разделены по частоте (рис. 2.20). В соответствии с рассуждениями выше, из рис. 2.20а следует, что наибольший МИЭ возникает именно на частотах антисимметричной квази-ТЕ-моды.

Поскольку магнитное поле также модифицирует ТМ-моды, следует ожидать при падении ТМ-поляризованной волны ($\psi = 0^\circ$) появление МИЭ и вблизи частот квази-ТМ-мод. Расчеты показывают, что на этих частотах МИЭ действительно возникает, но его величина существенно меньше (на два порядка величины), чем величина эффекта вблизи ТЕ-мод. Антисимметричные квази-ТМ-моды и симметричные квази-ТЕ-моды не приводят к какому-либо эффекту, так как при нормальном падении ТМ-поляризованной волны их возбуждение не возможно.

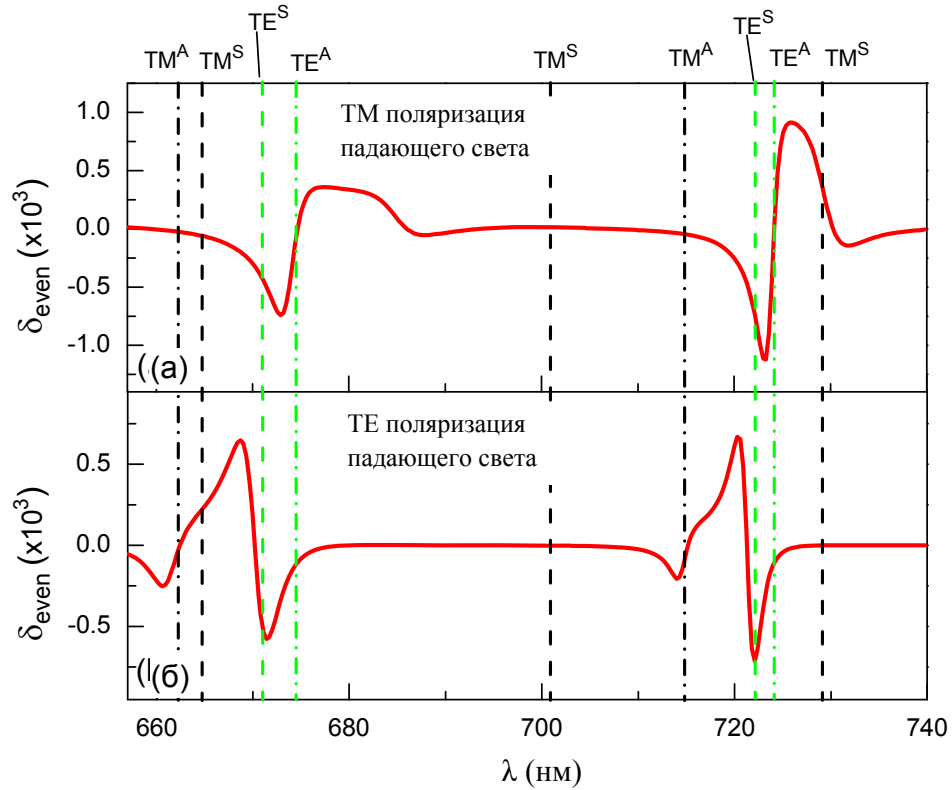


Рис. 2.20: Четный МИЭ, рассчитанный для плазмонного кристалла со следующими параметрами: $d = 360$ нм, высота решетки $h_m = 63$ нм, ширина щелей $r = 270$ нм, толщина магнитной пленки $h_d = 860$ нм). (а) Падающая волна ТМ-поляризована, (б) падающая волна ТЕ-поляризована. Вертикальные линии показывают спектральное положение ТМ-мод (черные линии) и ТЕ-мод (серые линии), которые симметричны (штриховые линии) или антисимметричны (штрих-пунктирная линия). Свет падает по нормали. Оптические и магнитооптические параметры плазмонного кристалла соответствуют экспериментальному образцу [181].

Теперь обратимся к случаю, когда структуру освещают ТЕ-поляризованной ($\psi = 90^\circ$) волной (рис. 2.20б). Проводя аналогичные рассуждения, можно прийти к заключению, что МИЭ теперь возникает вблизи собственных частот антисимметричных квази-ТМ-мод, так как магнитное поле индуцирует симметрич-

ные компоненты этой моды. Для данной структуры, такой эффект наблюдается при $\lambda = 662$ нм и $\lambda = 716$ нм (рис. 2.20б). Однако наибольший эффект вновь возникает при возбуждении квази-ТЕ-мод (при $\lambda = 670$ нм и $\lambda = 722$ нм), но в данном случае эффект связан с симметричными квази-ТЕ-модами. Аналогичная ситуация имеет место также и для экспериментального образца вблизи $\lambda = 640$ нм. Относительная небольшая величина МИЭ при возбуждении квази-ТМ-мод обусловлена малостью коэффициента в уравнении (2.37) по сравнению с коэффициентом в уравнении (2.38). Иными словами, для данных материалов индуцированная магнитным полем компонента поля квази-ТЕ-моды оказывается больше индуцированной компоненты квази-ТМ-моды.

Связь четного МИЭ с симметрией мод обобщена в таблице III.

Таблица III. Связь четного МИЭ с симметрией мод.

	ТМ-пол. освещение	ТЕ-пол. освещение
Симметричная квази-ТМ	“малый” МИЭ	нет эффекта
Антисимметричная квази-ТМ	нет эффекта	“малый” МИЭ
Симметричная квази-ТЕ	нет эффекта	“большой” МИЭ
Антисимметричная квази-ТЕ	“большой” МИЭ	нет эффекта

4.3.3. Свойства нечетного и четного меридиональных интенсивностных эффектов

Зависимости максимальных величин четного и нечетного МИЭ δ_{even} и δ_{odd} при $\lambda = 703,0$ нм и $\lambda = 705,0$ нм от угла ψ показаны на рис. 2.21. Нечетный МИЭ принимает максимальные значения при $\psi = 35^\circ$, в то время как четный МИЭ максимален при $\psi = 0^\circ$. Такая зависимость четного МИЭ следует из анализа в §4.3.2 данной главы.

Зависимость нечетного МИЭ от угла поляризации ψ следует из соображений симметрии. Действительно, для симметричных структур интенсивности отраженного или прошедшего света не меняются при инверсии координат, т.е. $I(\mathbf{M}, \psi) = I(-\mathbf{M}, -\psi)$. Из этого вытекает, что при перемагничивании интенсивность не меняется при падении ТМ- ($\psi = 0^\circ$) или ТЕ-поляризованной ($\psi = 90^\circ$) волны. Следовательно, нечетный МИЭ может быть отличен от нуля только при промежуточных углах поляризации, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2.21).

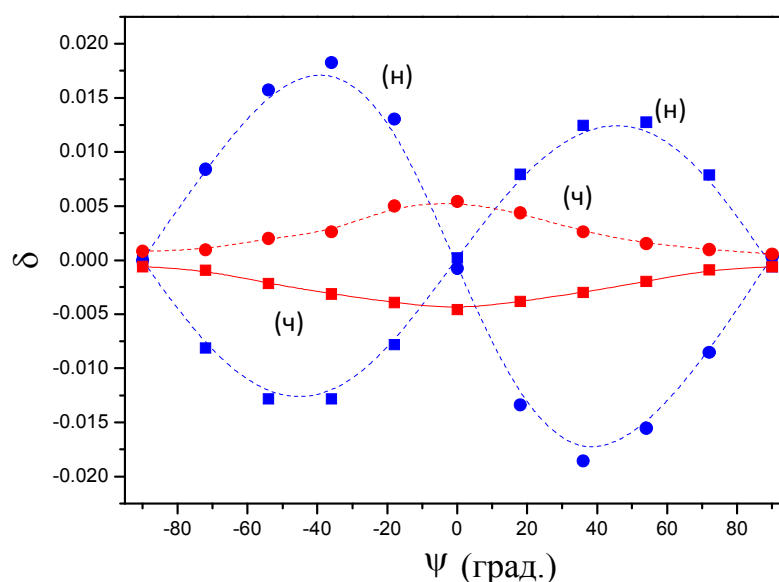


Рис. 2.21: Экспериментально измеренные нечетный (н) и четный (ч) МИЭ в зависимости от угла поляризации ψ при $\lambda = 703$ нм (круги) и $\lambda = 705$ нм (квадраты). Угол падения $0,3^\circ$. Внешнее магнитное поле 160 мТл [181].

Четный МИЭ принимает наибольшие значения при спектральной близости ТМ- и ТЕ-резонансов: в точке Г для резонансов вблизи $\lambda = 705$ нм расстояние между ними по длине волны составляет 0,6 нм (рис. 2.22а). При нормальном падении $\delta_{even} = 0,8\%$ (рис. 2.22б). При наклонном падении оба резонанса расходятся и эффект уменьшается. Так при угле падения $\theta = 1^\circ$ спектральное расстояние

между ТМ- и ТЕ-резонансами по длине волны уже составляет 2,0 нм и δ_{even} не превышает 0,3% (рис. 2.22а). Стоит отметить, что при угле падения $\theta = 3^\circ$ четный МИЭ вновь немного увеличивается ($\delta_{even} = 0,4\%$), что связано с совпадением собственных частот ТЕ-моды 1-го порядка и ТМ-моды 2-го порядка (рис. 2.22а,в).

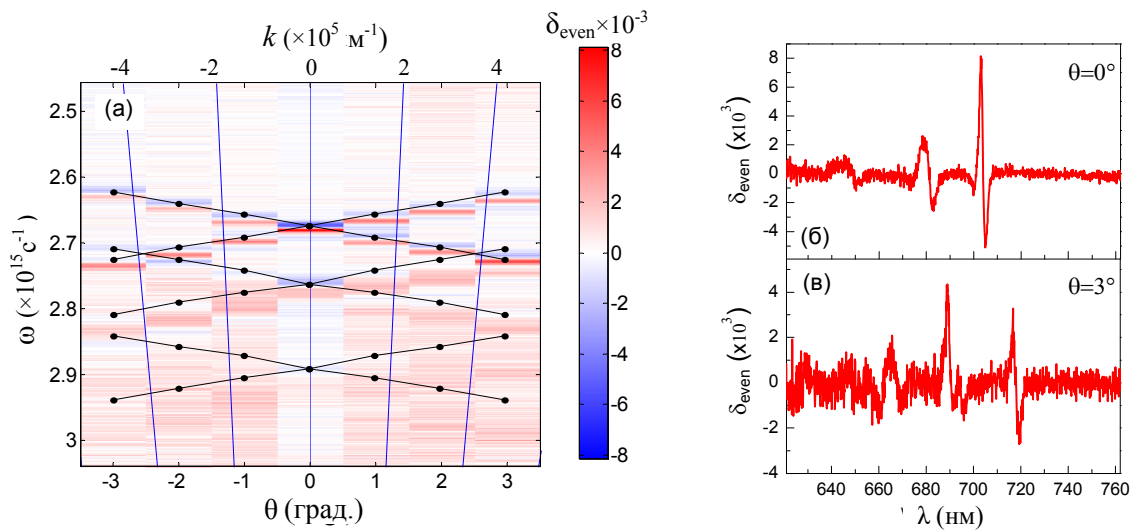


Рис. 2.22: Экспериментально измеренная угловая зависимость четного МИЭ. (а) Контурный график δ_{even} в зависимости от угла падения и частоты падающего излучения. Черные линии с точками показывают результат вычисления дисперсии квази-ТЕ мод. (б,в) Спектральная зависимость δ_{even} при нормальном (б) и наклонном ($\theta=3^\circ$) падении (в). Падающий свет ТМ-поляризован. Внешнее магнитное поле 240 мТл [181].

Пересечение дисперсионных кривых ТМ- и ТЕ-мод при $\lambda = 682$ нм в точке Г приводит к МИЭ в несколько раз меньшему, чем при $\lambda = 705$ нм (рис. 2.22а). Это связано с тем, что в данном случае спектральное расстояние между ТМ- и ТЕ-резонансами по длине волны составляет 3,0 нм.

Намагниченность диэлектрического слоя плазмонного кристалла пропорциональна внешнему магнитному полю до величины поля около $B=120$ мТл.

Для больших магнитных полей пропорциональная зависимость нарушается и намагниченность стремится к насыщению. Поле насыщения составляет $B \sim 240$ мТл. При $B < 120$ мТл четный МИЭ квадратичен по магнитному полю B , что доказывает, что он является эффектом второго порядка по M (рис. 2.23).

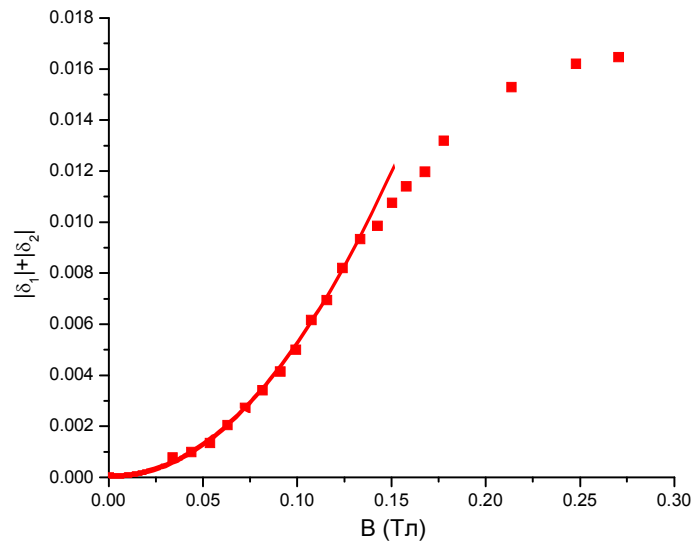


Рис. 2.23: Экспериментально измеренная зависимость величины четного МИЭ от внешнего магнитного поля. Показана сумма положительного максимума δ_1 и модуля отрицательного максимума δ_2 на длине волны $\lambda=705$ нм (квадраты). Сплошная линия является параболической аппроксимацией экспериментальных данных. Падающее излучение ТМ-поляризовано и падает по нормали.

4.3.4. Методы усиления четного меридионального интенсивностного эффекта.

Поскольку четный МИЭ является эффектом второго порядка по M , то его величина около 1% может считаться достаточно большой. Действительно, как правило, эффекты второго порядка имеют гораздо меньшую величину. Например, для гладкой пленки феррита-граната ориентационный эффект очень мал и

составляет $\delta \sim 10^{-6}$ (для $\lambda = 800$ нм, $\theta = 0^\circ$ и $\psi = 90^\circ$). Для металлических ферромагнетиков, этот эффект достигает $\delta \sim 10^{-3}$ [3].

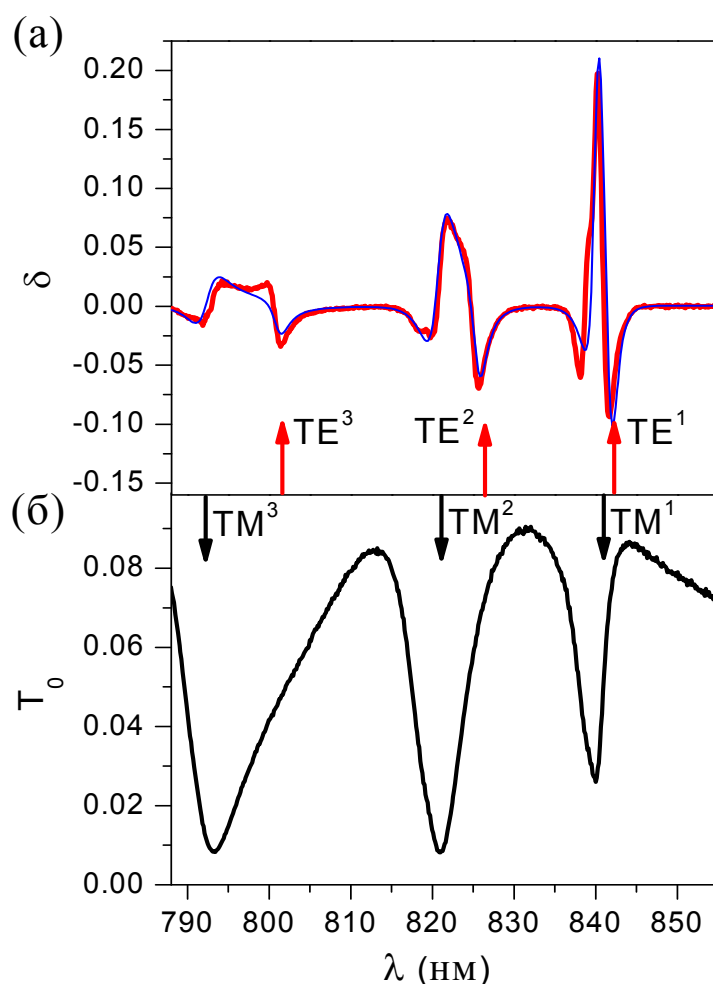


Рис. 2.24: Экспериментально измеренные спектры четного меридионального интенсивностного эффекта (а) и пропускания (б). Падающая волна ТМ-поляризована, нормальное падение, внешнее магнитное поле 160 мТл. Стрелки показывают спектральное положение волноводных ТЕ- и ТМ-мод. Серая тонкая кривая – результат расчета величины δ методом RCWA.

Важно отметить, что МИЭ может быть существенно усилен при использовании магнитных пленок, обладающих большой величиной гирации g [183-184].

Используя в качестве магнитной пленки феррит-гранат с почти полным замещением висмутом ($\text{Bi}_{2.97}\text{Er}_{0.03}\text{Fe}_4\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{O}_{12}$), можно путем оптимизации найти параметры плазмонного кристалла, при которых четный МИЭ δ_{even} достигает 20 %. Такой образец был получен и экспериментально продемонстрировано, что четный МИЭ действительно достигает 20% (рис. 2.24а). При этом нечетный эффект достигает 9%.

Кроме того, увеличить эффект можно, используя магнитную пленку большей толщины. Так, расчеты показывают, что максимальная величина эффекта $(T(M) - T(0))$ достигается при толщине пленки $h_d \sim 1$ мкм (рис. 2.25).

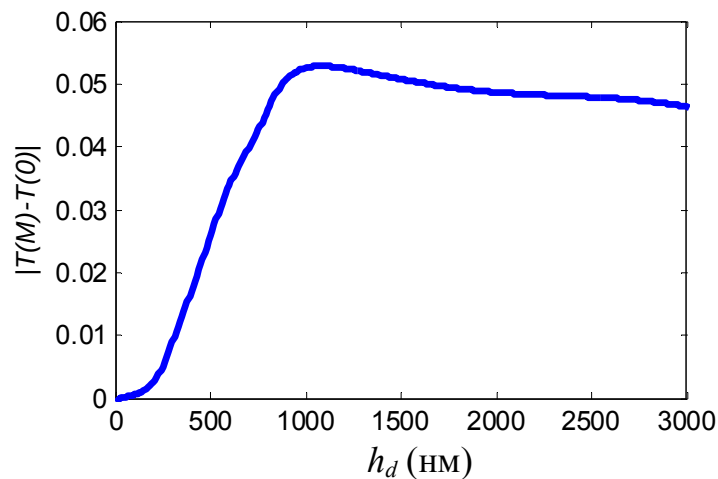


Рис. 2.25: Рассчитанные наибольшие значения величины $T(M) - T(0)$ в зависимости от толщины магнитной пленки h_d . Все остальные геометрические параметры плазмонного кристалла варьировались, чтобы достичь наибольшей возможной величины $T(M) - T(0)$ при фиксированной длине волны 700 нм. Оптические и магнитооптические параметры плазмонного кристалла соответствуют экспериментальному образцу. Свет падает на структуру под прямым углом и имеет ТМ-поляризацию [181].

Увеличение эффекта с ростом толщины магнитной пленки связано с тем, что коэффициенты $F(\kappa, z)$ и $G(\kappa, z)$ в уравнениях (2.36) и (2.37) прямо пропорциональны h_d^2 . Это объясняет параболическую зависимость МИЭ от h_d при

$h_d < 500$ нм. При больших значениях h_d величина эффекта достигает насыщения. Насыщение обусловлено тем, что с увеличением толщины магнитной пленки уменьшаются добротность и эффективность возбуждения волноводных мод.

Глава III

Эффект Фарадея в плазмонных кристаллах

1. Теоретическое рассмотрение

1.1. Собственные волны в плазмонном кристалле, намагниченном перпендикулярно поверхности

Рассмотрим теперь случай, когда диэлектрическая пленка плазмонного кристалла намагничена перпендикулярно плоскости. При этом в проходящем свете возникает эффект Фарадея. По аналогии с интенсивностными магнитооптическими эффектами следует ожидать, что в спектре эффекта Фарадея будут также наблюдаться резонансные особенности, связанные с возбуждением собственных волн структуры. Как и для меридионального интенсивностного эффекта, в данном случае будут играть роль ТМ- и ТЕ-волноводные моды диэлектрической пленки. Это связано с тем, что эффект Фарадея является поляризационным, и его можно рассматривать как результат конверсии ТЕ- и ТМ-компонент электромагнитного поля. Наряду с этим, возможно и влияние ППП.

Как и ранее, для анализа оптических свойств плазмонного кристалла рассмотрим слоисто-однородную структуру, для которой можно получить аналитическое решение. Ситуация во многом аналогична случаю меридиональной намагниченности, рассмотренному в §4 Главы II. Собственными волнами структуры, намагниченной перпендикулярно к плоскости слоев (вдоль оси Oz), также являются квази-ТМ и квази-ТЕ волноводные моды, описываемые выражениями, аналогичными уравнениям (2.36) и (2.37) из главы II:

$$E_y^{TM} = g\tilde{F}(\kappa, z)H_y^{TM}, \quad (3.1a)$$

$$H_y^{TE} = g\tilde{G}(\kappa, z)E_y^{TE}. \quad (3.1b)$$

Закон дисперсии этих мод не содержит линейные по g члены. ППП в случае полярной намагниченности также приобретают дополнительные компоненты поля и уже не являются строго ТМ-поляризованными.

Однако есть и несколько существенных отличий, которые в результате приводят к различным магнитооптическим эффектам. Функции $\tilde{F}(\kappa, z)$ и $\tilde{G}(\kappa, z)$ являются четными функциями κ . Следовательно, в точке Γ зоны Бриллюэна они имеют ту же пространственную симметрию, что и основные компоненты поля. Поэтому при полярной намагниченности не возможно возбуждение антисимметричных мод волной, нормально падающей на магнитную пленку. Кроме того, симметричность наведенных компонент поля волноводных мод приводит к существованию нулевой гармоники в пространственном разложении Фурье и, следовательно, даже при нормальном падении возникает вращение плоскости поляризации – эффект Фарадея.

Четный по намагниченности интенсивностный эффект в полярной конфигурации, определенный уравнением (2.28), также возможен. Однако он на несколько порядков величины меньше аналогичного эффекта в меридиональной конфигурации, что связано с тем, что функции $\tilde{F}(\kappa, z)$ и $\tilde{G}(\kappa, z)$ много меньше $F(\kappa, z)$ и $G(\kappa, z)$.

1.2. Качественная модель резонансного усиления эффекта Фарадея

Вдали от резонансов эффект Фарадея в плазмонном кристалле мало отличается от случая уединенной магнитной пленки и определяется ее толщиной. Вблизи частот возбуждения собственных волн структуры ситуация меняется. Рассмотрим случай падения ТМ-поляризованного света.

Если частота падающего излучения совпадает с частотой ППП, то эффективная длина взаимодействия света с магнитной пленкой возрастает за счет воз-

буждения плазмон-поляритонной волны. Электромагнитное поле плазмонных колебаний рассеивается на щелях решетки и одновременно происходит конверсия в волну ТЕ-типа, для которой условие волноводного распространения на этой частоте не выполнено, и она выходит из структуры, давая вклад в прошедшую волну. Усиление эффекта Фарадея обусловлено тем, что эффективный путь падающей ТМ-волны в этом случае больше, чем в нерезонансном случае. Аналогичная ситуация возникает и при возбуждении квази-ТМ поляризованной моды.

Если же частота падающей ТМ-поляризованной волны совпадает с частотой квази-ТЕ волноводной моды, то ситуация меняется. При этом падающая ТМ-волна выходит из структуры, поскольку для нее условие волноводного распространения на этой частоте не выполнено, но при этом происходит конверсия в квази-ТЕ моду. Эффективная длина распространения квази-ТЕ волны существенно больше, чем длина распространения излучения по пленке вне резонанса и эффект Фарадея в этом случае вновь возрастает [185,186].

Особая ситуация возникает в случае вырождения, когда частоты ТМ- и ТЕ-мод близки к друг другу или совпадают. При этом можно провести аналогию с моделью связанных осцилляторов Борна-Куна [187], описывающей два ортогональных гармонических осциллятора (рис. 3.1). Если один из осцилляторов возбудить в заданном направлении, то за счет упругой связи возбудятся колебания второго осциллятора в направлении, ортогональном к первому. В случае плазмонного кристалла, намагниченного в полярной конфигурации, двум ортогональным осцилляторам аналогичны ТМ- и ТЕ- волноводные моды немагнитной структуры, связанные между собой недиагональными элементами тензора диэлектрической проницаемости, которые аналогичны упругой пружине в модели Борна-Куна. ТМ-поляризованный свет возбуждает ТМ-моду, которая, благодаря гиротропным компонентам тензора ϵ , оказывается связанной с ТЕ-модой. В результате возбуждается ТЕ-мода и возникает компонента электриче-

ского поля, ортогональная плоскости поляризации падающей волны. Эта компонента поля переизлучается в дальнее оптическое поле и в результате происходит поворот плоскости поляризации.

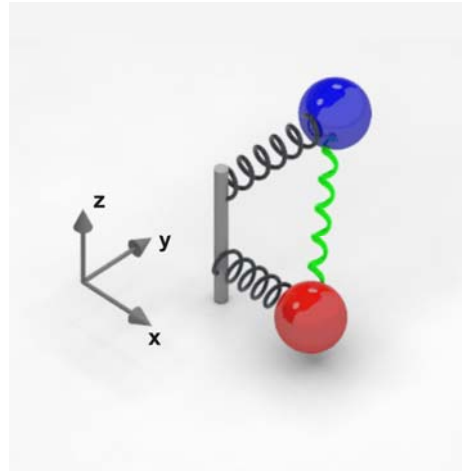


Рис. 3.1: Модель связанных осцилляторов Борна-Куна. Два ортогональных гармонических осциллятора связаны упругой пружиной.

1.3. Эффект Фарадея в одномерном плазмонном кристалле

Рассмотрим результаты численного моделирования эффекта Фарадея в различных плазмонных кристаллах. Начнем со случая, когда толщина диэлектрической пленки $h_d \gg \lambda$ и волноводные моды не оказывают существенного влияния на оптические свойства структуры. При этом в системе могут эффективно возбуждаться только ППП, которые при наличии намагниченности, перпендикулярной плоскости структуры, являются квази-ТМ поляризованными волнами.

Рассмотрим плазмонный кристалл, в котором подложка имеет тот же показатель преломления, что и магнитный слой. Толщина магнитного слоя 1 мкм. Это позволяет исключить отражения на границе между магнитным слоем и подложкой и, соответственно, волноводное распространение излучения в намагниченном слое. На практике такая диэлектрическая пленка может быть получена путем напыления двух слоев при различной температуре. Период зо-

лотой решетки $d = 800$ нм, ширина щелей $r = 100$ нм, толщина золотого слоя $h_m = 50$ нм. Для магнитного слоя будем считать, что $\epsilon_2 = 5,5 + 0,0025i$ и $g = 0,01 - 0,002i$. Значение для диэлектрической проницаемостей золота и серебра взято из справочника [173].

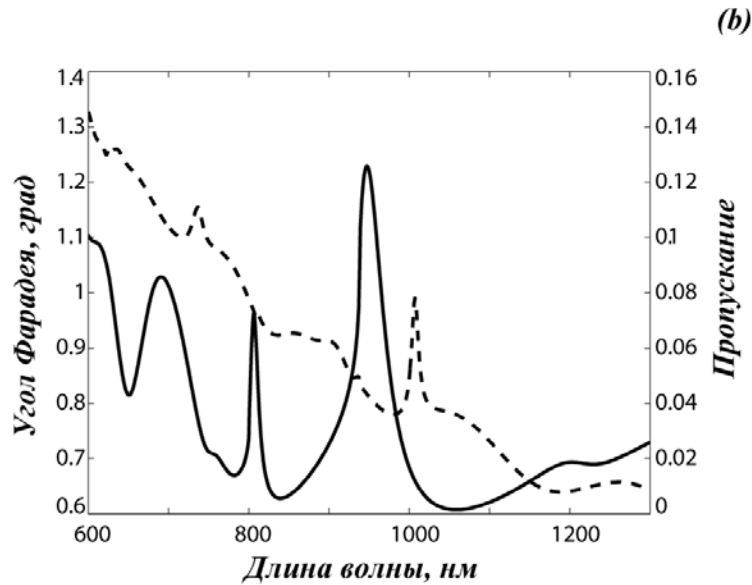


Рис. 3.2: Пропускание (сплошная линия) и угол Фарадея (пунктирная линия) для плазмонного кристалла с волноводным слоем. $d = 800$ нм, $r = 100$ нм, $h_m = 50$ нм. Свет падает по нормали и имеет ТМ-поляризацию [185].

На рис. 3.2 представлены зависимости коэффициента пропускания и угла Фарадея от длины волны падающего света. При этом замечен ряд особенностей эффекта Фарадея, основная из которых - резонансный максимум при $\lambda = 1007$ нм. Длины волн, соответствующие экстремумам пропускания и резонансам угла Фарадея, приведены в таблице IV. Также в таблице представлены длины волн, соответствующие условиям возбуждения плазмонов, найденным в приближении пустой решетки из уравнения (2.4) при условии (2.2). Можно заметить, что значения, соответствующие резонансам угла Фарадея, практически точно совпадают с длинами волн, при которых достигается возбуждение плазмонов. Это

подтверждает приведенную выше качественную модель усиления эффекта Фарадея при возбуждении моды ТМ-типа.

Интересно отметить, что в отличие от резонансов в спектре оптического пропускания, резонансы Фарадея имеют симметричную форму резонанса Лоренца. Это подчеркивает то, что главную роль в его образовании играет резонансный процесс - возбуждение ППП.

Для практического применения данного эффекта важно сочетание большого значения угла Фарадея с относительно высоким значением пропускания. Это практически достижимо, поскольку минимум пропускания смещён относительно величины длины волны возбуждения плазмона, в то время как максимум угла Фарадея совпадает с длиной волны возбуждения плазмона. Величина сдвига зависит от относительной величины вклада нерезонансного процесса, и её можно изменять. Следовательно, возможно получить резонанс угла Фарадея при достаточно большом пропускании.

Таблица IV. Длины волн возбуждения ППП (λ_{SP}), максимумы угла Фарадея (λ_1), минимумы пропускания (λ_2), длины волн аномалий Рэлея (λ_3), вычисленные для рассматриваемого плазмонного кристалла. В скобках: v/m – граница раздела металл/вакуум, m/d – металл/диэлектрик, числа в скобках – номера порядков для ППП (в соответствии с уравнением (2.2)) [186].

λ_{SP} (нм)	λ_1 (нм) – F_{max}	λ_2 (нм) T_{min}	λ_3 (нм) T_{max}
738 (3, m/d)	736	782	-
814 (1, v/m)	811	839	806
1006 (3, m/d)	1007	1058	947

Теперь рассмотрим случай, когда толщина магнитного слоя сравнима с длиной волны, и волноводные моды в диэлектрическом слое играют важную

роль. При этом, в спектре угла Фарадея наблюдаются не только отрицательные, но и положительные пики (рис. 3.3).

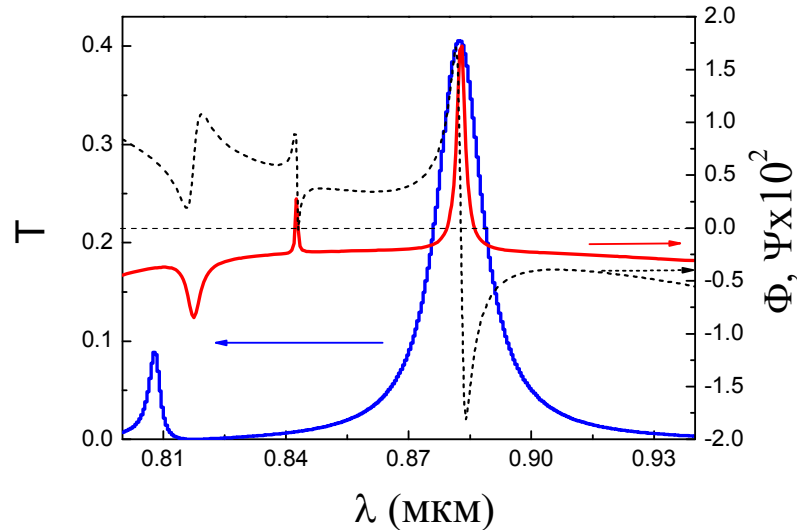


Рис. 3.3: Спектр пропускания (сплошная кривая, левая шкала), угла Фарадея (сплошная кривая, правая шкала) и угла эллиптичности (штриховая кривая) для плазмонного кристалла с волноводным слоем. $d = 750$ нм, $r = 75$ нм, $h_m = 65$ нм, $h_d = 535$ нм. Свет падает по нормали и имеет ТМ-поляризацию [188,189].

Используя уравнение (2.4), в приближении пустой решетки можно получить, что в данном диапазоне длин волн возбуждаются следующие квазиволноводные моды: (i) ТМ-мода при $\lambda = 814$ нм ($u=2$, $n=1$); (ii) ТЕ-моды при $\lambda = 844$ нм ($u=2$, $n=0$) и $\lambda = 879$ нм ($u=1$, $n=2$), где u - порядок моды (см. уравнение (2.2)), а n - номер решения уравнения (2.4) при фиксированном u . Число $n+1$ показывает количество полуволин моды, укладывающихся в поперечном направлении (вдоль оси Oz). Сопоставление резонансных длин волн с особенностями спектра угла Фарадея на рис. 3.3 показывает, что отрицательные пики угла Фарадея соответствуют возбуждению ППП или квазиволноводных мод ТМ-типа. В то же время положительные максимумы угла Фарадея возникают при возбуждении квазиволноводных мод ТЕ-типа. Это согласуется с приведенной в §1.2

этой главы качественной моделью усиления эффекта Фарадея, в которой усиление эффекта Фарадея объясняется в терминах увеличения эффективной длины взаимодействия излучения с магнитной средой.

Картина распределения поля на резонансных частотах подтверждает возбуждение квази-ТМ и квази-ТЕ волноводных мод при $\lambda=814$ нм и $\lambda=883$ нм, соответственно (рис. 3.4).

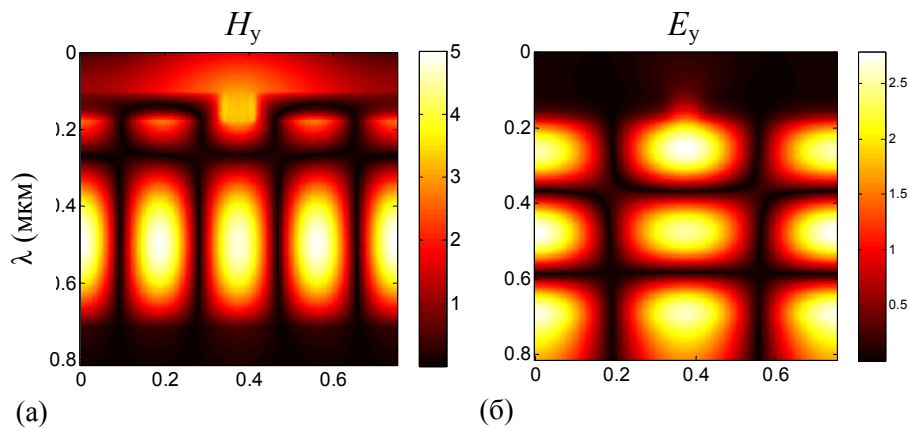


Рис. 3.4: Распределение электромагнитного поля в резонансах квази-ТМ- и квази-ТЕ-мод. (а) квадрат модуля поля $|H_y|$ при $\lambda=814$ нм; (б) квадрат модуля поля $|E_y|$ при $\lambda=883$ нм. Параметры структуры и конфигурация падения такие же, как для рис. 3.3 [188].

Эффективная длина взаимодействия определяется временем жизни квази-волноводной моды, а время жизни моды можно определить из ширины обусловленного ее возбуждением резонанса $\Delta\omega$. Таким образом, в данном случае угол Фарадея $\Phi \sim 1/\Delta\omega$. Время жизни моды и ширина резонанса зависят от оптических потерь в структуре (поглощение в магнитной пленке и в золоте), а также от скорости вытекания моды в дальнее поле. Если потери в системе пренебрежимо малы, то относительная ширина резонансного пика составляет величину порядка $\Delta\omega/\omega = 5 \times 10^{-4}$ ($\Delta\omega = 0,1$ мэВ). В этом случае она определяется только скоростью излучения моды в дальнее поле. При этом эффект Фарадея в

резонансе (при $\lambda = 882$ нм) достигает величины 14° , что соответствует усилению эффекта в 75 раз по сравнению со случаем однородной пленки. В системе с реальными потерями ширина резонанса равна $\Delta\omega/\omega = 3 \times 10^{-3}$ ($\Delta\omega = 0,6$ мЭВ), что в 6 раз превышает ширину резонанса в системе без потерь. При этом максимальная величина эффекта Фарадея равна $1,9^\circ$, что примерно в 7 раз меньше, чем в случае без оптических потерь. Это согласуется с выводом о существовании обратно пропорциональной связи между величиной угла Фарадея и шириной резонансного пика.

Резонансы угла Фарадея, обусловленные квази-ТЕ-модами, имеют наибольшую практическую значимость. Прежде всего, при этом удастся достичь существенного усиления эффекта Фарадея на порядок величины и даже более. Кроме того, максимумы угла Фарадея могут быть совмещены с максимумами коэффициента прохождения. Это связано с тем, что в данном случае пики в спектре угла Фарадея возникают на частотах, соответствующих возбуждению ТЕ-моды. Следовательно, их положение, главным образом, зависит от толщины магнитной пленки h_d и от периода решетки. В то же время максимум коэффициента пропускания связан с возбуждением бегущего ППП, или возбуждением щелевой моды Фабри-Перо, или с локализованной плазмон-поляритонной модой. Частоты возбуждения этих собственных волн структуры зависят не только от толщины магнитной пленки, но также сильно зависят и от ширины щели, от толщины металлической решетки h_m и от периода решетки. Таким образом, меняя либо ширину щели, либо толщину магнитной пленки, удастся достичь совпадения пиков в спектрах угла Фарадея и оптического пропускания.

Еще одной особенностью резонансов эффекта Фарадея на частотах квази-ТЕ-мод является то, что эллиптичность Ψ обращается в ноль на частоте максимума угла Фарадея (рис. 3.3). Это также крайне важно для практических применений плазмонных кристаллов для усиления эффекта Фарадея. Вблизи резонан-

са Φ и Ψ демонстрируют спектральные зависимости, аналогичные зависимостям, соответственно, мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости вблизи линии поглощения в соответствии с соотношениями Крамерса-Кронига. Это может быть объяснено следующим образом. Как следует из уравнений (1.5) и (1.6), для однородных пленок $\Phi \sim g'$, а $\Psi \sim g''$, и поэтому вблизи линии поглощения они действительно подчиняются соотношениям Крамерса-Кронига. В случае плазмонного кристалла также возникает резонанс, но уже структурный, а не связанный с электронными переходами в атомах. Поэтому вновь возникает аналогичная спектральная зависимость [190,191].

Зависимость угла Фарадея от толщины магнитной пленки при наблюдении на фиксированной длине волны показана на рис. 3.5. На данной длине волны в зависимости от толщины магнитной пленки возбуждается локализованная плазмон-поляритонная волна, создающая максимумы коэффициента пропускания типа (1). При толщине магнитной пленки 537 нм максимум прохождения совмещается с максимумом угла Фарадея.

Из рис. 3.5 следует, что все резонансы квази-ТЕ-мод сопровождаются положительными максимумами угла Фарадея, а все резонансы квази-ТМ-мод сопровождаются отрицательными резонансами угла Фарадея. Стоит подчеркнуть, что в отличие от резонансов коэффициента пропускания, резонансы угла Фарадея наблюдаются в точности на резонансных частотах квази-ТЕ- и ТМ-мод, поэтому наблюдение эффекта Фарадея может служить надежным методом для изучения спектра собственных мод металло-диэлектрической структуры. Кроме того, наблюдаются периодические колебания угла Фарадея и коэффициента пропускания (максимумы типа (2)), обусловленные интерференцией прямо проходящей (без возбуждения резонансов структуры) волны в магнитной пленке.

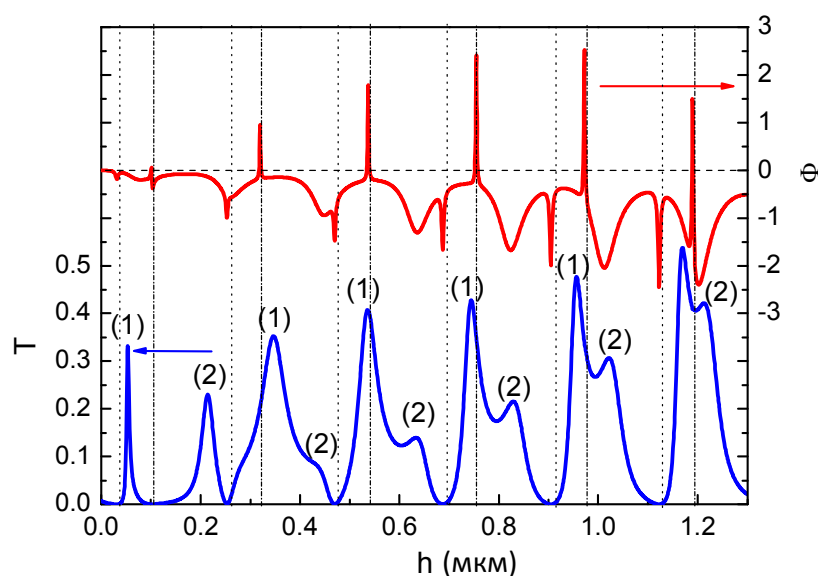


Рис. 3.5: Пропускание (нижняя кривая) и угол Фарадея (верхняя кривая) в зависимости от толщины магнитного слоя при наблюдении на длине волны $\lambda = 883$ нм. Вертикальные пунктирные линии показывают длины волн квази-ТМ-мод, а штриховые - длины волн квази-ТЕ-мод. Остальные параметры структуры и конфигурация падения такие же, как для рис. 3.2 [192].

1.4. Эффект Фарадея в двумерном кристалле

Усиление эффекта Фарадея также возможно и в двумерном плазмонном кристалле (рис. 3.6) [193-195].

Также как и для одномерного плазмонного кристалла, параметры структуры можно подобрать так, чтобы максимум вращения Фарадея совпал с максимумом пропускания (рис. 3.6а). При этом вращение плоскости поляризации наблюдается как в прошедшем, так и в отраженном свете (рис. 3.6в). Эллиптичность в максимуме вращения обнуляется.

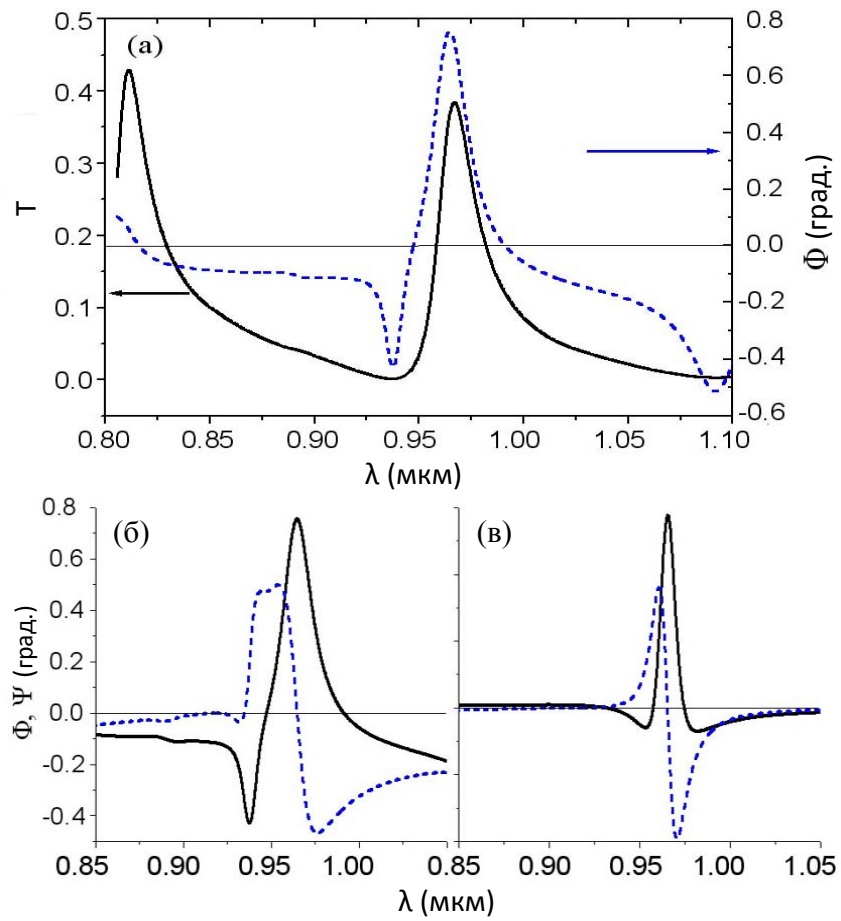


Рис. 3.6: Спектры оптического пропускания (сплошная линия на (а)), угла эффекта Фарадея (штриховая линия на (а) и сплошная линия на (б)), и эллиптичности (штриховая линия на (б)), угла полярного эффекта Керра (сплошная линия на (в)) и эллиптичности (штриховая линия на (в)) для плазмонного кристалла с двумерной периодичностью. Параметры: $h_m = 68$ нм, $h_d = 118$ нм, $d = 750$ нм, $r = 395$ нм. $\varepsilon_2 = 5,5 + 0,0025i$ и $g = 0,01 - 0,002i$. Металл – золото [193].

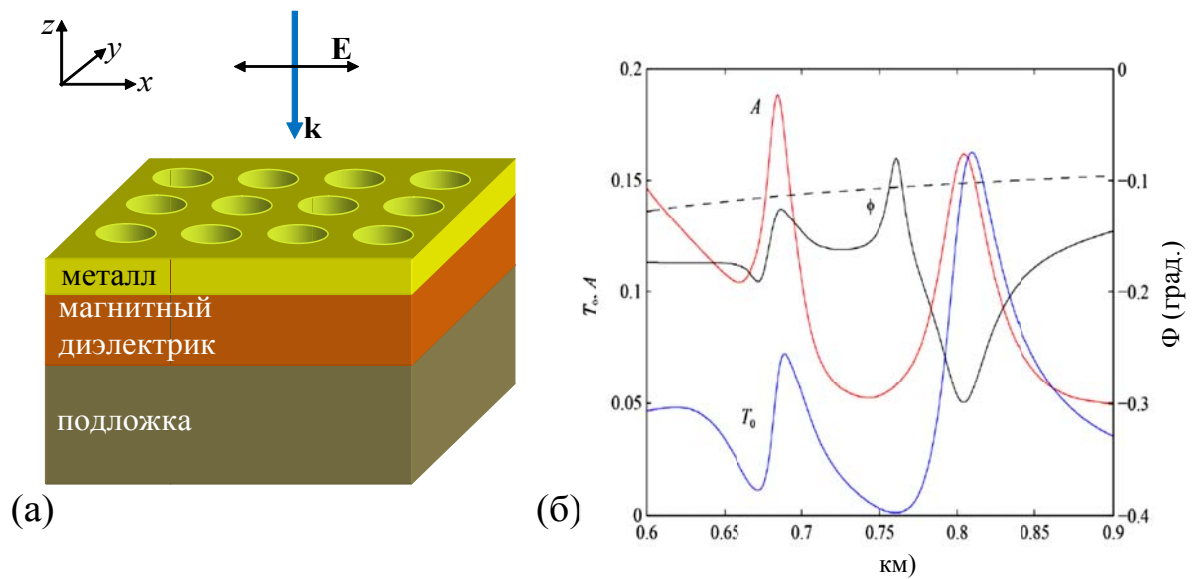


Рис. 3.7: (а) Схема двумерного плазмонного кристалла. (б) Спектры коэффициентов оптического пропускания (синяя кривая) и поглощения (красная кривая) и угла Фарадея (черная сплошная кривая) для двумерного плазмонного кристалла с параметрами: периоды по осям Ox и Oy $d_x = d_y = 305$ нм, $h_m = 93$ нм, $h_d = 100$ нм, размер отверстия $r = 130$ нм. $\epsilon_d = 4,8$, $g = (1 - 0.15i) \times 10^{-2}$. Металл – золото. Штриховая линия показывает угол Фарадея для случая непокрытой пленки.

Резонанс на рис. 3.6 обусловлен возбуждением квази-ТЕ моды. В структурах с двумерной периодичностью возникает также возможность усиления эффекта Фарадея за счет возбуждения ППП, распространяющихся во взаимно ортогональных направлениях. Действительно, предположим, что свет падает нормально на плазмонный кристалл и поляризован вдоль оси Ox (рис. 3.7а). При этом его частота совпадает с частотой возбуждения ППП, распространяющегося на границе между металлической решеткой и диэлектриком. Тогда световая волна возбудит две плазмонные волны, распространяющиеся вдоль оси Ox и противоположно ей. Если магнитный слой не намагничен, то такая волна не возбудит плазмоны в направлении оси Oy , т.к. у нее нет соответствующих ком-

понент электромагнитного поля (E_y, E_z, H_x). Если же магнитная пленка намагничена в полярной конфигурации, то ППП становится квази-ТМ поляризованным и он приобретает линейные по g компоненты поля. Так как у ППП, распространяющегося по оси Oy , возникают компоненты поля (E_x, H_y, H_z), которые присутствуют в падающей волне, то он может быть возбужден волной, поляризованной вдоль Ox .

При возбуждении ППП в ортогональном направлении (вдоль оси Oy) в ближнем электромагнитном поле появляется компонента электрического поля E_y , ортогональная к падающей поляризации. В результате рассеяния на отверстиях структуры, эта компонента появляется и в дальнем поле и вносит дополнительный вклад в поворот плоскости поляризации и в спектре угла Фарадея на частоте возбуждения ППП возникает резонанс. Это подтверждается моделированием для конкретного плазмонного кристалла, у которого есть плазмонный резонанс в нужном диапазоне длин волн (рис. 3.7). Как следует из спектра коэффициента поглощения на рис. 3.7.б, в данном случае ППП возбуждается при $\lambda = 808$ нм. Именно на этой длине волны наблюдается отрицательный максимум угла Фарадея. При этом угол Фарадея увеличивается в 3 раза по сравнению со случаем магнитной пленки, не покрытой золотой решеткой.

2. Экспериментальное наблюдение эффекта Фарадея

2.1. Образцы и методика измерений

Экспериментальное исследование эффекта Фарадея было проведено в одномерных плазмонных кристаллах, у которых ширина щелей $r = 0.75d$. Поскольку ширина щелей превышает ширину золотых полосок, то эффективность возбуждения распространяющихся плазмонных волн существенно меньше, чем

в рассмотренных выше структурах. Основную роль играют локализованные плазмонные резонансы. Как и в случае наблюдения экваториального эффекта Керра, параметры структуры были рассчитаны таким образом, чтобы в диапазоне длин волн 750 – 1050 нм наблюдались локализованные плазмонные резонансы.

Магнитная пленка плазмонного кристалла получена методом импульсного лазерного осаждения. При этом сначала на подложку из кварца был нанесен тонкий буферный слой иттриевого феррита-граната толщиной 10 нм. Для перевода образца в ферромагнитное состояние он был отожжен при температуре 1000°C. После этого был напылен основной слой висмут замещенного феррит-граната толщиной 140 нм. Метод лазерного осаждения позволил достичь практически полного замещения ионами висмута ($\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), что необходимо для получения больших величин фарадеевского вращения в сравнении с магнитными пленками с неполным замещением. Так, удельное вращение Фарадея полученной пленки на длине волны $\lambda=750$ нм составляет 1.8 °/мкм, в то время как для пленки, полученной методом жидкофазной эпитаксии с неполным замещением ионами висмута, оно значительно меньше: 0.3 °/мкм. Вместе с тем оптическое поглощение в пленках, полученных методом жидкофазной эпитаксии в несколько раз меньше.

Для получения металлической решетки на поверхность магнитной пленки был нанесен термическим осаждением слой золота толщиной 65 нм. Одномерная решетка в золоте была получена методом электронно-лучевой литографии и последующего процесса lift-off. В результате было получено несколько образцов плазмонных структур, с периодами от 400 нм до 500 нм и постоянной шириной полосок золота, равной 150 нм (рис. 3.8).

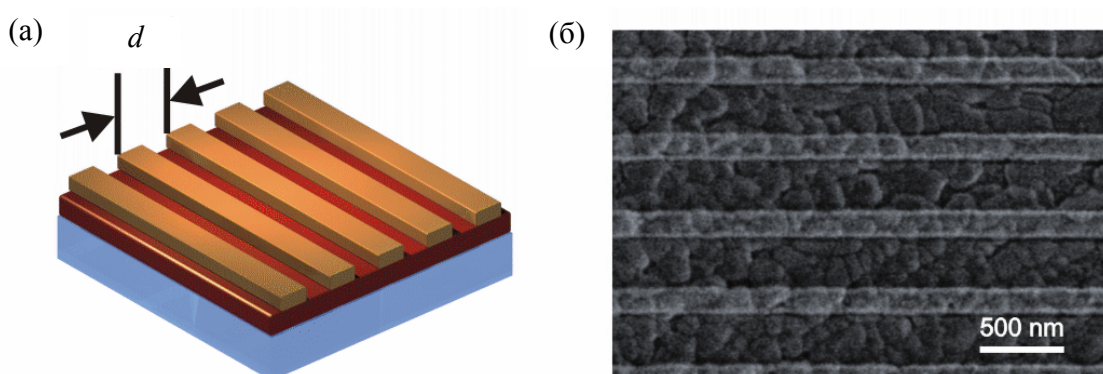


Рис. 3.8: (а) Плазмонная структура и (б) изображение структуры в сканирующем электронном микроскопе [195].

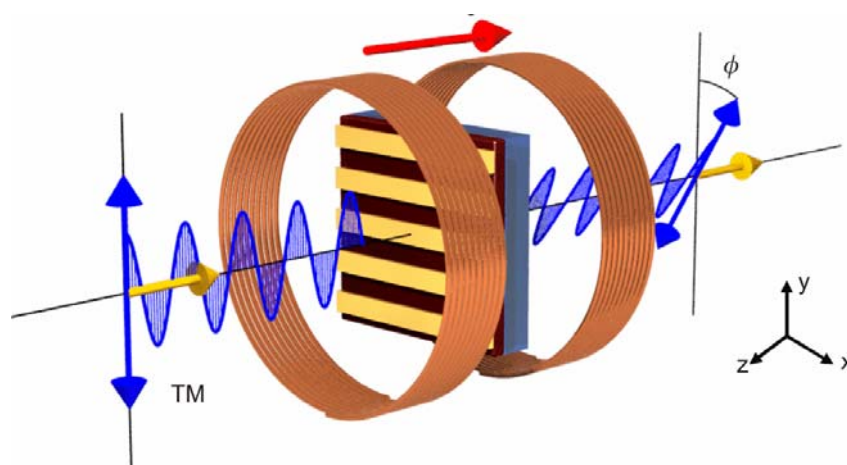


Рис. 3.9: Схема экспериментального наблюдения эффекта Фарадея в одномерном плазмонном кристалле.

Используемая при исследовании эффекта Фарадея экспериментальная установка аналогична экспериментальной установке, использованной при изучении экваториального эффекта Керра (см. §3.5.2 Главы II). Но для создания внешнего магнитного поля вместо электромагнита использована система кольцевых постоянных магнитов, создающих в области образца магнитное поле величиной 120 мТл в направлении, перпендикулярном плоскости образца (рис. 3.9). Для измерения угла Фарадея использованы поляризатор и анализатор. Поляризатор ориентирован так, чтобы электрическое поля падающего излучения было

направлено либо вдоль, либо перпендикулярно щелям. Угол Фарадея определяется положением анализатора при минимальной интенсивности проходящего света.

2.2. Резонансное усиление эффекта Фарадея при возбуждении плазмонно-волноводных мод

Спектр угла Фарадея при нормальном падении света, поляризованного перпендикулярно щелям (ТМ-поляризация), показан на рис. 3.10.

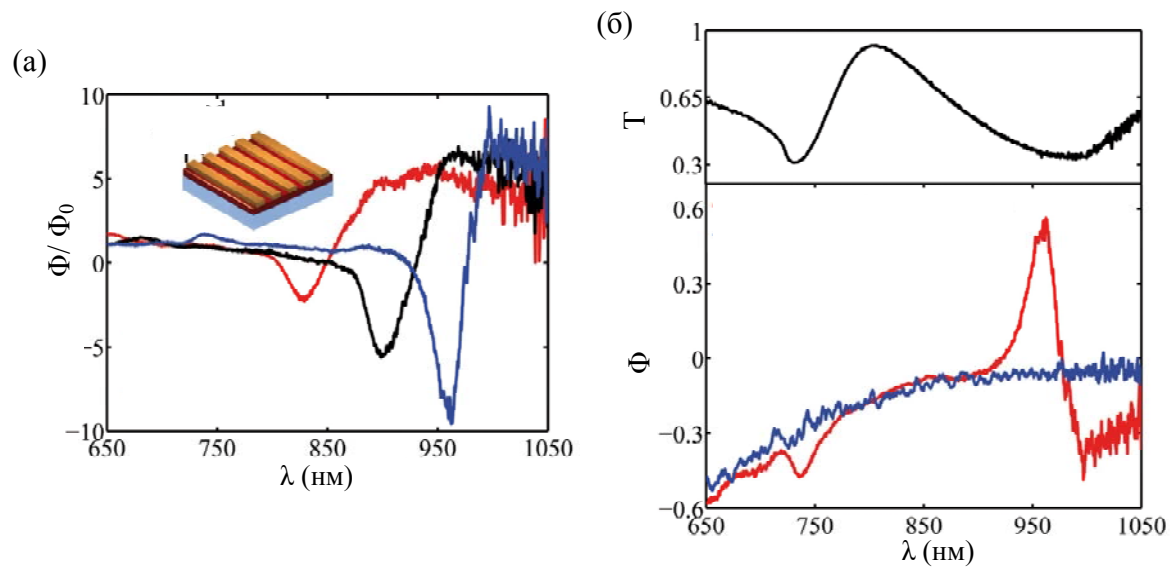


Рис. 3.10: (а) Спектры угла Фарадея, нормированного на величину угла Фарадея Φ_0 для однородной магнитной пленки, не покрытой металлической решеткой, для трех плазмонных кристаллов с периодами $d=400$ нм (красная кривая), 450 нм (черная кривая) и 495 нм (синяя кривая). (б) Спектры угла Фарадея (красная кривая) и коэффициента пропускания (черная кривая) для плазмонного кристалла с $d=495$ нм и угла Фарадея для однородной магнитной пленки (синяя кривая). Свет ТМ-поляризован и падает по нормали к образцу [195].

Коэффициент усиления угла Фарадея $|\Phi / \Phi_0|$, где Φ_0 - угол Фарадея для однородной магнитной пленки, не покрытой металлической решеткой, достигает наибольшей величины 8,8 на длине волны $\lambda=960$ нм для плазмонного кристалла с периодом 495 нм. При этом $\Phi = 0,52^\circ$ и $\Phi_0 = -0,06^\circ$. Ширина резонанса превышает 10 нм. Коэффициент усиления уменьшается при уменьшении периода плазмонного кристалла. В отличие от плазмонного кристалла с большим фактором заполнения золотом, в данном случае максимум угла Фарадея наблюдается вблизи минимума коэффициента пропускания (рис. 3.10б). Несмотря на это, коэффициент пропускания достаточно большой и составляет 36%. Это связано с тем, что ширина щелей в золотой решетке примерно в 2 раза превосходит ширину золотых полосок.

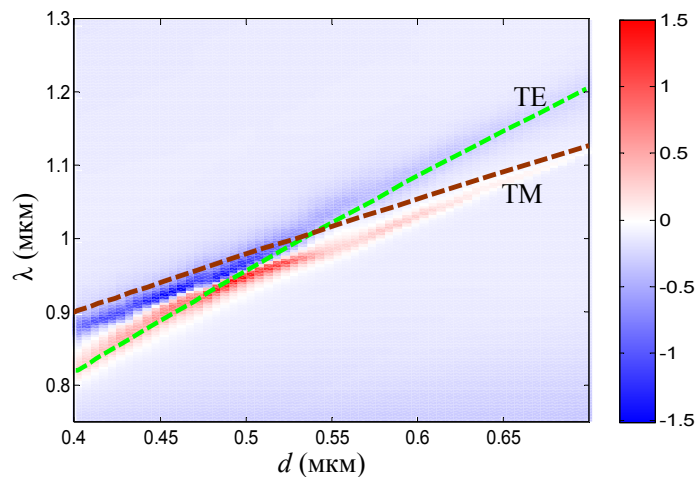


Рис. 3.11: Зависимость угла Фарадея от длины волны и периода золотой решетки в случае нормального падения ТМ-поляризованного (а) и ТЕ-поляризованного (б) света. Штриховые линии показывают дисперсию локализованного плазмона (коричневая линия) и квази-ТЕ моды (зеленая линия), рассчитанные методом матрицы рассеяния. Геометрические параметры соответствуют образцам, исследованным в эксперименте.

Расчетные зависимости угла Фарадея в зависимости от периода структуры и от длины волны показаны на рис. 3.11 для случаев, когда на структуру падает ТМ- или ТЕ-поляризованное излучение. Так же на эти графики наложены дисперсионные кривые для локализованной плазмонной моды и для квази-ТЕ моды диэлектрической пленки. Они демонстрируют, что наибольшее усиление эффекта Фарадея действительно наблюдается при сближении плазмонного ТМ- и волноводного ТЕ-резонансов.

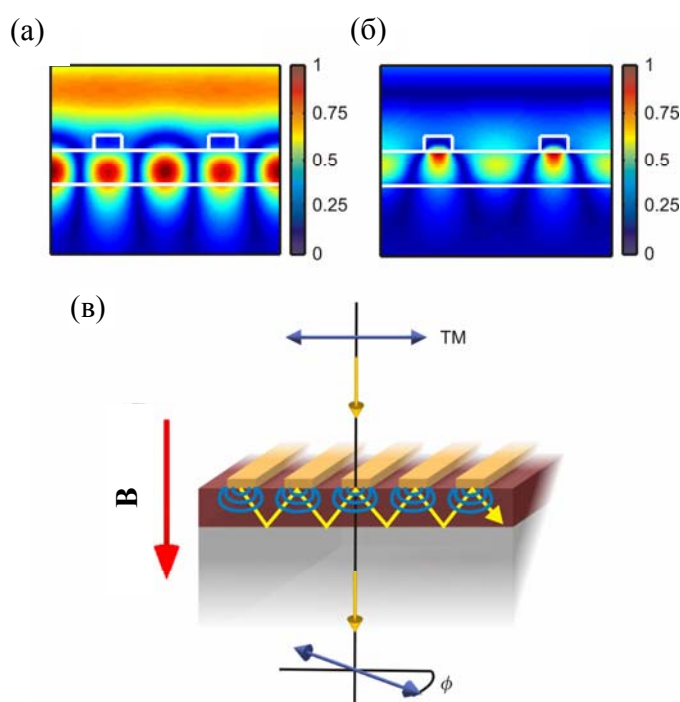


Рис. 3.12: (а),(б) Контурный график рассчитанного распределения компонент поля E_x (а) и H_x (б) при $\lambda = 963$ нм при падении ТЕ- и ТМ-поляризованной волны, соответственно. (в) Схематическое изображение одновременного возбуждения локализованных плазмонов (синие линии) и ТЕ-моды (желтая линия) и связанного с этим усиления эффекта Фарадея.

Для плазмонного кристалла с периодом $d = 495$ нм локализованный плазмонный ТМ-резонанс и волноводный квази-ТЕ резонанс возбуждаются вблизи $\lambda = 950$ нм. Это демонстрирует распределение поля в плазмонном кристалле при

падении на структуру ТМ- и ТЕ-поляризованного света (рис. 3.12а,б). Механизм усиления эффекта Фарадея в данном случае может быть описан следующим образом. При падении ТМ-поляризованного света на плазмонный кристалл в структуре возбуждается локализованный плазмонный резонанс (рис. 3.12в). За счет полярной намагниченности магнитного слоя одновременно возбуждается квази-ТЕ мода, эффективная длина распространения которой по структуре существенно больше, чем для однородной пленки. Рассеиваясь на щелях плазмонного кристалла, ТЕ-мода дает вклад в оптическое дальнее поле и приводит к повороту плоскости поляризации (рис. 3.12в).

Большой коэффициент усиления фарадеевского вращения также связан с малостью групповой скорости возбуждаемых мод. Действительно, удельный угол Фарадея может быть записан как

$$\Phi_{F0} = \langle Q \rangle \omega / 2v_g, \quad (3.2)$$

где $\langle Q \rangle = \langle u_{nk}^{TM} | g / \varepsilon_1 | u_{nk}^{TE} \rangle$ определяет коэффициент конверсии ТМ-ТЕ-мод (см. §5.1.1. главы IV). Эффективность конверсии между модами определяется величиной g / ε_1 (аналогично жесткости пружины в модели Борна-Куна (см. §1.2 главы III)). Плотности состояний мод u_{nk}^{TM} и u_{nk}^{TE} (аналогично амплитуде осцилляций гармонических осцилляторов в модели Борна-Куна) представлены собственными функциями электрического поля для ТМ- и ТЕ-поляризаций. Из уравнения (3.2) следует, что при уменьшении групповой скорости угол Фарадея увеличивается.

Групповая скорость моды стремится к нулю вблизи точки Γ первой зоны Бриллюэна, т.е. при условии, что мода возбуждается при нормальном падении света. Это условие выполнено в эксперименте. При наклонном падении величина эффекта уменьшается. Это подтверждают расчеты, выполненные для структуры, у которой параметры соответствуют экспериментальным (рис. 3.13).

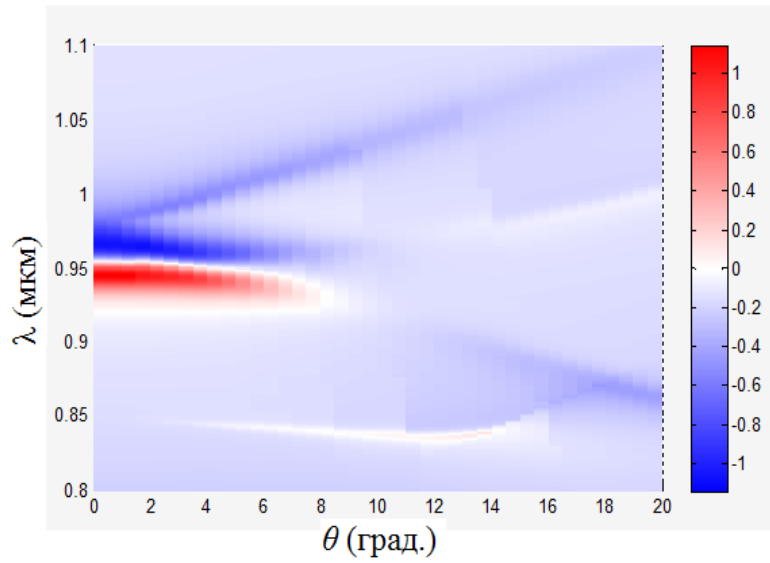


Рис. 3.13: Контурный график зависимости угла Фарадея от длины волны и угла падения p -поляризованного излучения на плазмонный кристалл с параметрами, соответствующими экспериментальным: период $d=495$ нм, высота металлической решетки $h_m = 65$ нм и толщина магнитной пленки $h_d = 150$ нм.

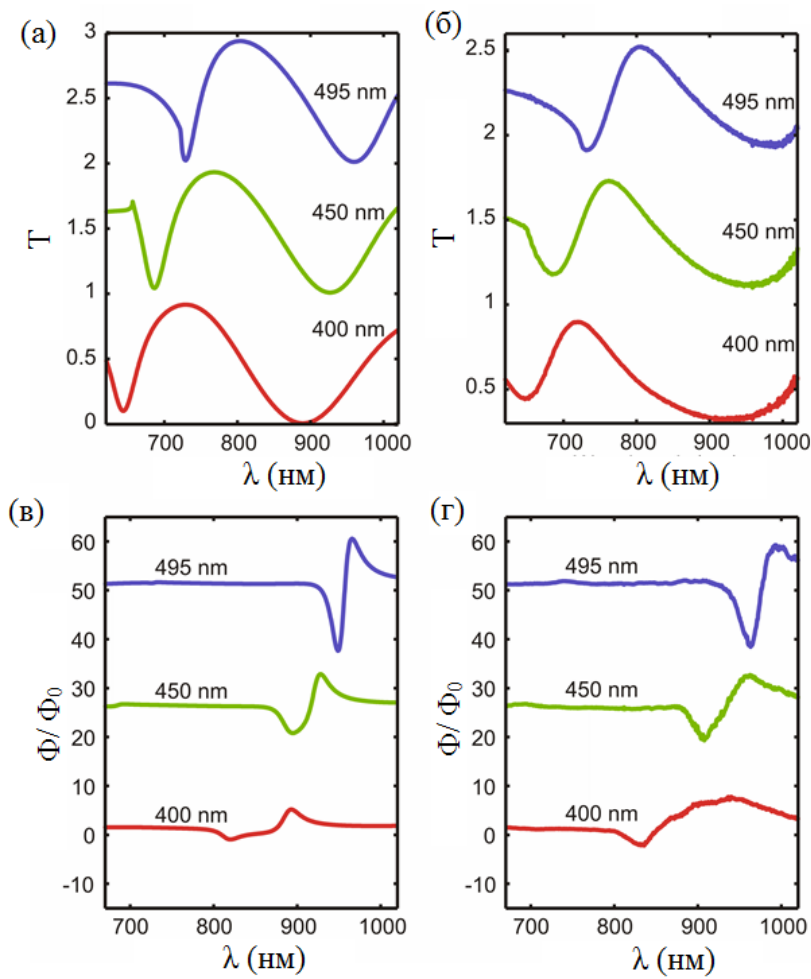


Рис. 3.14: Сравнение экспериментальных результатов и результатов моделирования. (а) Рассчитанные спектры коэффициента пропускания в сравнении с (б) данными эксперимента. (в) Рассчитанные спектры коэффициента усиления эффекта Фарадея Φ/Φ_0 в сравнении с (г) данными эксперимента [196].

На рис. 3.14 приведено сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования коэффициента пропускания и коэффициента усиления эффекта Фарадея Φ/Φ_0 для случая падения ТМ-поляризованной волны. Хорошее согласие теории и эксперимента подтверждает, что численное моделирование, основанное на методе связанных мод в пространстве Фурье, является эффективным инструментом для расчета свойств плазмонных кристаллов.

Глава IV

Магнитооптические эффекты в фотонных кристаллах

1. Основные уравнения и задача на собственные значения для магнитооптической среды

Рассмотрим двумерный фотонный кристалл, который состоит из параллельных цилиндрических стержней диэлектрической проницаемости ϵ_1 , помещенных в диэлектрическую матрицу, характеризуемую диэлектрической проницаемостью ϵ_2 (рис. 4.1). В дальнейшем будет использовано понятие контраста структуры, который определим отношением ϵ_a/ϵ_b , где $\epsilon_a(\epsilon_b)$ - наибольшее (наименьшее) среди ϵ_1 и ϵ_2 .

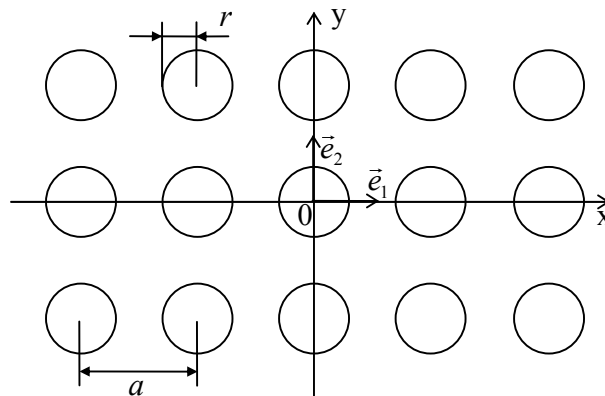


Рис. 4.1: Схема поперечного сечения рассматриваемого двумерного фотонного кристалла.

Пересечения осей цилиндров с плоскостью XY образуют периодическую структуру – решетку фотонного кристалла. Элементарная ячейка такой решетки может иметь различную форму, но для определенности будем считать ее прямоугольной. Положения узлов решетки задано вектором

$$\vec{r}_{\parallel}(h) = h_1 \vec{a}_1 + h_2 \vec{a}_2, \quad (4.1)$$

где $\vec{a}_1$ и $\vec{a}_2$ - базисные векторы двумерной решетки, h_1 и h_2 - произвольные целые числа. Введем вектор обратной решетки:

$$\vec{G}_{\parallel} = l_1 \vec{b}_1 + l_2 \vec{b}_2, \quad (4.2)$$

где базисные векторы $\vec{b}_1$ и $\vec{b}_2$ определены уравнениями

$$a_i b_j = 2\pi \delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2. \quad (4.3)$$

Для элементарной ячейки прямоугольной формы имеем

$$b_i = \frac{2\pi}{a_i}, \quad i = 1, 2. \quad (4.4)$$

Диэлектрическая проницаемость системы, таким образом, зависит от $\vec{r}_{\parallel}$: $\varepsilon = \varepsilon(\vec{r}_{\parallel})$, где $\vec{r}_{\parallel} = x\vec{e}_1 + y\vec{e}_2$.

Магнитооптические свойства материала могут быть обусловлены наличием внешнего магнитного поля или спонтанной намагниченности среды. И в том и в другом случае учет магнитооптического взаимодействия излучения с веществом возможен с использованием магнитооптического параметра Q , который входит в выражение для дополнительной поляризации среды:

$$\vec{P}_m(\vec{r}) = i\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) Q(\vec{r}) \cdot \vec{m} \times \vec{E} \quad (4.5)$$

где $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, $\vec{m}$ - единичный вектор магнитного поля или намагниченности среды. Для ферромагнитных веществ Q порядка $10^{-3} \div 10^{-4}$: для иттриевого феррита-граната $Q = 0.5 \cdot 10^{-3}$ ($\lambda = 1.15$ мкм), для гадолиний - висмутового феррита граната $Q = 2.6 \cdot 10^{-3}$ ($\lambda = 0.54$ мкм) [3]. В случае немагнитных веществ магнитооптический параметр пропорционален индукции внешнего магнитного поля:

$$Q = \frac{VB_{ext}\lambda}{\pi\sqrt{\varepsilon_1}}, \quad (4.6)$$

где V - константа Верде, B_{ext} - индукция внешнего магнитного поля. Для кремния $Q = 1.2 \cdot 10^{-6}$ ($\lambda = 0.41$ мкм, $B_{ext} = 0.1$ Тл), а для европиевого стекла $Q = 7 \cdot 10^{-5}$ (

$\lambda = 0.435 \text{ мкм}$, $B_{ext} = 0.1 \text{ Тл}$) [3]. Большой практический интерес для МФК представляют жидкости с большими константами Верде. В силу их текучих свойств оказывается возможным заполнять полости различных периодических матриц с высокой степенью однородности. Такой жидкостью является, например, раствор в глицерине диспрозиевого нитрата. В магнитном поле $B_{ext} = 0.1 \text{ Т}$ данная жидкость обладает магнитооптическим параметром $Q = 4 \cdot 10^{-7}$.

Учитывая, что для оптического диапазона частот $\mu = 1$, из уравнений Максвелла

$$\nabla \cdot \{\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)\} = 0, \quad (4.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (4.8)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (4.9)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (4.10)$$

можно получить следующее волновое уравнение для $\vec{E}(\vec{r}, t)$:

$$\nabla \times \left\{ \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right\} = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \frac{\varepsilon(\vec{r})}{c^2} \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \vec{P}_m(\vec{r}, t) \right\}, \quad (4.11)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Вб/м}^2$, $c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$.

Будем искать решение уравнения (4.11) в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega t}, \quad (4.12)$$

где ω - собственная частота и $\vec{E}(\vec{r})$ - собственная функция уравнения (4.11).

Собственные функции $\vec{E}(\vec{r})$ должны, следовательно, удовлетворять уравнению:

$$L_E \vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \left\{ \nabla \times \vec{E}(\vec{r}) \right\} - \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2 \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r})} \vec{P}_m(\vec{r}). \quad (4.13)$$

Определенный в (4.13) линейный оператор $\hat{L}_E$ не является эрмитовым. Чтобы перейти к эрмитовому оператору, введем комплексную векторную функцию $\bar{\Psi}(\vec{r}) = \sqrt{\varepsilon(\vec{r})} \vec{E}(\vec{r})$. Уравнение (4.13) примет вид:

$$\left(\hat{H} + \hat{V} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \bar{\Psi}(\vec{r}) = 0, \quad (4.14)$$

$$\text{где } \hat{H} \bar{\Psi}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\vec{r})}} \nabla \times \left\{ \nabla \times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\vec{r})}} \bar{\Psi}(\vec{r}) \right\}, \quad (4.15)$$

$$\hat{V} \bar{\Psi}(\vec{r}) = -i \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{Q} \cdot \vec{m} \times \bar{\Psi}(\vec{r}). \quad (4.16)$$

Свойства оператора $\hat{H}$ подробно изучались в [196, 197]. Его собственными функциями являются векторные функции Блоха:

$$\bar{\Psi}_{n\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{n\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (4.17)$$

где $\vec{k}$ - квазиимпульс, n - номер данной фотонной зоны (ФЗ); $u_{n\vec{k}}(\vec{r}_{\parallel}) = u_{n\vec{k}}(\vec{r}_{\parallel} + \vec{a})$.

Соответствующие собственные значения ω_n образуют зонную диаграмму с чередующимися разрешенными и запрещенными зонами. Будем считать, что вектор $\vec{k}$ принадлежит первой зоне Бриллюэна. Данные свойства собственных функций и собственных значений оператора $\hat{H}$ хорошо изучены в кристаллофизике и являются прямым следствием периодичности оператора $\hat{H}$. Оператор $\hat{V}$ описывает взаимодействие электромагнитного излучения с магнитной частью поляризации среды. Он пропорционален магнитооптическому параметру, который много меньше единицы. Последнее обстоятельство позволяет работать с оператором $\hat{V}$, используя теорию возмущений.

Подстановка (4.17) в (4.14) дает

$$\left(\hat{H} + \hat{V} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \vec{u}_{n\vec{k}} = 0, \quad (4.18)$$

$$\text{где } \hat{H} \vec{u}_{n\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \nabla \times \nabla \times \frac{\vec{u}_{n\vec{k}}}{\sqrt{\varepsilon}} + \frac{i\vec{k}}{\sqrt{\varepsilon}} \times \nabla \times \frac{\vec{u}_{n\vec{k}}}{\sqrt{\varepsilon}} + \frac{i}{\sqrt{\varepsilon}} \nabla \times \vec{k} \times \frac{\vec{u}_{n\vec{k}}}{\sqrt{\varepsilon}} - \frac{\vec{k}}{\varepsilon} \times \vec{k} \times \vec{u}_{n\vec{k}}, \quad (4.19)$$

$$\hat{V}\vec{u}_{n\vec{k}} = -i\frac{\omega^2}{c^2}Q(\vec{r}_{\parallel})\cdot\vec{m}\times\vec{u}_{n\vec{k}}. \quad (4.20)$$

2. Собственные функции оператора $\hat{H}$ и их симметрия

2.1. Два типа мод оператора $\hat{H}$

Одним из основных свойств оператора $\hat{H}$ является то, что его собственные функции можно разделить на два типа: квази-продольные моды $\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(L)}(\vec{r})$ и квази-поперечные моды $\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(T)}(\vec{r})$. Последние заданы выражением [196]

$$\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(T)}(\vec{r}) = C\sqrt{\varepsilon(\vec{r})}\frac{\vec{k} + \vec{G}_n}{|\vec{k} + \vec{G}_n|}\exp\{i(\vec{k} + \vec{G}_n)\vec{r}\}, \quad (4.21)$$

где $\vec{G}_n$ - вектор обратной решетки и C – нормировочная константа. Легко показать, что $\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(L)}(\vec{r})$ удовлетворяет уравнению

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\vec{r})}} \vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(L)}(\vec{r}) \right\} = 0, \quad (4.22)$$

из чего следует $\hat{H}\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(L)}(\vec{r})=0$. Это означает, что $\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(L)}(\vec{r})$ является собственной функцией $\hat{H}$ с собственной частотой $\omega_{n\vec{k}}^{(L)}=0$. В то же время $\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(L)}(\vec{r})$ моды не удовлетворяют дивергентному уравнению Максвелла (4.7), т.е. $\nabla \cdot \left\{ \sqrt{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(L)}(\vec{r}) \right\} \neq 0$, и, следовательно, они физически не реализуемы. Их появление есть результат использования математического формализма, поскольку без них набор собственных функций $\{\vec{\Psi}_{n\vec{k}}(\vec{r})\}$ не полон.

Поперечные собственные функции $\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(T)}(\vec{r})$ подчиняются уравнению

$$\hat{H}\vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(T)}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega_{n\vec{k}}^{(T)}}{c} \right)^2 \vec{\Psi}_{n\vec{k}}^{(T)}(\vec{r}) \quad (4.23)$$

с собственными частотами $\omega_{nk}^{(T)}$, которые в общем случае ненулевые. Такие моды удовлетворяют дивергентному уравнению Максвелла и реально существуют.

Собственные функции $\vec{\Psi}_{n\vec{k}}(\vec{r})$ образуют полный набор в Гильбертовом пространстве. Они не ортогональны друг к другу, но могут быть ортогонализированы при помощи процедуры Шмидта.

2.2. Симметрия собственных функций

В литературном обзоре при рассмотрении экспериментальных и теоретических работ по магнитным одномерным фотонным кристаллам было отмечено, что резкое увеличение магнитооптических эффектов происходит на тех длинах волн, для которых слои фотонного материала являются четвертьволновыми пластинками. Иначе говоря, магнитооптические эффекты усиливаются при приближении квазиимпульса $\vec{k}$ к границе одномерной зоны Бриллюэна, т.е. при $k \sim \pi/a$, где a - период фотонного кристалла. В точке $k = \pi/a$ дисперсионная зависимость $\omega(k)$ имеет экстремум, т.е. при приближении к этой точке групповая скорость излучения $u = \frac{d\omega}{dk}$ стремится к нулю. Это и приводит к увеличению эффективного времени взаимодействия излучения с намагниченностью среды и, следовательно, к возрастанию соответствующих магнитооптических эффектов.

Можно предположить, что аналогичная ситуация имеет место и для двумерных и трехмерных фотонных кристаллов. Поэтому в настоящей работе при исследовании магнитооптики фотонных структур будет уделено особое внимание точкам зоны Бриллюэна, в которых реализуются экстремумы дисперсионной зависимости. Такими точками являются высокосимметричные точки зоны Бриллюэна. Для двумерного случая это точки Γ , M , X , Z , Δ , and Σ (рис. 4.2).

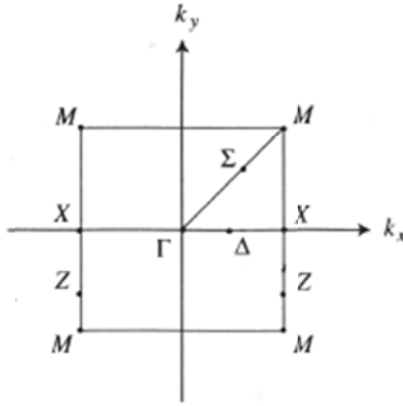


Рис. 4.2: Первая зона Бриллюэна для двумерного случая.

Большую роль при исследовании оптического отклика фотонного кристалла играет изучение симметрии собственных функций. Так, из свойств симметрии следует, что целый ряд мод, существование которых следует из уравнений Максвелла, не может быть возбужден в фотонном кристалле. Двумерный фотонный кристалл кроме трансляционной симметрии может обладать дополнительными видами пространственной симметрии такими как, поворотные симметрии **2, 3, 4, 6**, зеркальная симметрия, инверсионная симметрия. Вместе с единичной операцией **1**, которая не изменяет структуры, эти операции симметрии образуют группу G точечной симметрии фотонного кристалла. Это означает, что для любой операции R из точечной группы G ($\forall R \in G$) $R\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r})$, т.е. фотонный кристалл инвариантен по отношению к операциям группы G .

Точечная группа для двумерного фотонного кристалла с квадратной кристаллической решеткой задана как

$$4mm = \{1, 2, 4, \bar{4}, m_x, m_y, m_d, m'_d\}, \quad (4.24)$$

где **2, 4, $\bar{4}$** - повороты на углы π , $\pi/2$, $-\pi/2$ относительно оси Z , соответственно; m_x, m_y, m_d, m'_d - зеркальные отражения в плоскостях, содержащих ось Z и оси Y , X , диагонали квадрантов $y = x$, $y = -x$, соответственно.

Операторы точечной группы G аналогичным образом преобразуют векторы $\vec{k}$, принадлежащие первой зоне Бриллюэна аналогичным образом. Любой

вектор $\mathbf{k}$ характеризуется своей группой $G_{\bar{k}}$, которая является подгруппой группы G . Для двумерных фотонных кристаллов, обладающих точечной группой симметрии $4mm$, существуют несколько подгрупп:

$$\begin{aligned} G_{\Gamma} &= G_M = 4mm, \\ G_X &= \{1, 2, m_x, m_y\} = 2mm, \\ G_A &= \{1, m_y\} = 1m, \\ G_{\Sigma} &= \{1, m_d\} = 1m, \\ G_Z &= \{1, m_x\} = 1m. \end{aligned} \tag{4.25}$$

Одномерные представления соответствуют невырожденным собственным модам, а двумерные – двукратно вырожденным. Последние относятся только к точкам Γ и M зоны Бриллюэна.

Большое значение имеют элементы зеркального отражения m_i . Для двумерных фотонных кристаллов наличие зеркальных элементов в некоторых $G_{\bar{k}}$ группах позволяет разделить собственные моды на два типа, отличающиеся четностью относительно отражения в данной плоскости: четные (A) и нечетные (B) моды. Этот факт важен, в частности, для установления правил отбора для процессов отражения и прохождения волн через фотонный кристалл и исключения физически нереализуемых мод. В дальнейшем он будет использован для вычисления матричных элементов оператора возмущений $\hat{V}$.

В случае двумерного фотонного кристалла дополнительная симметрия $z \rightarrow -z$ дает возможность разделить все моды на два типа: ТЕ моды (E_z, H_x, H_y) и ТМ моды (E_x, E_y, H_z) , каждая из которых, как отмечено выше, характеризуется дополнительно четностями относительно отражений в соответствующих вертикальных плоскостях.

3. Зонная структура 2D фотонных кристаллов в отсутствие внешнего магнитного поля

Для определения частот электромагнитного излучения, соответствующих высокосимметричным точкам зоны Бриллюэна, необходимо рассчитать дисперсионную диаграмму для фотонного кристалла в отсутствие магнитного поля, т.е. решить задачу (4.18) с $\hat{V} = 0$. При этом можно использовать метод расчета, предложенный в работе [197].

Рассмотрим двумерный фотонный кристалл, изображенный на рис. 4.1. Будем считать, что излучение распространяется в плоскости XY. При этом электромагнитные волны однородны вдоль оси OZ и, следовательно, напряженности $\vec{E}(\vec{r})$ электрического и $\vec{H}(\vec{r})$ магнитного полей не зависят от координаты z .

В силу симметрии данной структуры решение уравнений Максвелла (4.7-4.8) можно искать в виде ТЕ и ТМ – волн.

3.1. Методика вычисления

3.1.1. ТЕ – поляризация

Из уравнений Максвелла (4.7-4.8) с учетом (4.12) получаем:

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -\frac{i\omega}{c} \varepsilon(\vec{r}_{\parallel}) E_z, \quad \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{i\omega}{c} H_y, \quad \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{i\omega}{c} H_x. \quad (4.26)$$

Исключая E_z из (4.26), можно получить систему уравнений для H_x и H_y :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r}_{\parallel})} \left\{ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right\} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 H_x \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r}_{\parallel})} \left\{ \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right\} \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 H_y \end{cases}. \quad (4.27)$$

Для решения (4.27) используем разложения $1/\epsilon(\vec{r}_{\parallel})$, $H_x(\vec{r}_{\parallel})$ и $H_y(\vec{r}_{\parallel})$ в ряд по плоским волнам, соответствующим различным векторам обратной решетки (4.2):

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{r}_{\parallel})} = \sum_{\vec{G}} \hat{\zeta}(\vec{G}_{\parallel}) \exp(i\vec{G}_{\parallel}\vec{r}_{\parallel}), \quad (4.28)$$

$$H_i(\vec{r}_{\parallel}) = \sum_{\vec{G}} \hat{H}_i(\vec{G}_{\parallel}) \exp(i(\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}_{\parallel})\vec{r}_{\parallel}),$$

(4.29)

где $i=1, 2$ и $\vec{k}_{\parallel} = k_x\vec{e}_1 + k_y\vec{e}_2$ - волновой вектор излучения. Подстановка данных разложений в (4.27) приводит к системе уравнений для амплитуд $\hat{H}_i(\vec{G}_{\parallel})$:

$$\begin{cases} \sum_{\vec{G}_{\parallel}} \hat{\zeta}(\vec{G}_{\parallel} - \vec{G}'_{\parallel}) \{ (k_y + G_y)(k_y + G'_y) \hat{H}_x(\vec{G}'_{\parallel}) - (k_y + G_y)(k_x + G'_x) \hat{H}_y(\vec{G}'_{\parallel}) \} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \hat{H}_x(\vec{G}_{\parallel}) \\ \sum_{\vec{G}_{\parallel}} \hat{\zeta}(\vec{G}_{\parallel} - \vec{G}'_{\parallel}) \{ -(k_x + G_x)(k_y + G'_y) \hat{H}_x(\vec{G}'_{\parallel}) + (k_x + G_x)(k_x + G'_x) \hat{H}_y(\vec{G}'_{\parallel}) \} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \hat{H}_y(\vec{G}_{\parallel}) \end{cases} \quad (4.30)$$

Таким образом, задача нахождения фотонных зон для ТЕ - поляризованных волн сведена к решению линейной задачи на собственные значения. Для решения этой задачи при суммировании по $\vec{G}'_{\parallel}$ необходимо ограничиться первыми N слагаемыми. Значение N можно подобрать, исходя из условия устойчивости решения.

Отметим, что $H_x(\vec{G}_{\parallel}) = k_x + G_x$ и $H_y(\vec{G}_{\parallel}) = k_y + G_y$ - решения уравнений (4.30) с нулевыми собственными значениями. Таким образом, существует N нулевых собственных значений для уравнения (4.30).

3.1.2. ТМ – поляризация

Из уравнений Максвелла (4.7-4.8) с учетом (4.12) получаем:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{i\omega}{c} H_z, \quad \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{i\omega}{c} \epsilon(\vec{r}_{\parallel}) E_y, \quad \frac{\partial H_z}{\partial y} = -\frac{i\omega}{c} \epsilon(\vec{r}_{\parallel}) E_x. \quad (4.31)$$

Исключая H_z из уравнения (4.31), для E_x и E_y получаем:

$$\begin{cases} \frac{1}{\varepsilon(\vec{r}_{\parallel})} \left\{ -\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} \right\} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 E_x \\ \frac{1}{\varepsilon(\vec{r}_{\parallel})} \left\{ -\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} \right\} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 E_y \end{cases} \quad (4.32)$$

Для решения системы уравнений (4.32) вновь воспользуемся разложением (4.28) и, кроме того, запишем $E_x(\vec{r}_{\parallel})$ и $E_y(\vec{r}_{\parallel})$ в виде

$$E_i(\vec{r}_{\parallel}) = \sum_{\vec{G}_{\parallel}} \hat{E}_i(\vec{G}_{\parallel}) \exp(i(\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}_{\parallel})\vec{r}_{\parallel}). \quad (4.33)$$

В результате придем к системе уравнений для амплитуд $\hat{E}_i(\vec{G}_{\parallel})$:

$$\begin{cases} \sum_{\vec{G}'_{\parallel}} \hat{\zeta}(\vec{G}_{\parallel} - \vec{G}'_{\parallel}) \{ (k_y + G'_y)^2 \hat{E}_x(\vec{G}'_{\parallel}) - (k_x + G'_x)(k_y + G'_y) \hat{E}_y(\vec{G}'_{\parallel}) \} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \hat{E}_x(\vec{G}_{\parallel}) \\ \sum_{\vec{G}'_{\parallel}} \hat{\zeta}(\vec{G}_{\parallel} - \vec{G}'_{\parallel}) \{ -(k_x + G'_x)(k_y + G'_y) \hat{E}_x(\vec{G}'_{\parallel}) + (k_x + G'_x)^2 \hat{E}_y(\vec{G}'_{\parallel}) \} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \hat{E}_y(\vec{G}_{\parallel}) \end{cases} \quad (4.34)$$

Рассматривая систему уравнений (4.34) как задачу на собственные значения, можно определить набор всех ненулевых значений ω/c для любого заданного $\vec{k}_{\parallel}$, т.е. построить систему фотонных зон для ТМ - поляризации.

3.2. Расчет фотонных зон

Используя описанный теоретический подход, вычислим структуру фотонных зон для двумерного фотонного кристалла, образованного параллельными цилиндрическими стержнями, находящимися в диэлектрической матрице (см. рис. 4.1). Будем считать, что фотонный кристалл обладает квадратной элементарной ячейкой, т.е. базисные векторы в (4.1) равны по модулю: $a_1 = a_2 = a$.

При этом необходимо вычислить входящие в разложение (4.28) коэффициенты $\hat{\zeta}(\vec{G}_{\parallel})$. Применение формул для определения коэффициентов в ряде Лорана приводит к следующим выражениям:

$$\hat{\zeta}(\vec{G}_{\parallel}) = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_1} f + \frac{1}{\varepsilon_2} (1-f), & \vec{G}_{\parallel} = 0 \\ \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2} \right) f \frac{2J_1(G_{\parallel}R)}{G_{\parallel}R}, & \vec{G}_{\parallel} \neq 0 \end{cases}, \quad (4.35)$$

где R - радиус стержней, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - диэлектрические проницаемости стержней и диэлектрической матрицы, соответственно; $f = \pi R^2/a^2$ - параметр заполнения, т.е. часть объема фотонного кристалла, занимаемая стержнями; $J_1(x)$ - функция Бесселя 1-го порядка.

Проведем расчет для следующих параметров фотонного кристалла: а) $\varepsilon_1 = 1, \varepsilon_2 = 11,7$ ($\lambda = 1,3$ мкм) - цилиндрические воздушные полости в кремнии, б) $\varepsilon_1 = 1, \varepsilon_2 = 4,75$ ($\lambda = 1,55$ мкм) - цилиндрические воздушные полости в висмут замещенном иттриевом феррите-гранате (Bi:YIG) и в) $\varepsilon_1 = 2,2, \varepsilon_2 = 2,0$ ($\lambda = 0,567$ мкм) - цилиндрические полости в матрице из кварца, заполненные раствором в глицерине нитрата диспрозия. Указанные материалы обладают низким коэффициентом поглощения для данных длин волн, поэтому поглощением мы пренебрежем. В случаях (а) и (б) будем считать, что $f = 0,785$, т.е. $R = 0,5a$ (воздушные полости касаются друг друга), а в случае (в) $f = 0,15$ ($R = 0,22a$). В дальнейшем (см. §4.4 в этой главе) будут исследованы магнито-оптические свойства данных фотонных кристаллов.

Рассмотрение фотонных кристаллов, образованных цилиндрическими полостями, имеет большой практический интерес, благодаря относительной простоте их изготовления путем использования различных методов, развитых в микроэлектронике. Такие структуры позволяют достаточно легко создавать МФК путем наполнения полостей магнитными жидкостями, например, раствором в глицерине нитрата диспрозия, что соответствует случаю (в) [54].

Поскольку для фотонных кристаллов справедлив принцип масштабирования, заключающийся в том, что фотонные зоны кристалла определяются отно-

шением a/λ и не зависят от конкретного значения периода ячейки a , при построении фотонных зон обычно переходят к нормированным частотам

$$\omega^* = \frac{\omega a}{2\pi c}. \quad (4.36)$$

На рис. 4.3, 4.4 и 4.5 приведены первые восемь фотонных зон (ФЗ) для фотонных кристаллов (а), (б) и (в), соответственно. В случае кремниевой матрицы контраст структуры достаточно велик: $\epsilon_2/\epsilon_1 = 11.7$ и для ТЕ-моды наблюдаются две запрещенные зоны между 1-ой и 2-ой, а также между 3-ей и 4-ой фотонными зонами. Первая запрещенная зона соответствует нормированным частотам $0.262 < \omega^* < 0.361$, а вторая – частотам $0.492 < \omega^* < 0.537$. Для периода ячейки $a = 0.6$ мкм вторая запрещенная зона наблюдается для длин волн от 1.117 мкм до 1.219 мкм. Вместе с тем для ТМ-моды полные запрещенные зоны отсутствуют и имеют место лишь частичные запрещенные зоны, т.е. запрещенные зоны, существующие не для всех возможных волновых векторов $\vec{k}_{||}$, а лишь для некоторого диапазона волновых векторов (см. рис.4.3 б)).

В случае фотонного кристалла (б) возникает лишь одна запрещенная зона для ТЕ моды (рис.4.4), причем ее ширина в 2,5 раза меньше чем ширина первой запрещенной зоны для фотонного кристалла (а). Это напрямую связано с тем, что контраст структуры (б) более чем в 2 раза ниже ($\epsilon_2/\epsilon_1 = 4.75$). Для фотонного кристалла (в) запрещенные зоны вообще отсутствуют, поскольку в данном случае контраст фотонного кристалла близок к 1: $\epsilon_2/\epsilon_1 = 0,9$. Однако, как будет показано в следующем параграфе, такие фотонные кристаллы также могут представлять большой интерес если их материалы обладают магнитооптической или электрооптической активностью.

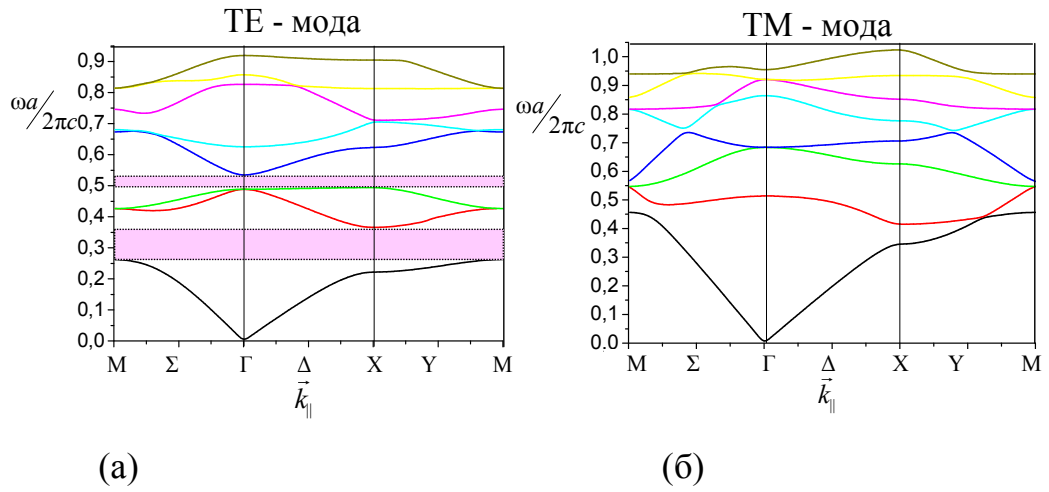


Рис. 4.3: Структура фотонных зон для ТЕ (а) и ТМ (б) мод в двумерном фотонном кристалле (см. рис. 4.1), состоящем из цилиндрических полостей, в матрице из кремния ($\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 11,7$). Коэффициент заполнения $f = 0,785$ [198,199].

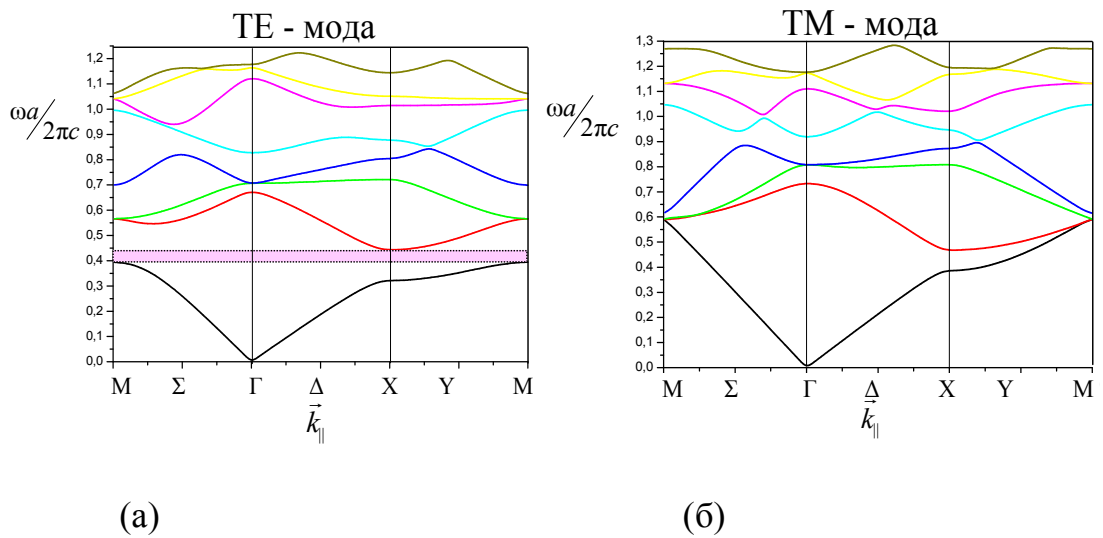


Рис. 4.4: Структура фотонных зон для ТЕ (а) и ТМ (б) мод в двумерном фотонном кристалле (см. рис.4.1), состоящем из цилиндрических полостей, в матрице из Bi:YIG ($\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 4,75$). Коэффициент заполнения $f = 0,785$ [199].

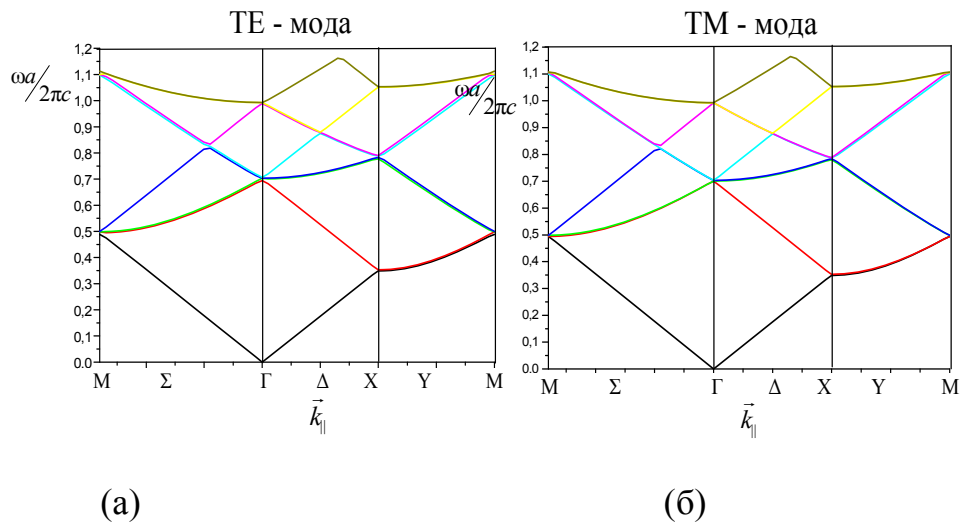


Рис. 4.5: Структура фотонных зон для ТЕ (а) и ТМ (б) мод в двумерном фотонном кристалле (см. рис. 4.1), состоящем из заполненных раствором нитрата диспрозия в глицерине цилиндрических полостей в матрице из кварца ($\epsilon_1 = 2,2$, $\epsilon_2 = 2,0$). Коэффициент заполнения $f = 0,15$ [199].

4. Теория возмущений

Для определенности ограничимся в дальнейшем рассмотрением лишь двух высокосимметричных точек первой зоны Бриллюэна – точек Γ и X . Это позволит изучить основные эффекты, возникающие при магнитооптическом взаимодействии излучения с упорядоченными структурами, и, кроме того, даст возможность продемонстрировать разработанный теоретический подход к описанию магнитооптических эффектов в МФК [47,200].

Предположим, что по МФК распространяется волновой пакет, который состоит из функций Блоха $\tilde{\Psi}_{n\vec{k}}(\vec{r})$, принадлежащих одной или двум ФЗ (в зависимости от ряда условий, которые будут сформулированы в §4.1.2), и $\vec{k}$ находится вблизи критической точки. Такое предположение подобно адиабатическому приближению в физике твердого тела и применимо для достаточно малых значений слагаемых в уравнении (4.18), связанных с оператором $\hat{V}$. Таким

образом, квази-импульс $\vec{k} = (k_0 + \kappa, 0, 0)$, где $k_0 = 0$ для точки Γ и $k_0 = \pi/a$ для точки X , $\kappa \ll k_0$.

Оператор $\hat{H}$ в уравнении (4.18) можно представить в виде двух слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1, \quad (4.37)$$

$$\text{где } \hat{H}_0 \vec{u}_{n\vec{k}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \nabla \times \nabla \times \frac{\vec{u}_{n\vec{k}}}{\sqrt{\varepsilon}} + k_0 \hat{\partial}_1 \frac{\vec{u}_{n\vec{k}}}{\sqrt{\varepsilon}} + \frac{k_0^2}{\varepsilon} \vec{u}_{n\vec{k}}, \quad (4.38)$$

$$\hat{H}_1 \vec{u}_{n\vec{k}} = \kappa \hat{\partial}_2 \frac{\vec{u}_{n\vec{k}}}{\sqrt{\varepsilon}} - \frac{1}{\varepsilon} \vec{\kappa} (\vec{k}_0 \vec{u}_{n\vec{k}}) - \frac{1}{\varepsilon} \vec{k}_0 (\vec{\kappa} \vec{u}_{n\vec{k}}) + \frac{2k_0 \kappa}{\varepsilon} \vec{u}_{n\vec{k}} + \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \vec{u}_{n\vec{k}} = \kappa \hat{H}_{11} + \kappa^2 \hat{H}_{12}, \quad (4.39)$$

$\hat{\partial}_1, \hat{\partial}_2$ - операторы, зависящие от первых пространственных частных производных.

Для значений k , близких к k_0 (т.е. $\kappa \ll k_0$) операторы $\hat{H}_1$ и $\hat{V}$ могут быть рассмотрены в качестве возмущений. В нулевом порядке по κ и Q решениями (4.18) являются функции Блоха для различных ФЗ. Собственные функции оператора $\hat{H}_0$ - $\vec{u}_{n\vec{k}_0}(\vec{r}_{\parallel})$ образуют полный базис для разложения любой функции, обладающей трансляционной симметрией. Следовательно, эти функции могут служить базисом для разложения в ряд функции $\vec{u}_{n_0\vec{k}}(\vec{r}_{\parallel})$ для любого заданного номера ФЗ - n_0 . Процедура нахождения собственных частот оператора $\hat{H}_0$ - ω_{n_0} , соответствующих собственным частотам оператора $\hat{H}$ в экстремальных точках зоны Бриллюэна, была изложена в §2 данной главы.

В критических точках зоны Бриллюэна дисперсионная зависимость $\omega = \omega(k)$ имеет экстремумы и, следовательно, не содержит слагаемых, пропорциональных первой степени κ .

5. Магнитооптические свойства фотонных кристаллов

При исследовании магнитооптических свойств МФК рассмотрим две основные геометрии: (а) продольную или геометрию Фарадея, в которой электромагнитное излучение распространяется вдоль направления внешнего магнитного поля или намагниченности, т.е. $\vec{k} \parallel \vec{m}$, и (б) поперечную или геометрию Фохта, в которой $\vec{k} \perp \vec{m}$.

5.1. Геометрия Фарадея

Исследуем, как наличие магнитных свойств материала воздействует на ФЗ с данным номером n_0 . При этом будем считать, что ФЗ с номером n_0 не вырождена и является уединенной.

Функция $\vec{u}_{n_0 k}(\vec{r}_{\parallel})$, представляющая собой собственную функцию (4.18) для n_0 -ой ФЗ, в первом порядке теории возмущений может быть записана как

$$\vec{u}_{n_0 k}(\vec{r}_{\parallel}) = c_1 u_{n_0 k_0}^{TE}(\vec{r}_{\parallel}) \vec{e}_z + c_2 u_{n_0 k_0}^{TM}(\vec{r}_{\parallel}) \vec{e}_y + c_3 u_{n_0 k_0}^L(\vec{r}_{\parallel}) \vec{e}_x, \quad (4.40)$$

где $u_{n_0 k_0}^{TE}$, $\vec{u}_{n_0 k_0}^{TM}$ и $\vec{u}_{n_0 k_0}^L$ - собственные функции оператора $\hat{H}_0$:

$$\hat{H}_0 \vec{u}_{n_0 k_0}^{TE(TM)} = \frac{(\omega_{n_0}^{TE(TM)})^2}{c^2} \vec{u}_{n_0 k_0}^{TE(TM)}; \quad \hat{H}_0 \vec{u}_{n_0 k_0}^L = 0. \quad (4.41)$$

Легко показать, что в силу $\hat{V} \vec{u}_{n_0 k_0}^L = 0$, в геометрии Фарадея $c_3 = 0$. Отметим, что собственные функции $\vec{u}_{n_0 k_0}^{TE}$ и $\vec{u}_{n_0 k_0}^{TM}$ обычно обладают различной четностью.

Подстановка уравнение (4.40) в уравнение (4.18) и учет уравнения (4.39) приводят к следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} c_1 \{(\omega_{n_0 k}^{TE})^2 - \omega^2\} - c_2 i \omega^2 \langle Q \rangle = 0 \\ c_2 \{(\omega_{n_0 k}^{TM})^2 - \omega^2\} + c_1 i \omega^2 \langle Q \rangle^* = 0 \end{cases} \quad (4.42)$$

$$\text{где } (\omega_{n_0 k}^{TE(TM)})^2 = (\omega_{n_0}^{TE(TM)})^2 + c^2 \kappa^2 \beta^{TE(TM)}, \quad (4.43)$$

$$\beta^{TE(TM)} = \left\langle u_{n_0 k_0}^{TE(TM)} \left| \frac{1}{\varepsilon(\vec{r}_{\parallel})} u_{n_0 k_0}^{TE(TM)} \right\rangle + \sum_{n \neq n_0} \frac{\left| \left\langle u_{n k_0}^{TE(TM)} \left| H_{11} \right| u_{n_0 k_0}^{TE(TM)} \right\rangle \right|^2}{(\omega_{n_0}^{TE(TM)})^2 - (\omega_n^{TE(TM)})^2} \quad (4.44)$$

$$\langle Q \rangle = \left\langle u_{n_0 k_0}^{TE} \left| Q(\vec{r}_{\parallel}) \right| u_{n_0 k_0}^{TM} \right\rangle. \quad (4.45)$$

Из условия существования нетривиального решения (4.42) можно получить:

$$\left\{ (\omega_{n_0 k}^{TE})^2 - \omega^2 \right\} \left\{ (\omega_{n_0 k}^{TM})^2 - \omega^2 \right\} - \omega^4 \langle Q \rangle^2 = 0 \quad (4.46)$$

Для выявления основных свойств магнитооптических эффектов в данной геометрии будем считать, что

$$\omega_{n_0}^{TE} = \omega_{n_0}^{TM} \equiv \omega_{n_0} \text{ и } \beta^{TE} = \beta^{TM} \equiv \beta. \quad (4.47)$$

Отметим, что условия (4.47) в ряде случаев выполняются с хорошей точностью, в частности, для уединенной ФЗ в точке Γ в 3D фотонном кристалле.

Решение уравнения (4.46) относительно κ с учетом соотношений (4.47) принимает вид:

$$\kappa_{\pm} = \frac{\omega}{c\sqrt{|\beta|}} \left(\left| 1 - \frac{(\omega_{n_0})^2}{(\omega)^2} \pm \langle Q \rangle \right| \right)^{1/2}. \quad (4.48)$$

Найденным значениям κ соответствуют собственные функции:

$$\vec{\Psi}^{\pm}(\vec{r}_{\parallel}) = \begin{pmatrix} u_{n_0 k_0}^{TE}(\vec{r}_{\parallel}) \\ \mp i u_{n_0 k_0}^{TM}(\vec{r}_{\parallel}) \end{pmatrix} e^{i(k_0 + \kappa_{\pm})x}, \quad (4.49)$$

которые могут быть названы "квазициркулярно поляризованными" модами. Приставка "квази" означает, что волны $\vec{\Psi}^{\pm}(\vec{r}_{\parallel})$ в (4.49) представляют собой произведение быстро-осциллирующих в пространстве функций $u_{n_0 k_0}^{TE(TM)}(\vec{r}_{\parallel})$ и изменяющейся достаточно медленно огибающей $e^{i\kappa_{\pm}x}$. Если при $x=0$ $\vec{\Psi}(\vec{r}_{\parallel}) = \begin{pmatrix} u_{n_0 k_0}^{TE} \\ 0 \end{pmatrix}$, то

$$\vec{\Psi}(\vec{r}_{\parallel}) = e^{ik_0 x} e^{i \frac{\kappa_+ + \kappa_-}{2} x} \begin{pmatrix} u_{n_0 k_0}^{TE}(x) \cos \frac{\Delta \kappa}{2} x \\ u_{n_0 k_0}^{TM}(x) \sin \frac{\Delta \kappa}{2} x \end{pmatrix}, \quad (4.50)$$

где $\Delta k = k_+ - k_-$. Уравнение (4.50) показывает, что при распространении света вдоль оси ОХ возникает эффект конверсии мод. Если падающее на МФК электромагнитное излучение является ТЕ волной, то при распространении она превращается в ТМ – волну, затем ТМ- волна опять преобразуется в ТЕ – волну и т.д. Причиной такого преобразования мод является наличие гиротропных свойств среды. Аналогичный эффект имеет место и в обычных однородных гиротропных материалах – эффект Фарадея, однако в МФК он приобретает ряд новых свойств, в частности, возникает резкая зависимость эффекта от частоты излучения.

В связи с тем, что магнитооптический параметр $Q \ll 1$ условие

$$|\langle Q \rangle| \ll \left| 1 - \frac{(\omega_{n_0})^2}{(\omega)^2} \right| \quad (4.51)$$

обычно оказывается выполненным, и удельный угол вращения Фарадея (или угол поворота плоскости поляризации огибающей волны после прохождения ею расстояния, равного единице длины) равен [200,201]

$$\Phi = \frac{\Delta k}{2} = \frac{k_+ - k_-}{2} = \frac{\langle Q \rangle \omega}{2\beta} \left(\frac{1 - (\omega_0/\omega)^2}{\beta} \right)^{-1/2}. \quad (4.52)$$

Из уравнения (4.52) следует, что удельный угол фарадеевского вращения резко возрастает при $\omega \rightarrow \omega_{n_0}$ [200,201]. Это согласуется с качественными представлениями, изложенными в §1.2.2 данной главы.

В то же время групповая скорость v_g выражается как

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \beta \left(\frac{1 - (\omega_0/\omega)^2}{\beta} \right)^{1/2}. \quad (4.53)$$

Учитывая уравнение (4.53) в (4.52), получаем, что удельный угол Фарадея обратно пропорционален групповой скорости v_g и принимает наибольшие значения в области частот, где групповая скорость стремится к нулю:

$$\Phi = \langle Q \rangle \omega / 2v_g. \quad (4.54)$$

Отметим, что уравнение (4.54) аналогично формуле для удельного фарадеевского вращения для однородной пленки (см. уравнение (1.5)), записанной в виде:

$$\Phi = Q\omega / 2v_{ph}. \quad (4.55)$$

Отличие между формулами (4.54) и (4.55) заключается только в том, что в последнем случае угол Фарадея определяется фазовой скоростью v_{ph} . Но для однородной пленки нет различия между фазовой и групповой скоростями, поэтому можно сказать, что формулы (4.54) и (4.55) эквивалентны.

Таким образом, угол Фарадея в фотонном кристалле даже для монохроматической волны определяется именно групповой скоростью. На первый взгляд, это может показаться противоречивым, т.к. групповая скорость существенна при распространении волнового пакета, состоящего из монохроматических волн с различными частотами. Однако это утверждение необходимо переформулировать более обще. А именно, можно сказать, что групповая скорость играет роль, если по среде распространяется набор волн, отличающихся либо по частоте, либо по волновому числу. Последнее как раз реализуется в магнитном фотонном кристалле.

Полученная зависимость угла Фарадея от частоты излучения может быть использована для объяснения ряда экспериментальных данных. Для примера рассмотрим частотную зависимость эффекта Фарадея, полученную в работе [54] при исследовании магнитооптических свойств трехмерного коллоидного МФК, состоящего из упорядоченно расположенных кварцевых сфер, промежутки между которыми заполнены магнитной жидкостью – насыщенным раствором нитрата диспрозия в глицерине. Оценить вид зонной структуры такой системы позволяет рис. 4.5, на котором приведена зонная диаграмма для двумерного МФК, обладающего таким же малым значением диэлектрического контраста.

Несмотря на то что формула (4.52) получена для двумерного МФК, в ряде случаев она может быть использована и для описания оптических свойств трехмерных МФК. Так, возможность ее применения для точки Γ в кубическом трехмерном МФК становится интуитивно понятной, если провести аналогию между ФЗ и электронными зонами в ряде полупроводников (например, GaAs). На основании этой аналогии, можно заключить, что условия (4.47) при этом оказываются выполненными, что существенно при выводе (4.52).

Аппроксимация экспериментальных данных формулой (4.52) дает достаточно хорошее согласие теории и эксперимента, что показано на рис. 4.6. Исходя из аппроксимации, можно определить отношение $|\langle Q \rangle|/\sqrt{|\beta|}$, фигурирующее в (4.53). Для кривой на рис. 4.6 $|\langle Q \rangle|/\sqrt{|\beta|} = 6,55 \cdot 10^{-9}$ [201].

Если частота излучения ω отличается от экстремальной частоты ω_{n_0} на очень малую величину, то условие (4.52) может быть не выполнено и для определения угла Фарадея формула (4.53) оказывается не применимой. При этом угол Фарадея необходимо вычислять непосредственно на основании (4.48) без учета каких-либо приближений. Зависимость угла Фарадея от частоты ω вблизи точки экстремума ω_{n_0} приведена на рис. 4.7. Из этой зависимости следует, что угол Фарадея принимает максимальное значение при

$$\omega = \omega_{n_0} (1 \pm \frac{1}{2} Q) \quad (4.56)$$

(выбор знака в (4.56) зависит от знака β в (4.43), т.е. от знака второй производной дисперсионной зависимости по частоте ω вблизи точки экстремума). Таким образом, максимальная величина эффекта Фарадея достигается не непосредственно в критической точке ω_{n_0} , а вблизи нее. Это обстоятельство является важным. Действительно, при частоте излучения, практически совпадающей с критической частотой, как правило возникает резкое уменьшение коэффициента прохождения излучения через фотонный кристалл (рис. 4.8), что сильно ослож-

няет наблюдение и использование эффекта Фарадея. Поэтому желательно работать на частотах, пусть незначительно, но отличающихся от критической.

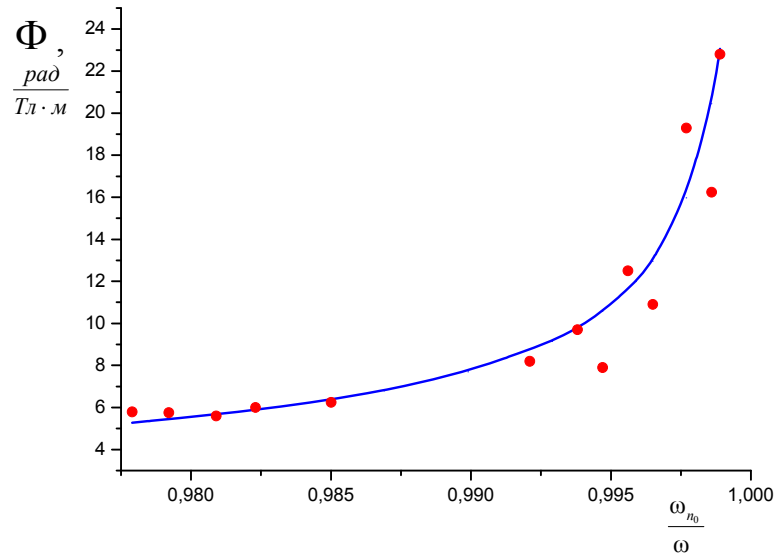


Рис 4.6: Зависимость удельного угла Фарадея от λ/λ_{n_0} . Точки – экспериментальные данные для трехмерного МФК, состоящего из кварцевых сфер, промежутки между которыми заполнены насыщенным раствором нитрата диспрозия в глицерине. (диаметр сфер $d = 260$ нм; диэлектрические константы для кварца и магнитной жидкости: $\epsilon_{\text{silica}} = 2,0$, $\epsilon_{\text{liquid}} = 2,2$; индукция внешнего магнитного поля $B_{\text{ext}} = 33,5$ мТл, $Q = 1 \cdot 10^{-7}$) [54]. Сплошная линия – теоретическая зависимость, определенная по формуле (4.52). Экстремум ФЗ соответствует $\lambda_{n_0} = 566,5$ нм [200].

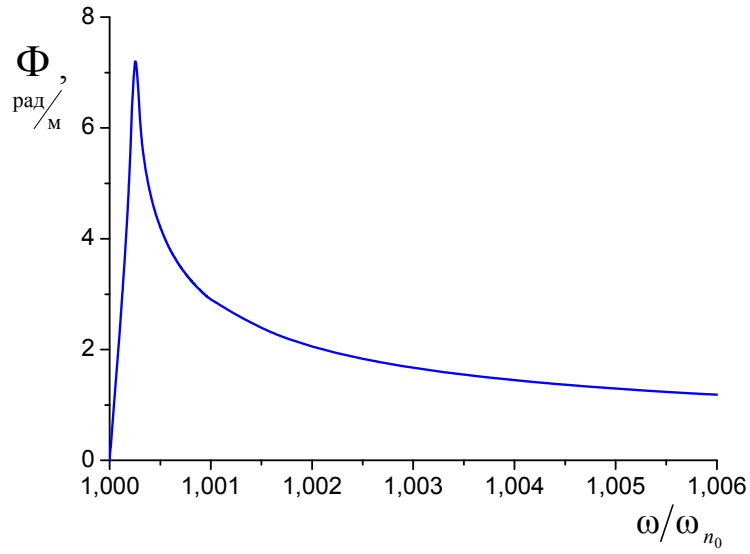


Рис. 4.7: Зависимость удельного угла Фарадея от отношения ω/ω_{n_0} . $\omega_{n_0} = 0.6 \frac{2\pi c}{a}$, $Q = 10^{-3}$, $\beta = 0.7$.

Максимальное значение удельного угла Фарадея равняется

$$\Phi_{\Phi K} = \frac{\omega_{n_0}}{c\sqrt{|\beta|}} \sqrt{\frac{\langle Q \rangle}{2}}. \quad (4.57)$$

Удельный угол Фарадея для однородной среды определяется формулой

$$\Phi_{одн.} = \frac{\omega}{2c} \sqrt{\epsilon} Q. \quad (4.58)$$

Из формул (4.57) и (4.58) с учетом выражений (4.44) и (4.45) можно оценить относительный выигрыш в величине эффекта Фарадея в МФК по сравнению с той же однородной средой:

$$\frac{\Phi_{\Phi K}}{\Phi_{одн.}} \sim \sqrt{\frac{1}{Q}}. \quad (4.59)$$

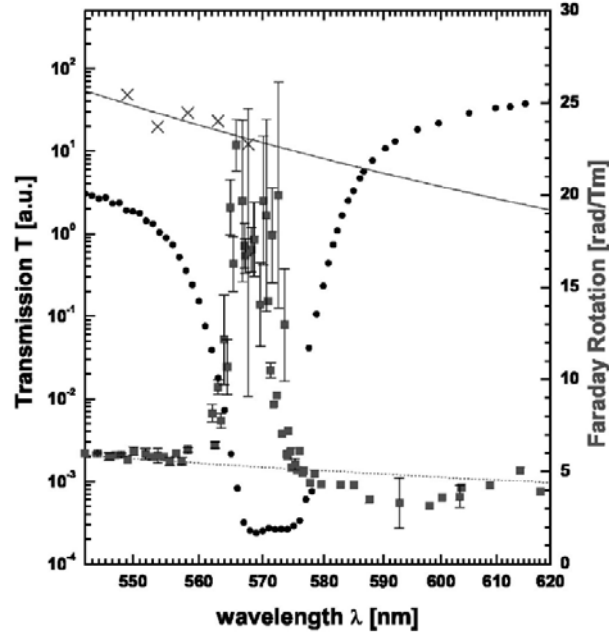


Рис. 4.8: Экспериментально полученные зависимости коэффициента прохождения T и удельного угла Фарадея Φ от длины волны λ для трехмерного МФК (см. подпись к рис. 4.6) [54].

Так при $Q=10^{-6}$ эффект Фарадея в МФК на три порядка превосходит аналогичный эффект в однородной среде. Это указывает на то, что использование фотонных структур для увеличения эффекта Фарадея наиболее эффективно для сред с малыми значениями параметра $Q \sim 10^{-5} \div 10^{-7}$, т.е. немагнитных материалов, обладающих магнитооптическими свойствами во внешних полях.

Определим коэффициент конверсии R как отношение максимальных квадратов амплитуд ТЕ- и ТМ- мод при условии, что при $x=0$ излучение имеет ТМ-поляризацию. При выполнении условий (4.47) $R \sim 1$.

В случае, когда $\omega_{n_0}^{TE}$ и $\omega_{n_0}^{TM}$ принимают различные и не очень близкие значения (выполнено условие $|\langle Q \rangle| \ll \left| \left((\omega_{n_0}^{TE})^2 - (\omega_{n_0}^{TM})^2 \right) / \omega^2 \right|$), а равенства коэффициентов кривизны ФЗ $\beta^{TE} = \beta^{TM} \equiv \beta$ сохраняются, собственные функции задачи имеют вид

$$\vec{\Psi}^{\pm}(\vec{r}_{\parallel}) = c_1 \begin{pmatrix} i\xi u_{n_0 k_0}^{TE}(\vec{r}_{\parallel}) \\ u_{n_0 k_0}^{TM}(\vec{r}_{\parallel}) \end{pmatrix} e^{i(k_0 + \kappa_{\pm})x} + c_2 \begin{pmatrix} -\frac{i}{\xi} u_{n_0 k_0}^{TE}(\vec{r}_{\parallel}) \\ u_{n_0 k_0}^{TM}(\vec{r}_{\parallel}) \end{pmatrix} e^{i(k_0 + \kappa_{\mp})x}, \quad (4.60)$$

$$\text{где } \xi = \frac{\omega^2 |\langle Q \rangle|}{(\omega_{n_0}^{TE})^2 - (\omega_{n_0}^{TM})^2}.$$

При этом возникает эффект двулучепреломления, и, как и в двулучепреломляющих кристаллах (см. например [3]), коэффициент конверсии R уменьшается и становится порядка ξ^2 , т.е. $R \ll 1$. Так, если электромагнитное излучение линейно поляризовано на входе в МФК, то при распространении по МФК состояние поляризации в целом сохраняется, но возникает её небольшая эллиптичность [200].

Влияние магнитного поля на зонную структуру МФК проявляется в расщеплении ФЗ на две зоны, смещенные по частоте относительно исходной ФЗ на величину порядка $Q\omega_{n_0}$ в противоположные стороны. Это непосредственно следует из уравнения (4.48). Одна из возникающих ФЗ соответствует циркулярной поляризации по часовой стрелке, другая – поляризации против часовой стрелки. Это приводит, в частности, к изменению ширины запрещенной фотонной зоны – запрещенная зона сужается на величину порядка $Q\omega_{n_0}$. Для магнитооптического параметра $Q = 10^{-3}$ смещение ФЗ составляет десятые доли процента. Величина смещения уменьшается при возрастании разности $\omega_{n_0}^{TE} - \omega_{n_0}^{TM}$.

5.2. Геометрия Фохта. Магнитное двулучепреломление

Важной геометрией распространения излучения в магнитной среде является геометрия Фохта, в которой $\vec{m} \parallel \vec{e}_z$ и $\vec{k} \parallel \vec{e}_x$, т.е. излучение в материале распространяется перпендикулярно магнитному полю. Анализ данной конфигурации

можно осуществит по той же схеме, что и для геометрии Фарадея (см. §4.5.1) [200].

Собственная функция $\vec{u}_{n_0k}(\vec{r}_{\parallel})$ в уравнении (4.18) для n_0 -ой ФЗ, в первом порядке теории возмущений вновь представима по формуле (4.40), но в геометрии Фохта коэффициент c_3 отличен от нуля.

Подстановка (4.40) в уравнение (4.18) приводит к двум независимым системам уравнений: относительно $u_{n_0k_0}^{TE}$ и относительно $u_{n_0k_0}^{TM}$ и $u_{n_0k_0}^L$. Первая система уравнений определяет ТЕ – моду:

$$\kappa_{\parallel} = \frac{\omega}{c\sqrt{|\beta^{TE}|}} \left| 1 - \left(\frac{\omega_{n_0}^{TE}}{\omega} \right)^2 \right|^{1/2}. \quad (4.61)$$

Вторая система уравнений позволяет найти коэффициенты c_2 и c_3 в разложении (4.40):

$$\begin{cases} c_2 \{ (\omega_{n_0k}^{TM})^2 - \omega^2 \} - c_3 i \omega^2 \langle Q_L \rangle^* = 0, \\ c_2 i \langle Q_L \rangle - c_3 = 0 \end{cases}, \quad (4.62)$$

где $\langle Q_L \rangle = \langle u_{n_0k_0}^L | Q(\vec{r}_{\parallel}) | u_{n_0k_0}^{TM} \rangle$. Эта система уравнений имеет нетривиальное решение при

$$\kappa_{\perp} = \frac{\omega}{c\sqrt{|\beta^{TM}|}} \left| 1 - \left(\frac{\omega_{n_0}^{TM}}{\omega} \right)^2 - \langle Q_L \rangle^2 \right|^{1/2}. \quad (4.63)$$

Сравнение уравнений (4.61) и (4.63), позволяет определить относительный сдвиг фаз между ТЕ- и ТМ- модами, приходящийся на единицу длины:

$$B_{mb} = \text{Re}(\kappa_{\parallel} - \kappa_{\perp}) = \frac{\omega}{2c\sqrt{|\beta|}} \left| \langle Q_L \rangle^2 \right| \left| 1 - \frac{\omega_{n_0}^2}{\omega^2} \right|^{-1/2}, \quad (4.64)$$

При выводе уравнения (4.65) предполагалось, что выполняются условия

$$(4.47) \text{ и } |\langle Q_L \rangle| \ll \left| 1 - \frac{(\omega_{n_0})^2}{(\omega)^2} \right|.$$

Таким образом, в данной конфигурации собственными модами в МФК являются ТЕ- и ТМ- моды, распространяющиеся с различными фазовыми скоростями. Этот эффект магнитного двулучепреломления аналогичен магнитооптическому эффекту Фохта (см. §1.1.2 главы I). Специфика двулучепреломления в МФК, как и в случае эффекта Фарадея, заключается в резком возрастании эффекта – фазового сдвига между модами – при приближении частоты электромагнитного излучения к экстремуму ФЗ. При этом играет вновь основную роль приближение к нулю групповой скорости излучения вблизи критической частоты ФЗ.

Из уравнений (4.61) и (4.63) следует, что магнитное поле влияет только на ТМ - моду, сдвигая соответствующую ФЗ. Величина этого сдвига порядка $\omega_{n_0} Q^2$ и, следовательно, гораздо меньше, чем в геометрии Фарадея.

6. Эффект Фарадея в одномерных фотонных кристаллах

6.1. Аналитическая формула

Рассмотрим более детально применение формулы (4.54) для случая одномерного МФК. Для того, что бы МФК можно было характеризовать дисперсионной диаграммой, необходимо, чтобы он состоял из достаточного числа слоев, поскольку, строго говоря, дисперсионная диаграмма применима для бесконечных структур. Будем считать, что МФК содержит 120 периодов и состоит из чередующихся слоев магнитного и немагнитного материалов с диэлектрическими проницаемостями 4,84 и 3,71, соответственно.

Спектры коэффициента пропускания и угла Фарадея показаны на рис. 4.11. При расчете использован метод матриц переноса (§6.1 главы I). Видно, что усиление эффекта Фарадея возникает на краях запрещенной зоны, т.е. при безразмерных частотах 0,232 и 0,253. На рис. 4.11 также показана зависимость груп-

повой скорости от частоты, которая найдена из дисперсионной диаграммы, полученной для бесконечного МФК с теми же геометрическими параметрами. Групповая скорость стремится к нулю на частотах максимумов эффекта Фарадея.

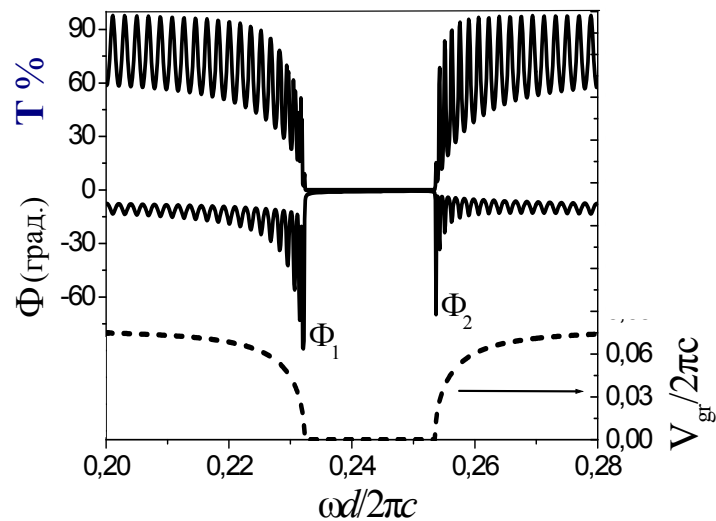


Рис. 4.11: Спектры коэффициента прохождения (верхняя сплошная линия), угла Фарадея (нижняя сплошная линия) и групповой скорости (штриховая линия) для МФК, состоящего из 120 пар четвертьволновых магнитного ($\epsilon = 4.84$, $g=0.009$) и немагнитного ($\epsilon = 3.71$) слоев [202].

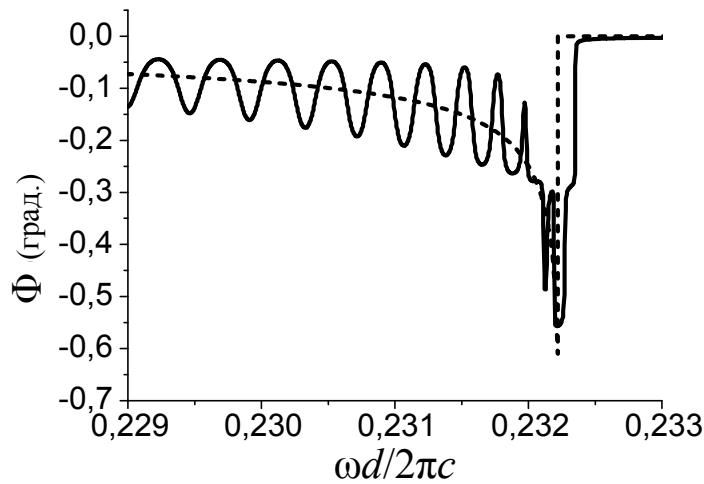


Рис. 4.12: Угол Фарадея (сплошная линия) для МФК с такими же параметрами, как и на рис. 4.11, вблизи длинноволнового края фотонной запрещенной зоны и угол Фарадея, рассчитанный из уравнения (4.54) (штриховая линия) [202].

Если частотную зависимость групповой скорости, показанную на рис. 4.11, подставить в уравнение (4.54), то можно найти зависимость угла Фарадея от частоты. Для одномерного МФК величина $\langle Q \rangle$ может быть найдена из формулы (4.45). Вычисленный по формуле (4.54) спектр удельного угла Фарадея показан на рис. 4.12 штриховой линией. Сплошная линия на рис. 4.12 представляет угол Фарадея для данного МФК. Кривая, вычисленная из уравнения (4.54), является средней линией осциллирующей кривой угла Фарадея для конечного МФК, что является хорошей демонстрацией применимости формулы (4.54) для одномерных МФК.

Формула (4.54) позволяет объяснить следующий важный эффект в МФК. Углы Фарадея на коротковолновом и длинноволновом краях фотонной запрещенной зоны различны. При этом, если диэлектрическая проницаемость магнитного слоя больше, чем диэлектрическая проницаемость немагнитного ди-

электрика, то угол Фарадея оказывается больше на длинноволновом крае запрещенной зоны. Так, на рис. 4.11 $\Phi_1 > \Phi_2$.

В соответствие с формулой (4.54), угол Фарадея обратно пропорционален групповой скорости и прямо пропорционален параметру $\langle Q \rangle$. Хотя групповые скорости на обоих краях запрещенной зоны одинаковы (см. рис. 4.11), значения усредненного магнито-оптического параметра различаются. Это связано с тем, что усреднение в (4.45) проводится по соответствующим волнам Блоха, которые имеют различное пространственное распределение на двух различных частотах. Для данных диэлектрических проницаемостей максимум амплитуды электрического поля локализован в магнитных слоях на частоте длинноволнового края запрещенной зоны. В то же время на коротковолновом крае запрещенной зоны поле максимально в немагнитных слоях. Это приводит к тому, что интеграл в уравнении (4.45) больше в первом случае и, следовательно, значение $\langle Q \rangle$ также больше. В результате возникает наблюдаемая разница в величине эффекта Фарадея на двух краях запрещенной зоны.

6.2. Оптимизация магнитного фотонного кристалла для оптического затвора

Рассмотрим одномерные МФК, состоящие из чередующихся четвертьволновых слоев магнитного и немагнитного материала. Толщина каждого слоя составляет $d_i = \lambda_0 / 4\sqrt{\epsilon_i}$, где $i = M$ для магнитных слоев и $i = N$ для немагнитных слоев. В качестве материала магнитных слоев выбран висмут-замещенный феррит-гранат, а немагнитные слои состоят диоксида кремния. На длине волны $\lambda_0 = 1,55$ мкм $\epsilon_M = 4,75$, $g = 0,0027$ и $\epsilon_N = 2,24$. Магнитные слои намагничены перпендикулярно их поверхностям, т.е. вдоль оси Oz (рис. 4.13). Рассматриваемая структура может быть обозначена как $(MN)^a N^e M^c N^e (NM)^b (MN)^b N^e M^c N^e (NM)^a$, т.е. является симметричным МФК с

The diagram illustrates a 1D lattice with alternating shaded and unshaded sites. The sites are labeled N, M, M1, and M2. Arrows indicate hopping between sites. A dashed arrow is shown between M1 and the next site, and another between M2 and the next site. The z -axis is indicated at the bottom right.

Выбор достаточной сложной структуры МФК обусловлен тем, что подбор чисел a , b , c и e позволяет варьировать ее оптические и магнито-оптические свойства в широком диапазоне и проводить оптимизацию. Действительно, при некоторых параметрах удастся изменять коэффициент пропускания в десятки и даже сотни раз только за счет перемагничивания дополнительных слоев M1 и M2 на рис. 4.13. Например, коэффициент пропускания МФК со структурой $(NM)^{10} N^4 M^5 N^4 (MN)^2 (NM)^2 N^4 M^5 N^4 (MN)^{10}$ изменяется от 0,002 до 0,9994, когда слои M1 и M2 перемагничиваются из состояния, сонаправленного с намагниченностью остальных слоев в состояние, противоположно направленное по отношению к намагниченности остальных слоев [204,205]. Спектр коэффициента пропускания представлен на рис. 4.14.

188

пускания не зависит от поляризации падающего света и устройство может работать даже с неполяризованным светом. При этом ширина пика пропускания составляет несколько нанометров.

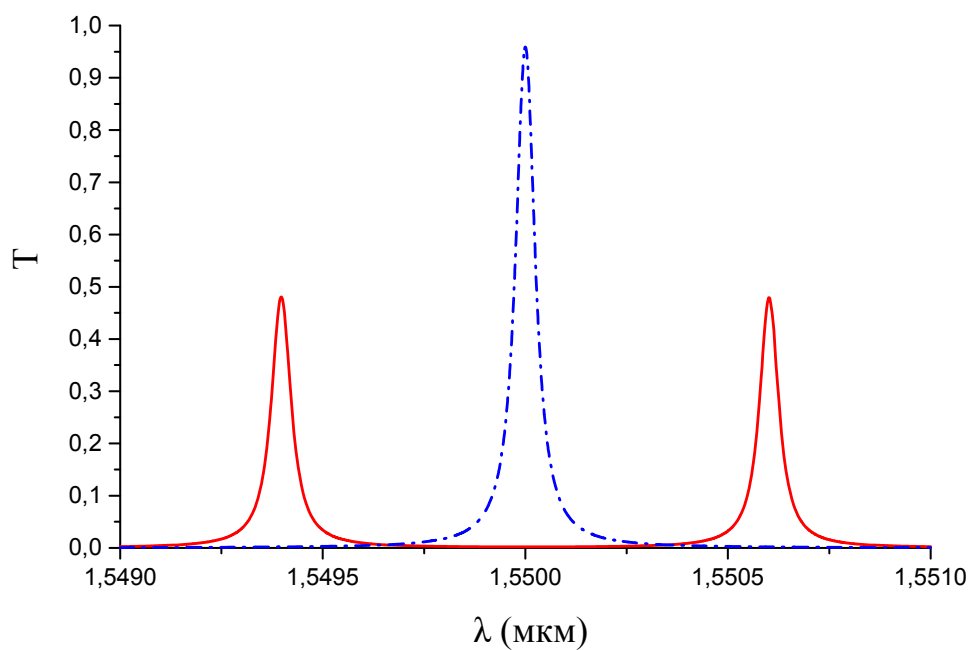


Рис. 4.14: Рассчитанные спектры коэффициента оптического пропускания (T) для МФК с параметрами $a = 10$, $b = 2$, $c = 5$, $e = 4$ при двух противоположных направлениях намагниченности слоев M1 и M2. Сплошная линия – намагниченность в слоях M1 и M2 совпадает с намагниченностью остальных слоев, штрих-пунктирная линия – намагниченность слоев M1 и M2 противоположна намагниченности остальных слоев [205].

Перемагничивание слоев M1 и M2 может быть реализовано, например, путем смещения доменной границы в этих слоях за счет действия внешнего магнитного поля. При этом важно не допустить перемагничивание остальных магнитных слоев. Для этого можно использовать магнито-мягкие и магнито-жесткие материалы для слоев M1, M2 и для остальных слоев, соответственно. Кроме того, можно увеличивать толщину немагнитного слоя, характеризующую

юся параметром e . При практической реализации такого МФК следует также учесть оптические потери и особенности магнитной динамики доменной границы. Скорость доменной границы может достигать $5 \cdot 10^3$ м/с (для ортоферритов), что позволяет достигать частоту переключения около 10 ГГц [206]. В этом отношении также может быть интересен процесс перемагничивания путем волны спин-флипа [207].

6.3. Магнитные фотонные кристаллы для сенсоров магнитного поля

Типичный вид магнитооптического сенсора представлен на рис. 4.15. В нем используют жидкофазную пленку висмутового феррита-граната толщиной от 2 до 5 мкм, покрытую тонким слоем алюминия. Исследуемый образец создает магнитное поле вокруг себя и сенсорная магнитная пленка, попадая в это поле намагничивается. Намагниченность сенсорной пленки определяется по эффекту Фарадея. При этом линейно поляризованный свет проходит через эту пленку и отражается от ее нижней поверхности. При прохождении через пленку возникает поворот плоскости поляризации, пропорциональный вертикальной компоненте намагниченности пленки. Наблюдаемое удвоенное фарадеевское вращение оказывается существенно больше, чем угол поворота Керра при отражении света от верхней поверхности пленки.

Магнитооптический сенсор характеризуется отношением интенсивности I_{out} вышедшего луча после прохождения через анализатор, повернутый на 45° по отношению к плоскости поляризации входного луча к интенсивности I_{in} падающего (p -поляризованного) излучения [208]:

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{1}{2} [1 + \sin(2\Phi h \cos \theta)] \exp(-2\alpha h) \quad (4.65)$$

где Φ - удельный угол фарадеевского вращения, h - толщина пленки сенсора, α - коэффициент поглощения пленки. Множитель $\cos \theta = B_n / B_s$, где B_n - измеряемая компонента магнитного поля, перпендикулярная плоскости пленки, B_s - величина индукции магнитного поля, необходимая для полного намагничивания пленки перпендикулярно ее плоскости, θ - угол между нормалью пленки и вектором намагниченности $\mathbf{M}$. Множитель $\exp(-2\alpha h)$ описывает поглощение света при его распространении через пленку в прямом и обратном направлениях.

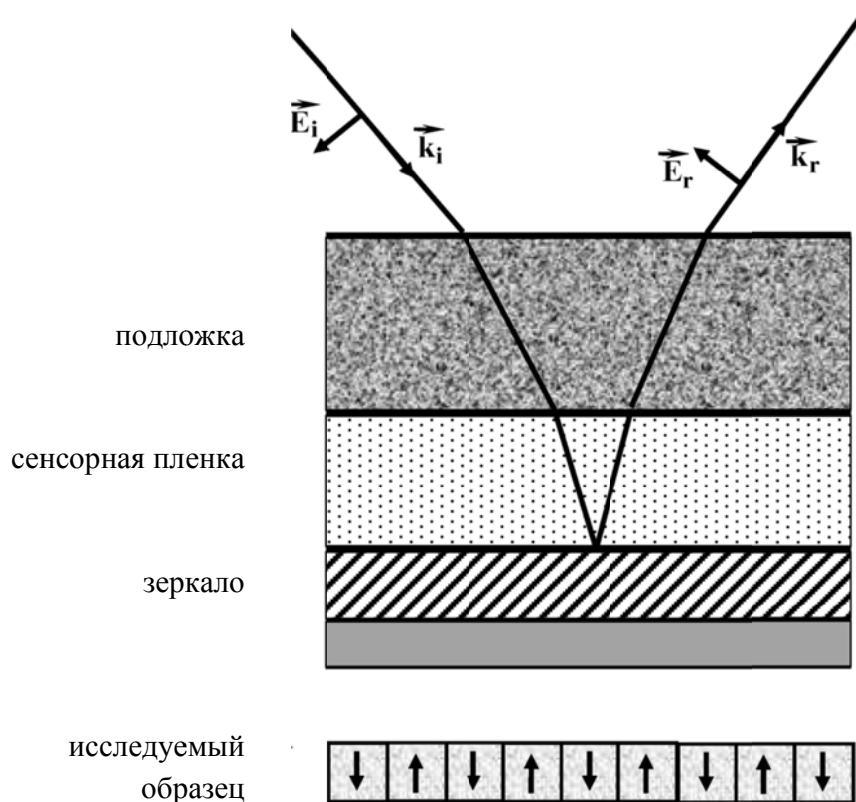


Рис. 4.15: Принцип действия магнитооптического сенсора.

Динамический диапазон магнитооптического сенсора определяется индукцией насыщения B_s , которая в свою очередь зависит от состава пленки и может варьироваться в диапазоне от 1 мТл до 200 мТл. С другой стороны, чувствительность S определяется выражением [208]:

$$S = \frac{d(I_{out} / I_{in})}{dB_n} \Big|_{B_n=0} = \frac{\Phi_F h}{B_s} \quad (4.66)$$

Таким образом, чем выше чувствительность датчика, тем меньше его динамический диапазон, и наоборот. Для получения высокой чувствительности пленка должна иметь малое значение индукции B_s и большой удельный угол Фарадея Φ .

Другим важным параметром датчика является пространственное разрешение пленки, которое определяется ее магнитными свойствами, толщиной, а также расстоянием между отражающим зеркалом и поверхностью исследуемого образца. Величина пространственного разрешения определяется суммарной толщиной пленки, зеркала, защитного слоя и воздушного зазора между защитным слоем и объектом исследования.

Использование МФК дает возможность увеличить угол фарадеевского вращения поворота примерно на порядок в видимой области спектра даже при достаточно высоком уровне поглощения около 1000 см^{-1} , которое наблюдается в пленках ферритов-гранатов на длинах волн от 540 до 650 нм. В инфракрасном диапазоне длин волн, где коэффициент поглощения падает до уровня 10^{-3} см^{-1} и ниже, рост чувствительности сенсора должен быть гораздо выше, но при этом пространственное разрешение значительно сокращается, так как оптимальная толщина чувствительной пленки существенно увеличивается.

Рассмотрим применение МФК в режиме отражения для увеличения чувствительности сенсоров магнитного поля, работающих в видимой области спектра, в которой необходимо обеспечивать хорошую точность измерений даже при больших оптических потерях внутри магнитных слоев.

Как было отмечено выше, зачастую на практике используются магнитные пленки с лабиринтной доменной структурой. Это связано с удобством их использования для обнаружения локализованных на малых масштабах магнитных дефектов (например, полостей внутри ферромагнитных объектов). Сенсор на

МФК с доменной структурой может обеспечить увеличение чувствительности магнитооптических сенсоров на два порядка. Это увеличение зависит от коэффициента поглощения магнитных и немагнитных материалов в требуемой области спектра и их магнитных и магнитооптических свойств. Как следует из уравнения (4.67), чувствительность однослойной пленки определяется ее удельным углом фарадеевского вращения и величиной поля насыщения, при которой исчезает доменная структура пленки. Можно выделить два вклада в чувствительность датчика: первый связан с фарадеевским вращением, а второй - с полем насыщения B_s .

Вклад фарадеевского вращения в полную чувствительность датчика может быть увеличен примерно в 2 раза по сравнению со случаем использования стандартных пленок с оптимизированным составом. Этот вклад также может быть увеличен при использовании МФК: до 10 раз в видимой области спектра и более 10 раз в инфракрасном диапазоне.

Поле насыщения может быть существенно уменьшено путем подбора толщины отдельных магнитных слоев МФК. В случае однослойного магнитооптического датчика, возможные значения угла Фарадея Φ_F и поля насыщения B_s связаны между собой и зависят от состава и магнитных свойств магнитооптического материала. Для увеличения удельного угла Фарадея необходимо использовать пленки висмут содержащих ферритов-гранатов с добавлением ионов Sm и Lu для обеспечения необходимого значения одноосной магнитной анизотропии и достижения полосовой или лабиринтной доменной структуры.

В обычном случае однослойного сенсора для получения оптимальной толщины пленки сенсора поле насыщения должно лежать в диапазоне 50-100 мТл, в зависимости от толщины и состава пленки. В результате достижение оптимальных магнитооптических свойств приводит к значительному снижению магнитной чувствительности.

В МФК, предназначенном для использования в зеленой области видимого спектра, типичная толщина отдельных магнитооптических слоев составляет около 50 нм. При этом существует возможность изменять эту толщину для оптимизации поля насыщения и размеров доменов в отдельных слоях МФК-структуры. Конечно, при этом также должны быть изменены толщины окружающих (немагнитных) слоев для получения необходимого периода МФК-структуры, который определяет рабочую длину волны.

Пространственное разрешение датчика, основанного на использовании доменной структуры, определяется шириной магнитных доменов сенсорной пленки и расстоянием между источником магнитного поля и пленкой.

Типичные зависимости ширины доменов и поля насыщения для однослойной пленки от относительной толщины h/l пленки представлены на рис. 4.16а [209]. Так называемая характеристическая длина одноосного анизотропного магнитного материала $l = \sigma_w / 4\pi M_s^2$ (где σ_w – плотность энергии доменной стенки) широко используется для описания магнитных свойств анизотропных магнитных пленок, обладающих полосовой или лабиринтной доменной структурой.

Для состава $(\text{BiSmLu})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с $4\pi M_s = 1600$ Г и полем одноосной анизотропии $H_k = 2K_u / M_s = 200$ мТл, характеристическая длина l составляет 40 нм. В реальных приложениях МФК представляет собой структуру, состоящую из около десятка магнитостатически связанных между собой тонких магнитных пленок, чередующихся с немагнитными слоями.

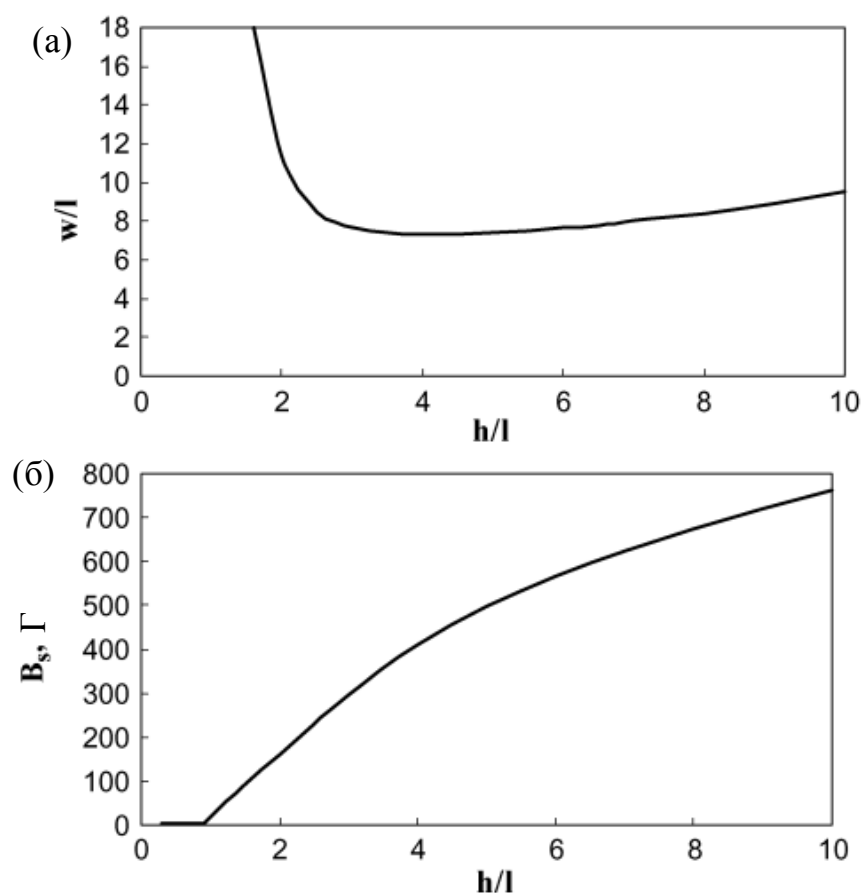


Рис. 4.16: Зависимости безразмерной ширины доменов (а) и магнитного поля насыщения (б) от безразмерной толщины пленки [209].

Взаимосвязь поля насыщения для полосовой доменной структуры, существующей в одноосных магнитных пленках, и магнитных свойств материала рассмотрена в работе [209]. Типичная зависимость магнитного поля насыщения от безразмерной толщины для пленок с вышеуказанными магнитными свойствами представлена на рис. 4.16б.

Известно, что в системе магнитостатически связанных пленок наблюдается некоторый рост магнитного поля насыщения по сравнению со случаем однослойной пленки [210]. Поле насыщения МФК может быть уменьшено до уровня порядка 1 мТл благодаря тому, что в МФК есть два регулируемых параметра: толщины отдельных магнитных слоев и значение характерной длины магнитно-

го материала. Стоит отметить, что минимально возможное значение регистрируемого поля тонких одноосно-анизотропных магнитных пленок с толщиной порядка характерной длины материала ограничено наличием коэрцитивной силы. Типичные значения коэрцитивной силы для феррит-гранатовых пленок, толщина которых сравнима с характерной длиной материала, составляют около 4 мТл [210].

Структура МФК определяется рядом параметров, таких как общее количество слоев, тип и толщина каждого слоя, количество слоев в структуре и количество локальных дефектов периодичности МФК. Количество варьируемых параметров может быть очень большим даже для структур с малым числом слоев. Можно рассматривать как симметричные МФК, состоящие из строго периодически расположенных слоев, так и несимметричные МФК, состоящие из произвольно расположенных квазипериодических подслоев. Можно выделить три основных типа структур МФК (рис. 4.17), два из которых (а, б) к настоящему времени детально исследованы. Исследование третьего, общего типа является наиболее перспективным с точки зрения оптимизации структуры МФК для практических применений [211].

Рассмотрим особенности оптических и магнитооптических свойств каждого из трех типов МФК, изображенных на рис. 4.17. Структура с магнитной полостью (рис. 4.17а) позволяет значительно увеличить угол Фарадея, сохраняя при этом высокую прозрачность. Но из-за многократного переотражения луча поглощение внутри структуры значительно возрастает, и эффективность использования таких структур падает. Спектры оптимизированного МФК первого типа, как правило, имеют резко выраженные резонансные линии пропускания и угла Фарадея. Однако, для практического наблюдения численно рассчитанных пиков необходимо очень точно (на субнанометровых масштабах) контролировать толщину каждого слоя в процессе осаждения. Также необходимо избегать

любого термического изменения показателей преломления внутри слоев, чтобы узкие резонансы не смещались от заданных длин волн.

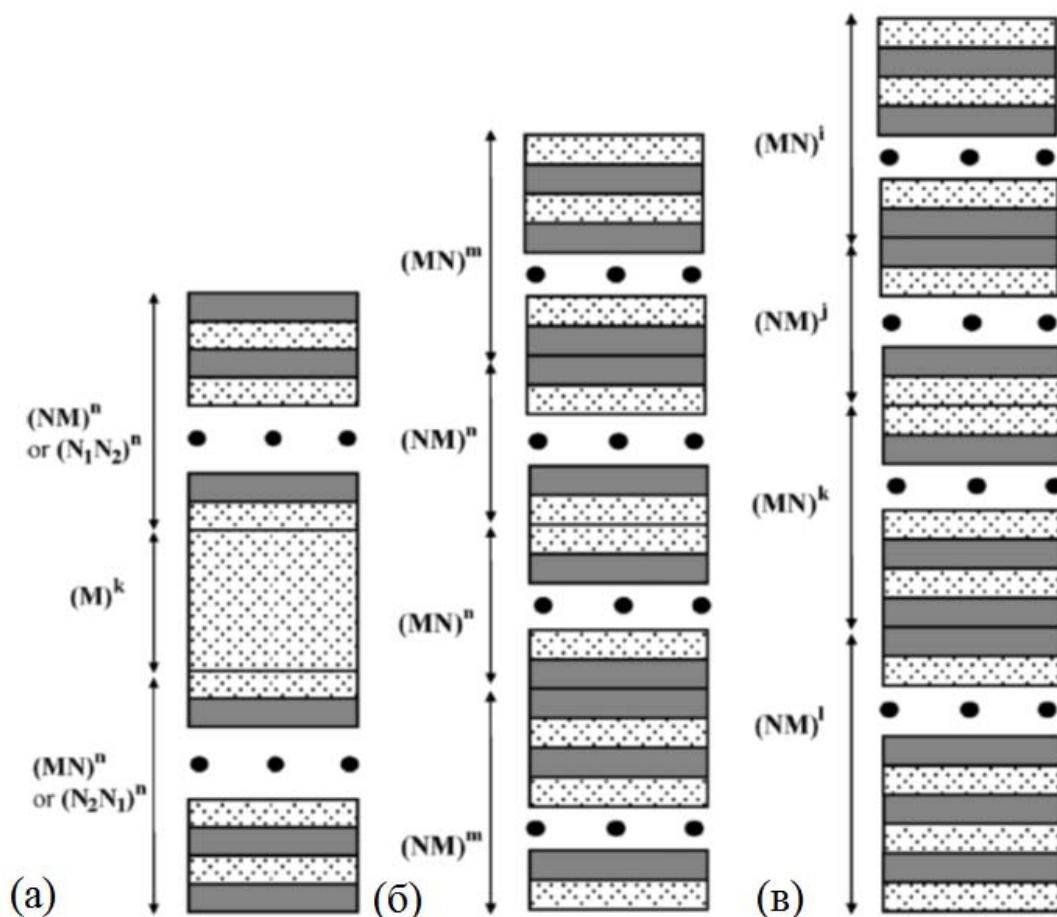


Рис. 4.17: Различные типы МФК: симметричный МФК с полостью из толстого магнитного слоя, окруженного либо диэлектрическими зеркалами, либо последовательностью магнитных (М) и немагнитных (N) слоев толщиной в четверть длины волны (а); симметричный МФК со множеством дефектов, состоящий из последовательности подструктур, каждая из которых содержит четверть-волновые магнитные и немагнитные слои (б); произвольным образом расположенные (в общем случае ассиметрично) подструктуры со множеством дефектов, содержащие магнитные и немагнитные слои произвольной толщины (в) [212].

Симметричный МФК со множеством структурных дефектов обычно состоит из чередующихся магнитных и немагнитных слоев толщиной в четверть длины волны (рис. 4.17б). Такой тип МФК обеспечивает высокую гибкость при проектировании оптических изоляторов и модуляторов с возможностью контроля спектральной полосы пропускания. Это связано с наличием в структуре нескольких спектрально перекрывающихся слабых резонансов от последовательности подструктур с дефектами. Оптимизацией таких структур можно получить различные виды спектральных откликов.

Если убрать требование симметрии расположения подструктур вместе с ограничением на толщину слоев в четверть длины волны, получим самый общий тип МФК (рис. 4.17в), предоставляющий наибольшие возможности для управления оптическими свойствами структуры.

В процессе оптимизации таких сложных структур размерность пространства параметров снижается последовательно: сначала определяются типы и составы всех подструктур и их максимальное количество, затем для расчета толщин выбирается некоторая отдельная комбинация слоев, в то время как толщины остальных подструктур считаются постоянными и равными половине длины волны. Оптимизация структуры МФК выполняется для нормального падения света, а все возможные зависимости спектральных характеристик от поляризации и угла падения света анализируются уже после этого. Однако, алгоритм оптимизации можно запустить и для случая произвольного угла падения света и произвольной плоскости поляризации входного сигнала.

Расчеты проводились методом матриц переноса (§6.1 главы I). При оптимизации предполагалось, что магнитные слои МФК имеют состав $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, коэффициент поглощения, равный $800\text{--}1200\text{ см}^{-1}$, и гирацию $g = 0,04$ на длине волны 560 нм . Было обнаружено, что МФК, обладающие структурой типа $\text{GGG}/(\text{M})^a(\text{LM})^b(\text{M})^c(\text{ML})^d/\text{Ag}$, где материалом немагнитных слоев L является гадолиний галлиевый гранат, особенно перспективны для практических приме-

нений. Это связано с тем, что структуры такого типа обладают большим коэффициентом усиления эффекта Фарадея по сравнению с однослойной магнитной пленкой той же толщины, что и совокупная толщина магнитных слоев МФК. Алгоритм оптимизации (при нормальном падении света) дает глобальный оптимум, соответствующий максимально возможному удельному углу фарадеевского вращения при отражении, путем подсчета оптических откликов всех структур описанного типа для индексов $(a, \dots, d)$ в диапазоне (1 ... 15). В процессе оптимизации толщина отражающего серебряного слоя считалась постоянной и равной 100 нм; все оптические толщины слоев (L, M) структуры считались равными четверти рабочей длины волны (560 нм). Алгоритм группирует из вычислительной области все такие МФК, которые обладают коэффициентом отражения более 40% на рабочей длине волны, углами Фарадея большими, чем 10° и имеют толщину не более 30 слоев (или 3 мкм, в зависимости от того, какая величина меньше).

На рис. 4.18 показаны спектры пропускания и угла Фарадея структуры, оптимизированной для получения максимального удельного угла Фарадея, полученные при коэффициенте поглощения 1200 см^{-1} в слоях BIG. Найденная оптимальная структура описывается формулой $\text{GGG}/(\text{M})^1(\text{LM})^4(\text{M})^2(\text{ML})^6/\text{Ag}$ и состоит из 20 слоев с общей толщиной 1,41 мкм, не считая серебряного покрытия. Данная структура МФК была выбрана в качестве кандидата для экспериментальной реализации в сенсорах повышенной чувствительности благодаря малой толщине (215,4 нм) самого толстого из магнитных слоев, что приводит к насыщению намагниченности в малых магнитных полях в соответствии с рис. 4.16б.

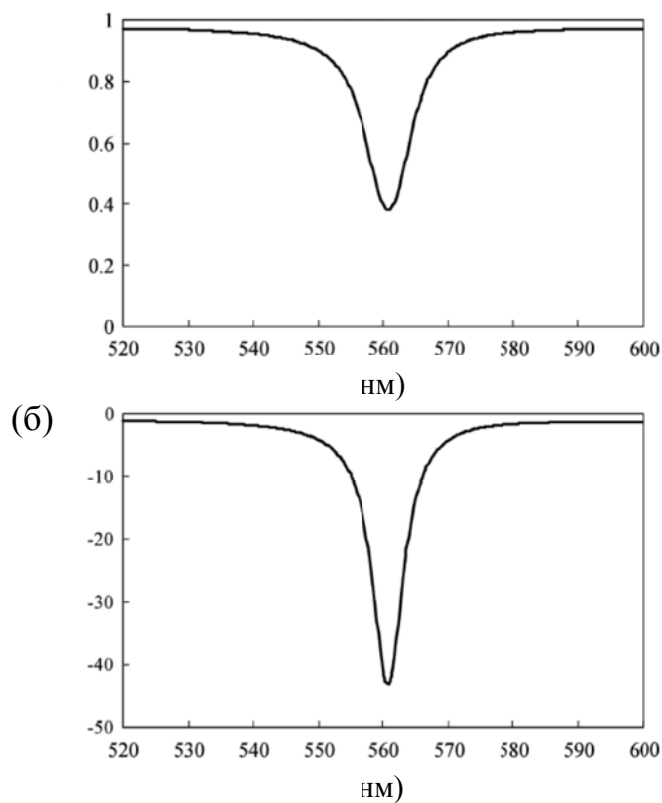


Рис. 4.18: Спектры коэффициента отражения (а) и угла Фарадея (б) для оптимальной структуры $\text{GGG}/(\text{M})^1(\text{LM})^4(\text{M})^2(\text{ML})^6/\text{Ag}$, состоящей из МФК и слоя серебра толщиной 100 нм и оптимизированной для работы в видимом диапазоне длин волн. Материал подложки и немагнитных слоев L – гадолиний галлиевый гранат ($n=1,96$), материал магнитных слоев M – $\text{Bi}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ с $n=2,6$, удельным углом Фарадея $5^\circ/\text{мкм}$ и коэффициентом поглощения 1200 см^{-1} на длине волны 560 нм [212].

Зависимость максимально достижимого за счет оптимизации коэффициента усиления угла Фарадея в МФК описанного типа от поглощения показана на рис. 4.19. Важно отметить, что ни у одной из найденных структур МФК не было общей симметрии в расположении слоев.

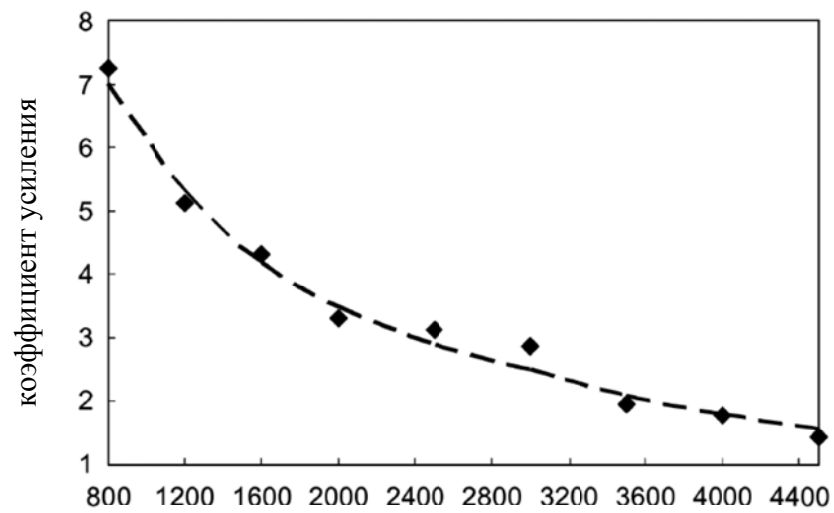


Рис. 4.19: Зависимость коэффициента усиления оптимизированного МФК от коэффициента поглощения магнитных слоев. Оптимизация проводилась для структуры типа $G\bar{G}G/(M)^a(LM)^b(M)^c(ML)^d/Ag$; критерии оптимизации указаны в тексте [212].

Глава V

Обратные магнитооптические эффекты в периодических наноструктурах

1. Эффективное магнитное поле, создаваемое поверхностным плазмон-поляритоном

Поскольку эффективное магнитное поле, возникающее в результате обратного эффекта Фарадея, пропорционально мнимой части векторного произведения $\mathbf{m} = \text{Im}([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*])$ (см. уравнение (1.16)), где $\mathbf{E}$ - вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны, то для возникновения обратного эффекта Фарадея необходимо, чтобы электромагнитное поле в магнитной среде имело эллиптическую поляризацию. Кроме того, для возможности эффективного воздействия на намагниченность среды необходимы большие значения эффективного магнитного поля, т.е. большие значения амплитуды электрического поля электромагнитной волны. Как правило, для выполнения этих двух условий используют импульсы циркулярно поляризованного лазерного излучения большой интенсивности ($\sim 1 \text{ кВт/мкм}^2$). Однако оказывается, что отличное от нуля векторное произведение $\mathbf{m}$ в магнитной среде можно получить и без использования циркулярно поляризованной подсветки.

Рассмотрим электромагнитное поле поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком (см. Рис. 1.8). Оно имеет три компоненты поля H_y , E_x , E_z , заданные в металле уравнением (1.18) и в диэлектрике уравнением (1.19). Компоненты поля E_x и E_z имеют сдвиг по фазе на $\pi/2$, что приводит к ненулевому векторному произведению в диэлектрике (при $z > 0$ на рис. 1.8) и в металле (при $z < 0$ на рис. 1.8):

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= 2A^2 \frac{\beta\gamma_2}{(\omega\varepsilon_0\varepsilon_d)^2} \exp(-2\gamma_2 z) \mathbf{j}, \quad z > 0 \\ \mathbf{m} &= -2A^2 \frac{\beta\gamma_1}{(\omega\varepsilon_0\varepsilon_m)^2} \exp(-2\gamma_1 z) \mathbf{j}, \quad z < 0 \end{aligned} \quad (5.1)$$

где $\mathbf{j}$ - единичный вектор вдоль оси ОУ, т.е. лежит в плоскости границы раздела между металлом и диэлектриком и перпендикулярно направлению распространения ППП. Таким образом, ППП создает постоянное эффективное магнитное поле в магнитной среде [213]. Причем это поле направлено в плоскости образца, в отличие от эффективного магнитного поля, создаваемого при обратном эффекте Фарадея, которое направлено по нормали к образцу. Другим важным отличием является то, что такой уединенный плазмон может быть возбужден линейно-поляризованным светом, имеющим p -поляризацию.

Как следует из уравнений (5.1), эффективное магнитное поле в металле и в диэлектрике направлено в противоположные стороны. Однако, в системе из немагнитного металла (например, золото или серебро) и магнитного диэлектрика (например, феррит-гранат), эффективное магнитное поле будет возникать только в диэлектрике, и структура будет приобретать намагниченность только в одном направлении. При этом стоит отметить, что поскольку поле плазмонной волны экспоненциально затухает при погружении в металл или диэлектрик, то наведенное плазмоном эффективное магнитное поле существует только в приповерхностном слое, толщина которого определяется волновым числом γ . В случае пленки феррита-граната характерная толщина такого слоя составляет 100 нм для ближнего ИК диапазона.

Экспериментально наличие эффективного магнитного поля плазмона может быть обнаружено по вызванной им прецессии намагниченности магнитной пленки относительно направления внешнего магнитного поля.

Если по структуре распространяются в различных направлениях не один, а несколько ППП, то возникает их интерференция, в результате которой внутри магнитного материала уже отличны от нуля все три компоненты электрического

поля. При этом между этими компонентами поля возникает сдвиг по фазе и в результате эффективное магнитное поле также приобретает компоненту вдоль нормали к пленке. Необходимо отметить, что при симметричном распространении ППП средняя по пространству величина $\mathbf{m}$ оказывается равной нулю. На одном периоде образовавшейся интерференционной картины располагаются как положительные, так и отрицательные максимумы всех трех компонент $\mathbf{m}$.

2. Усиление обратного эффекта Фарадея в перфорированных плазмонных пленках

ППП на границе металл/диэлектрик возбуждаются только при определенных условиях, которые могут выполняться, например, при наличии периодических структур (решеток) на поверхности одной из сред, т.е. в плазмонных кристаллах. Рассмотрим два типа плазмонных наноструктурированных пленок: тип I – диэлектрическая пленка, перфорированная периодической системой отверстий, нанесенная на металлический слой на магнитной подложке (Рис. 5.1а); тип II – перфорированная металлическая пленка, нанесенная непосредственно на гладкую магнитную подложку (Рис. 5.1б). В обоих случаях будем считать, что магнитный слой является диэлектриком. Циркулярно-поляризованная электромагнитная волна падает нормально к поверхности перфорированного слоя.

Если период структуры подобран соответствующим образом, то в области границы раздела между магнитным слоем и металлом возможно возбуждение ППП. При этом, в силу симметричного освещения, возбуждаются сразу четыре плазмона. Они образуют стоячую волну, в которой, аналогично рассмотренному выше случаю нескольких плазмонов на гладкой границе раздела, присутствуют сразу все три компоненты электрического поля, смещенные по фазе относительно друг друга, и наведенное эффективное магнитное поле имеет компоненты в плоскости пленки и вдоль нормали к ней.

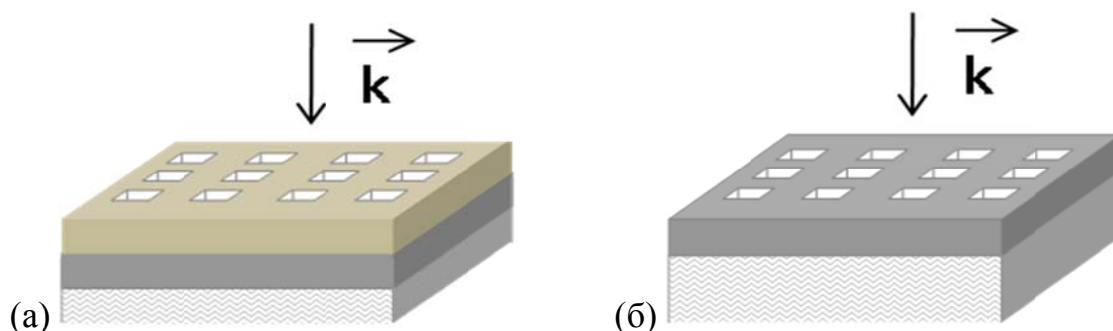


Рис. 5.1: Рассматриваемые плазмонные кристаллы для наблюдения обратного эффекта Фарадея: (а) [перфорированный диэлектрик]/[металл]/[магнитный диэлектрик]; (б) [перфорированный металл]/[магнитный диэлектрик].

На рис. 5.2 и 5.3 представлены результаты численного моделирования распределения интенсивности электромагнитного поля и компонент величины $\mathbf{m}$ в магнитном слое на расстоянии 10 нм от границы раздела с металлом в двух структурах первого типа (см. Рис. 5.1а).

Распределения электромагнитного поля в двух структурах имеют различный вид. Это связано с тем, что в двух случаях сильно различаются отношения между амплитудой дифракционного порядка, порождающего плазмонную волну, и амплитудами более низких дифракционных порядков. В случае структур, рассмотренных на рис. 5.2 и рис. 5.3, плазмоны возбуждаются третьими дифракционными порядками в прохождении. Если амплитуды других дифракционных порядков (нулевого, первого и второго порядков) существенно меньше амплитуды третьего дифракционного порядка, то возникают регулярные распределения интенсивности электромагнитного поля (рис. 5.2а) и компонент вектора $\mathbf{m}$, характеризующего величину обратного эффекта Фарадея (рис. 5.2 б-г). В противном случае распределения электромагнитного поля и компонент вектора $\mathbf{m}$ становятся более сложными (рис. 5.3).

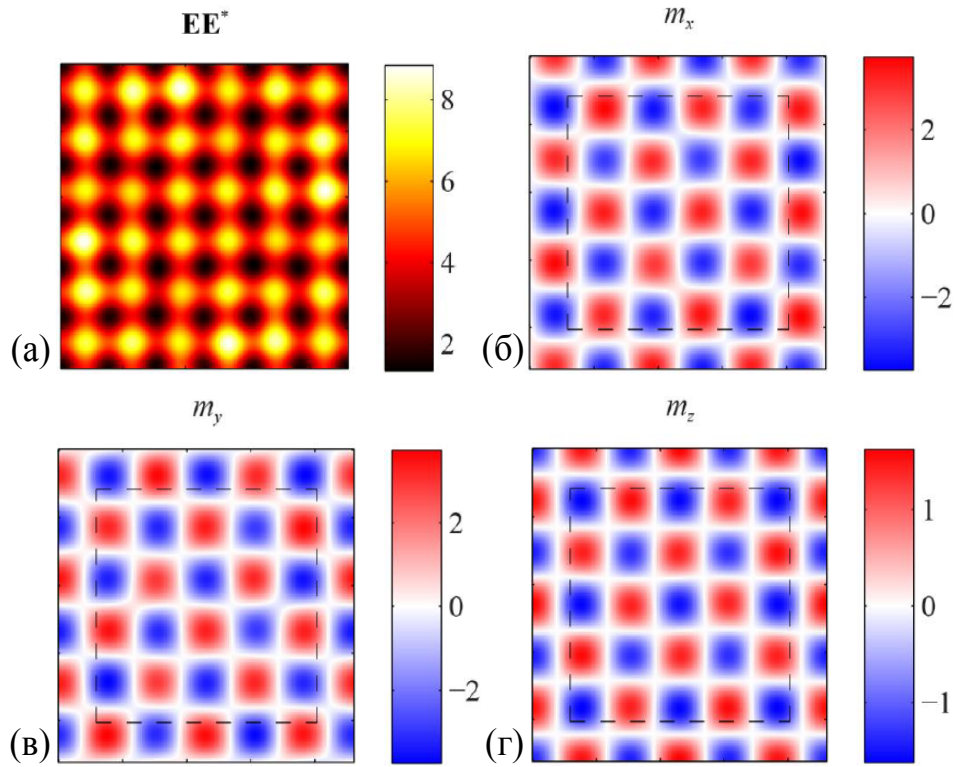


Рис 5.2: Контурные графики величины $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*)$ (а) и компонент вектора $\mathbf{m}$ (б-г) на глубине 10 нм в магнитном слое структуры первого типа (см. рис. 5.1а) со следующими параметрами: диэлектрическая проницаемость магнитной пленки 2,56, металл – серебро, период решетки $d = 924$ нм, диаметр отверстий $r = 236$ нм, высота диэлектрической решетки $h_{gr} = 260$ нм, толщина металла $h_m = 70$ нм. Электрическое поле в структуре нормировано на электрическое поле падающей волны. Длина волны падающего света $\lambda = 550$ нм соответствует возбуждению поверхностного плазмона третьим дифракционным порядком. Показан один период структуры, квадратное отверстие находится в центре (показано штриховой линией) [214].

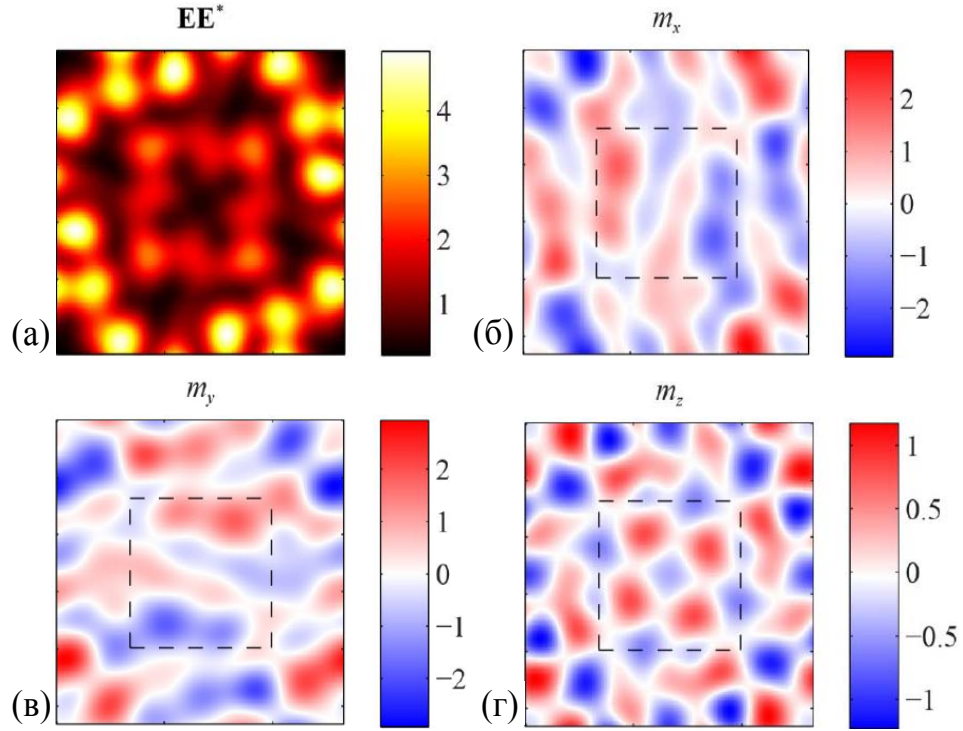


Рис 5.3: Контурные графики величины $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*)$ (а) и компонент вектора $\mathbf{m}$ (б-г) на глубине 10 нм в магнитном слое структуры первого типа (см. рис. 5.1а) со следующими параметрами: диэлектрическая проницаемость магнитной пленки 5,5, $d = 533$ нм, $r = 272$ нм, $h_{gr} = 147$ нм, $h = 57$ нм. Электрическое поле в структуре нормировано на электрическое поле падающей волны. Длина волны падающего света $\lambda = 550$ нм соответствует возбуждению поверхностного плазмона третьим дифракционным порядком. Показан один период структуры, квадратное отверстие находится в центре (показано штриховой линией) [214].

В обоих случаях имеет место локальное усиление величины $\mathbf{m}$, а, следовательно, и величины эффективного магнитного поля. Коэффициент усиления может быть определен при сравнении со случаем магнитной пленки, непокрытой плазмонным слоем. При нормальном падении электромагнитная волна индуцирует в магнитной пленке эффективное магнитное поле, направленное по оси Oz , поэтому вектор $\mathbf{m}$ имеет только одну компоненту. В случае плазмонных

кристаллов m_z оказывается примерно в 3 раза больше величины m_z для однородной пленки. Кроме того, в плазмонных кристаллах возникают компоненты m_x и m_y (рис. 5.2в,г и рис. 5.3в,г). Среднее значение m_x и m_y по периоду равно нулю. Тем не менее, в областях размером 20-40 нм знак этих величин постоянен.

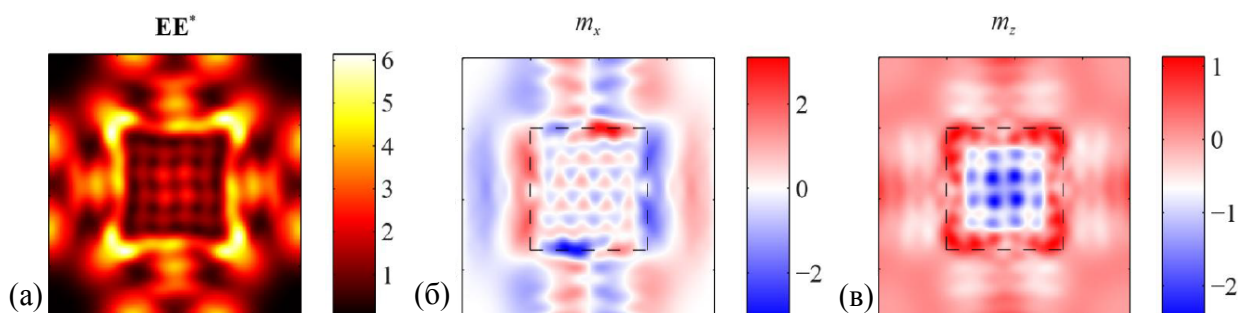


Рис. 5.4: Контурные графики величины $(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*)$ (а) и компонент вектора $\mathbf{m}$ (б-г) на глубине 10 нм в магнитном слое структуры второго типа (см. рис. 5.1б) со следующими параметрами: диэлектрическая проницаемость магнитной пленки 5,5; $d = 743$ нм, $r = 345$ нм, высота металлической решетки $h_{gr} = 151$ нм. Электрическое поле в структуре нормировано на электрическое поле падающей волны. Длина волны падающего света $\lambda = 855$ нм соответствует возбуждению поверхностного плазмона вторым дифракционным порядком. Показан один период структуры, квадратное отверстие находится в центре (показано штриховой линией) [214].

Важно отметить, что распределение поля может быть изменено путем вариации угла падения света или длины волны излучения, что дает возможность контролировать положение локальных областей усиления эффективного магнитного поля и его величину. При этом размер этих областей не превышает не-

скольких десятков нанометров, что очень важно для локальной записи информации на магнитные носители [215].

Плазмонные структуры второго типа (см. рис. 5.1б) также дают при возбуждении плазмонов усиление обратного эффекта Фарадея (рис. 5.4). В этом случае распределение поля во много повторяет контур отверстия в металле.

3. Обратный эффект Фарадея в диэлектрических решетках с волноводным слоем

Рассмотрим теперь обратный эффект Фарадея в полностью диэлектрических решетках. Они имеют ту же структуру, что и плазмонный кристалл первого типа (Рис. 5.1а), но вместо металлического слоя располагается магнитный диэлектрик, а подложка является немагнитным диэлектриком.

Получим приближенные выражения для величины m и интенсивности электрического поля I в области подложки, предполагая, что при нормальном падении волны с круговой поляризацией дифракционными порядками с номерами $(\pm n, 0)$, $(0, \pm n)$ в структуре возбуждаются квазिवолноводные моды, близкие по структуре поля к модам плоскопараллельного волновода. Рассмотрим случай, когда эти моды имеют поляризацию, близкую к ТЕ-поляризации. Таким образом, будем учитывать только y -компоненту электрического поля для мод, распространяющихся вдоль оси Ox и x -компоненту электрического поля для мод, распространяющихся вдоль оси Oy . Тогда электрическое поле, соответствующее прошедшим затухающим порядкам дифракции имеет вид

$$\begin{aligned} E_{y,n,0} &= T_{n,0} \exp(-i\omega t) \exp(i\beta_n x) \exp(\gamma_n z), \\ E_{x,0,n} &= T_{0,n} \exp(-i\omega t) \exp(i\beta_n y) \exp(\gamma_n z), \end{aligned} \quad (5.2)$$

где $\beta_n = 2\pi n/d$, $\gamma_n = \sqrt{\beta_n^2 - k_0^2 \varepsilon_{sub}}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$. В случае симметричной структуры и круговой поляризации падающей волны имеют место следующие соотношения

между комплексными амплитудами порядков: $|T_{n,0}| = |T_{-n,0}| = |T_{0,n}| = |T_{0,-n}|$ [216,217].

Кроме того, если в рассматриваемой структуре квазиволноводные моды, распространяющиеся вдоль осей Ox и Oy , возбуждаются только ТЕ- и только ТМ-компонентами падающей волны соответственно, разность фаз между возбуждаемыми модами будет равна разности фаз между компонентами падающей волны. В случае круговой поляризации разность фаз составляет $\pi/2$, таким образом, выполняются равенства $T_{n,0} = iT_{0,n}$, $T_{-n,0} = iT_{0,-n}$. Справедливость такого предположения была показана в работе [218] для структур, состоящих из диэлектрической дифракционной решетки и металлического слоя. С учетом приведенных выражений амплитуды порядков можно представить в виде

$$\begin{aligned} T_{n,0} &= iT_{0,n} = T_{\pm n} \exp(i\varphi), \\ T_{-n,0} &= iT_{0,-n} = T_{\pm n} \exp(-i\varphi), \dots \end{aligned} \quad (5.3)$$

где $T_{\pm n} = |T_{n,0}| \exp\left[i\left\{\arg(T_{n,0}) + \arg(T_{-n,0})\right\}/2\right]$, $\varphi = [\arg(T_{n,0}) - \arg(T_{-n,0})]/2 \pmod{2\pi}$.

Подставляя полученные представления в (5.2), запишем выражения для компонент электрического поля суперпозиции порядков дифракции:

$$\begin{aligned} E_{y,\pm n,0} &= E_{y,n,0} + E_{y,-n,0} = \\ &= 2T_{\pm n} \exp(-i\omega t) \cos(k_n x + \varphi) \exp(\kappa_n z), \\ E_{x,0,\pm n} &= E_{x,0,n} + E_{x,0,-n} = \\ &= -2iT_{\pm n} \exp(-i\omega t) \cos(k_n y + \varphi) \exp(\kappa_n z). \end{aligned} \quad (5.4)$$

Учитывая (5.4), получим выражение для величины m :

$$m(x, z) = 8|T_{\pm n}|^2 |\cos(k_n x + \varphi) \cos(k_n y + \varphi)| \exp(2\kappa_n z). \quad (5.5)$$

Интенсивность электрического поля при этом будет иметь вид

$$I(x, z) = 4|T_{\pm n}|^2 [\cos^2(k_n x + \varphi) + \cos^2(k_n y + \varphi)] \exp(2\kappa_n z). \quad (5.6)$$

Из выражений (5.5) и (5.6) следует, что распределения величин m и I периодичны по x и y с периодом $d/2n$. Найдем положения максимумов интенсивно-

сти электрического поля и величины m . Полагая $\varphi = 0$, можно показать, что максимумы обеих величин совпадают и находятся в точках

$$\begin{cases} x_l = \frac{d}{2n}l, \quad l \in \mathbb{Z}, \\ y_k = \frac{d}{2n}k, \quad k \in \mathbb{Z}. \end{cases} \quad (5.7)$$

На рис. 5.4 показаны теоретические распределения (5.5), (5.6) в пределах одного периода решетки при $z = 0$ и $n = 3$.

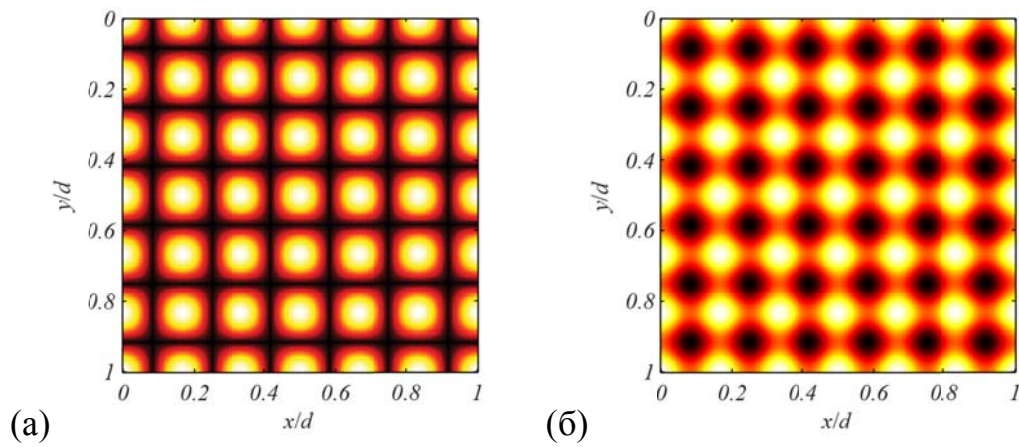


Рис. 5.5: Теоретические оценки вида распределений величины m (а) и интенсивности электрического поля (б) в подложке на границе раздела волноводный слой/подложка на одном периоде решетки при возбуждении в структуре волноводных мод ТЕ-типа при $n = 3$.

Еще раз отметим, что полученные выражения являются оценками, не учитывающими вклад дифракционных порядков с номерами, отличными от $(\pm n, 0)$, $(0, \pm n)$ и предполагающими ТЕ-поляризацию возбуждаемых мод. Для их проверки необходимо на основе электромагнитной теории дифракции рассчитать распределения интенсивности поля и величины m , формируемые рассматриваемой структурой.

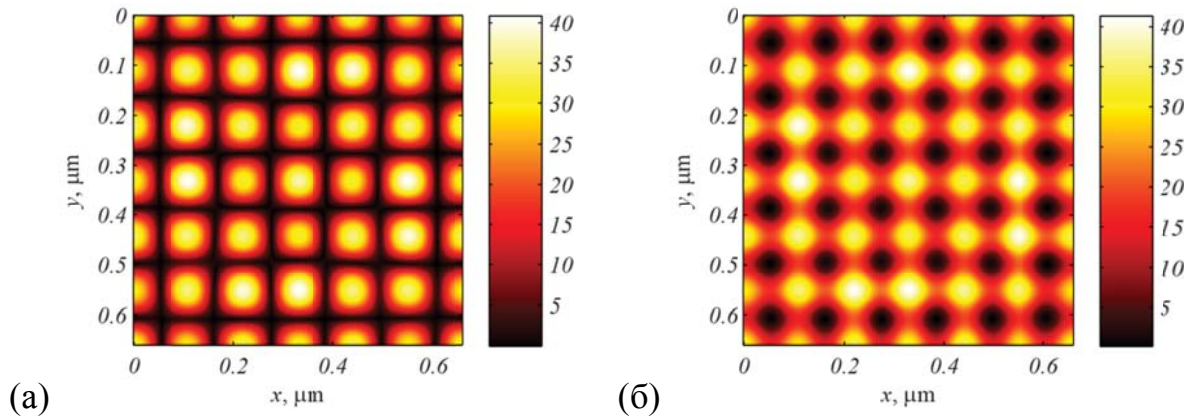


Рис. 5.6: Распределения величины m (а) и интенсивности электрического поля (б) в подложке на границе раздела волноводный слой/подложка на одном периоде дифракционной решетки, нормированные на значения без дифракционной структуры. Параметры структуры: размер отверстий $r=413$ нм, высота решетки $h_{gr}=153$ нм, толщина диэлектрической пленки $h_d=963$ нм. При указанных параметрах дифракционными порядками с номерами $(\pm 3, 0)$, $(0, \pm 3)$ в структуре возбуждаются квазिवолноводные моды ТЕ-типа. Показан один период структуры, квадратное отверстие находится в центре [219].

Теперь перейдем к численному расчету на основании метода связанных мод в пространстве Фурье. При численном моделировании предполагалось, что на структуру падает нормально волна с круговой поляризацией и длиной волны 442 нм. Для моделирования выбраны следующие значения материальных параметров структуры: диэлектрическая проницаемость среды над структурой $\varepsilon_{super}=1,69$, $\varepsilon_{gr}=\varepsilon_l=4,41$, $\varepsilon_{sub}=2,56$. Период дифракционной решетки был выбран равным 660 нм. Остальные геометрические параметры структуры, приведенные в подписи к рис. 5.6, найдены с помощью оптимизационной процедуры из условия минимизации критерия, представляющего отличие расчетной интенсивности электрического поля от теоретической оценки интенсивности (5.6)

при $n = 3$. Отметим, что минимизация указанного критерия также обеспечивает близость распределения величины m к теоретической оценке (5.5).

На рис. 5.6 показаны распределения величины m (а) и интенсивности электрического поля I (б) в подложке на границе раздела волноводный слой/подложка (при $z = 0$) на одном периоде дифракционной решетки, нормированные на значения без дифракционной структуры. Согласно рис. 5.6, использование предложенной дифракционной структуры позволяет достичь локального усиления интенсивности электрического поля и величины ОЭФ на порядок в областях с размером порядка 100 нм (период распределений на рис. 5.6 составляет $d/6 = 110$ нм), при этом вид распределений хорошо совпадает с теоретическими оценками (5.5), (5.6).

4. Обратный экваториальный эффект Керра

Ситуацию, когда линейно поляризованная световая волна приводит к возникновению эффективного магнитного поля в направлении, перпендикулярном к плоскости падения света и в плоскости магнитной пленки, соответствует конфигурации экваториального эффекта Керра. Поэтому этот эффект может быть назван обратным ЭЭК. Как следует из §1 этой главы, такой эффект возникает при возбуждении уединенного плазмона. Однако, обратный эффект Керра может возникать и без возбуждения плазмонных волн. Рассмотрим это более подробно.

Векторное произведение $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ в формуле (1.16) не равно нулю для эллиптически поляризованного света, поэтому обратный эффект Фарадея наблюдается при прохождении сквозь среду циркулярно поляризованного света, а при линейной поляризации света – равен нулю. В конфигурации ЭЭК падающий свет линейно поляризован. Но из-за граничных условий в плоскости раздела диэлек-

трика и среды с поглощением или с отрицательной диэлектрической проницаемостью линейно поляризованный свет приобретает эллиптическую поляризацию, поэтому произведение внутри среды $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]$ не равно нулю. В самом деле, если электромагнитная волна с электрическим полем E^i падает под углом φ в плоскости xz (рис. 5.7а), то выражение для электрического поля волны внутри ферромагнетика имеет вид

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_z \end{pmatrix} = -E^t \begin{pmatrix} \cos \varphi_t \\ \sin \varphi_t + i g / \varepsilon \cos \varphi_t \end{pmatrix} \exp(-i\gamma z), \quad (5.8)$$

где $E^t = t_{12} E^i$, $t_{12} = 2 \cos \varphi_i / (\tilde{n} \cos \varphi_i + \cos \varphi_t)$, φ_t - угол, определяемый из закона Снеллиуса $\sin \varphi_t = \tilde{n}^{-1} \sin \varphi$; $\tilde{n} = n(1 + i\kappa)$ - комплексный показатель преломления ферромагнетика; $\gamma = k_0 \tilde{n} \cos \varphi_t$. В общем случае угол φ_t - комплексная величина. $\cos \varphi_t$ можно представить в виде [220]: $\cos \varphi_t = q \exp(i\delta)$, где $q = (\alpha^2 + \beta^2)^{1/4}$, $\alpha = 1 - (1 - \kappa^2) n^{-2} (1 + \kappa^2)^{-2} \sin^2 \varphi_i$, $\beta = 2\kappa n^{-2} (1 + \kappa^2)^{-2} \sin^2 \varphi_i$, $\tan 2\delta = \beta / \alpha$.

Выражение (5.8) записано для p -поляризации падающего света. Следует отметить, что s -поляризованный свет имеет только одну компоненту электрического поля в среде и, следовательно, не может индуцировать эффективное магнитное поле (при условии, что слабые магнитно-дипольные переходы пренебрежимо малы).

Подставляя компоненты электромагнитного поля из уравнения (5.8) в уравнение (1.16), получаем выражение для эффективного магнитного поля внутри среды:

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{ia' |E_i|^2 |t_{12}|^2 \exp(2\gamma'' z)}{16\pi} [\sin \varphi_t (\cos \varphi_t)^* - (\sin \varphi_t)^* \cos \varphi_t] \mathbf{e}_y, \quad (5.9)$$

где $a' = \text{Re}(g)/M$, γ'' - мнимая часть γ ; $\mathbf{e}_y$ - единичный вектор вдоль оси Oy (см. рис. 5.6). При выводе уравнения (5.9) сделано предположение, что кристалл ферромагнетика имеет кубическую симметрию, и оставлены только линейные

по намагниченности члены (линейные по a). Как правило, показатель преломления ферромагнитных металлов имеет довольно большие по модулю действительную и мнимую части, поэтому можно считать, что $\cos \varphi_t \approx 1$. Вектор $\mathbf{e}_y$ перпендикулярен плоскости падения света, которая задается волновым вектором падающей волны $\mathbf{k}_0$ и нормалью к поверхности ферромагнетика $\mathbf{N}$. Следовательно, $\mathbf{e}_y$ представим в виде $\mathbf{e}_y = [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{N}] / (k_0 \sin \varphi)$. Принимая во внимание сказанное выше, выражение (5.9) принимает вид:

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{a' |E_i|^2 |t_{12}|^2 \kappa \exp(2k_0 n \kappa z)}{8\pi n (1 + \kappa^2) k_0} [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{N}]. \quad (5.10)$$

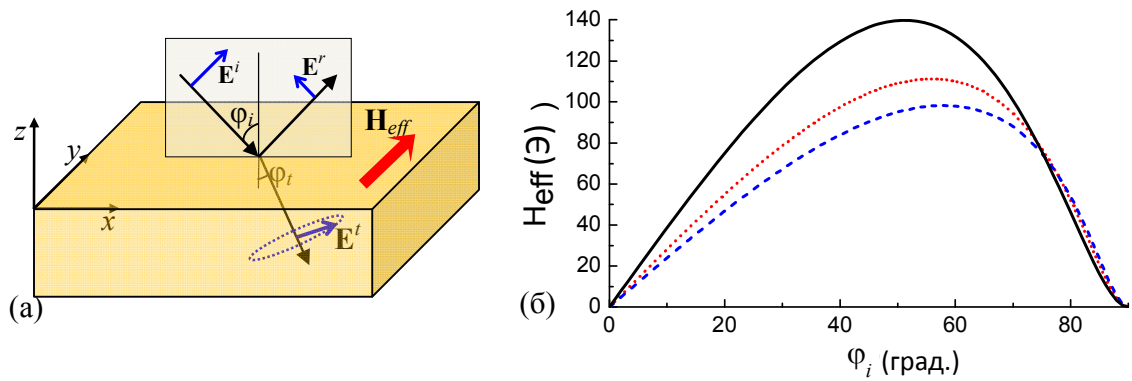


Рис. 5.7: (а) Конфигурация для наблюдения обратного ЭЭК: p -поляризованный свет падает под углом φ_i на ферромагнитную пленку и создает эффективное магнитное поле $\mathbf{H}_{eff}$ внутри нее. (б) Зависимости обратного ЭЭК вблизи поверхности (на глубине 5 нм) различных магнитных материалов от угла падения света: для магнитной металлической пленки (черная сплошная линия) на длине волны $\lambda = 630$ нм, для пленки никеля (красная пунктирная линия) на длине волны $\lambda = 630$ нм и для пленки редкоземельного феррита-граната (синяя штриховая линия) на длине волны $\lambda = 400$ нм. Расчеты проведены для случая освещения пленки 40 фс лазерными импульсами с пиковой интенсивностью 500 Вт/мкм^2 [221].

Так как в линейном по a приближении в уравнении (5.10) нет зависимости от g , то $\mathbf{H}_{eff}$ не зависит от $\mathbf{M}$ и появляется также в парамагнетиках и размагниченных ферромагнетиках. Направление $\mathbf{H}_{eff}$ определяется векторным произведением $[\mathbf{k}_0 \times \mathbf{N}]$ и, следовательно, изменяет свое направление на противоположное при изменении угла с φ_i на $-\varphi_i$.

Из уравнения (5.10) следует, что в рассматриваемой конфигурации эффективное магнитное поле появляется только в материалах, имеющих мнимую часть показателя преломления. Это означает, что электромагнитная волна должна затухать внутри ферромагнитной среды. Такое возможно, если материал обладает оптическими потерями и/или является металлом, т.е. имеет отрицательную действительную часть диэлектрической проницаемости. Однако, если магнитная пленка достаточно тонка, чтобы свет достигал ее нижней поверхности и отражался обратно, то эффективное магнитное поле возникает даже в среде с чисто вещественным показателем преломления.

Существует принципиальное различие между обратным ЭЭК и обратным эффектом Фарадея. Эффективное поле $\mathbf{H}_{eff}$, индуцированное при обратном эффекте Фарадея появляется при прохождении через вещество света с круговой поляризацией и направлено вдоль волнового вектора $\mathbf{k}_0$ падающей волны. С другой стороны, в соответствии с (5.10), эффективное магнитное поле, индуцированное при обратном ЭЭК, направлено вдоль векторного произведения $[\mathbf{k}_0 \times \mathbf{N}]$, т.е. перпендикулярно $\mathbf{k}_0$. Это отличие расширяет экспериментальные возможности для исследования оптически индуцированного фемтосекундного магнетизма. Стоит отметить, что природа различия двух эффектов заключается в различие зависимостей индуцированного магнитного поля от относительной ориентации векторов $\mathbf{k}_0$ и $\mathbf{M}$ (или внешнего магнитного поля). Угол Фарадея

$\Phi \sim (\mathbf{k} \cdot \mathbf{M})$, в то время как при ЭЭК $\Delta R/R \sim (\mathbf{k}_0 \cdot [\mathbf{M} \times \mathbf{N}])$, где $\Delta R/R$ - относительное изменение коэффициента отражения при перемагничивании среды.

Обратный ЭЭК также не связан с магнитным дихроизмом. Действительно, магнитный дихроизм определяется мнимой частью постоянной гирации среды, тогда как из уравнения (5.10) следует, что обратный ЭЭК связан с действительной частью постоянной гирации и, следовательно, наблюдается даже в среде без поглощения и дихроизма. Также обратный ЭЭК существенно отличается от обратного эффекта Коттона-Мутона. Эффект Коттона-Мутона четен относительно инверсии времени. Поэтому для возникновения магнитного момента необходимо наличие постоянного внешнего магнитного поля. В то же время обратный ЭЭК можно наблюдать в отсутствие внешнего магнитного поля.

Значение $\mathbf{H}_{\text{eff}}$, индуцированного импульсом электромагнитного поля в пленках железа, никеля и редкоземельного феррита-граната показано на рис. 5.7б. Максимальная величина эффекта наблюдается при угле падения света около 60° ; максимальное значение модуля $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ составляет около 120 Э вблизи поверхности пленки. При нормальном падении эффект исчезает из-за отсутствия компоненты E_z в электромагнитном поле падающей волны. Гирация диэлектрических пленок ферритов-гранатов, как правило, гораздо меньше, чем гирация металлического ферромагнетика. Тем не менее, вблизи резонансного поглощения в районе длины волны $\lambda = 370$ нм гирация может быть достаточно большой ($g \sim 0,1$), и модуль H_{eff} сопоставим с аналогичной величиной для ферромагнитных металлов (пунктирная линия на рис. 5.7б).

Индукцированное магнитное поле существует только при освещении образца и может быть определено, например, по изменению намагниченности материала M . А именно, если вектор $\mathbf{M}$ не направлен вдоль y -компоненты $\mathbf{H}_{\text{eff}}$, то это может привести к его прецессии вокруг внешнего магнитного поля. Временная динамика ЭЭК и эффекта Фарадея может наблюдаться экспериментально техникой “накачка-зондирование” (“pump-probe”) [6].

Как было показано выше (см. §2,3 этой главы), обратный эффект Фарадея может быть существенно усилен за счет возбуждения в структурах ППП. Наибольшее усиление магнитооптических эффектов при возбуждении ППП происходит в структурах с относительно малыми оптическими потерями. Коэффициент усиления для плазмонных структур, содержащих ферромагнитные металлы, такие как никель или кобальт, весьма мал из-за больших оптических потерь внутри этих материалов. Тем не менее, если структура включает в себя комбинацию благородных и ферро-магнитных металлов, влияние оптических потерь на эффекты может быть частично скомпенсировано возбуждением ППП. Рассмотрим обратный ЭЭК в плазмонных структурах.

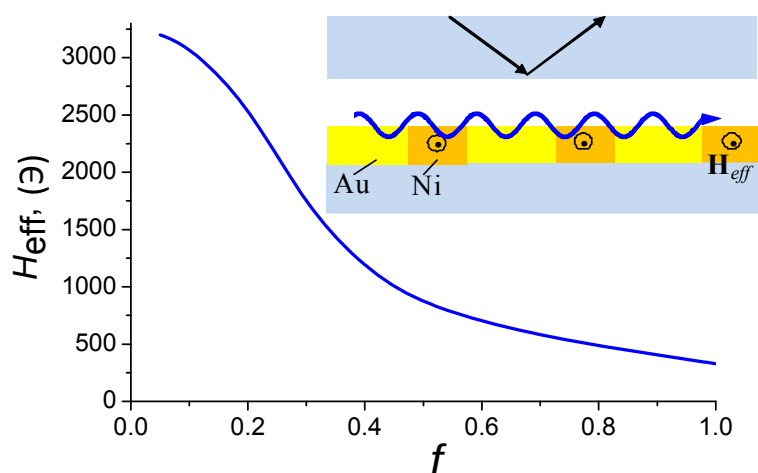


Рис. 5.8: Зависимость обратного ЭЭК при возбуждении ППП в композитной периодической структуре Au/Ni (показана на вставке) от фактора заполнения никеля f ($\lambda = 630$ нм). Эффективное магнитное поле H_{eff} рассчитано на глубине 5 нм. Период структуры $d = 200$ нм, толщина слоя 200 нм, диэлектрическая проницаемость подложки $\epsilon = 5$ (нижняя синяя область). ППП возбуждается в конфигурации Отто с помощью призмы с $\epsilon = 5$ (синяя верхняя область) p -поляризованным лазерным импульсом, падающим под углом 28° . Пиковая интенсивность импульса 500 Вт/мкм²; длительность импульса 40 фс.

В простейшем случае ППП могут возбуждаться на гладкой поверхности ферромагнитных металлов в конфигурации Отто или Кречманна с помощью призмы (рис. 5.8). Индуцированное при этом магнитное возрастает примерно в 4 раза по отношению к неплазмонному случаю. Большее усиление обратного ЭЭК может быть получено, если вместо однородного слоя ферромагнетика использовать композитный плазмонный материал, состоящий из периодически чередующихся полос золота и никеля субволновых размеров (см. вставку на рис. 5.8).

На длине волны 630 нм диэлектрические проницаемости золота и никеля имеют почти одинаковые действительные части, но их мнимые части сильно отличаются ($\varepsilon_{Au} = 8,9 + 1,1i$ и $\varepsilon_{Ni} = -9,2 + 14,4i$ [222]). Поэтому длины волн ППП на поверхностях золота и никеля почти одинаковые, но коэффициенты поглощения сильно различаются. Длина волны ППП, распространяющегося вдоль границы раздела [золото] / [никель], равна 595 нм (при длине волны падающего излучения $\lambda = 630$ нм). Если период структуры гораздо меньше, чем это значение, то композитная структура золото/никель является своего рода эффективной средой. Чем меньше доля никеля в структуре, тем больше эффективность возбуждения ППП.

Однородной никелевой пленке соответствует фактор заполнения $f=1$, где f определяет относительную объемную долю никеля в слое. При уменьшении f H_{eff} растет, что связано с повышением концентрации электромагнитного поля вблизи поверхности структуры при возбуждении ППП. Модуль H_{eff} достигает 3000 Э для узких никелевых полос ($f < 0,1$). Таким образом, при возбуждении ППП происходит значительное усиление обратного ЭЭК более чем на порядок величины.

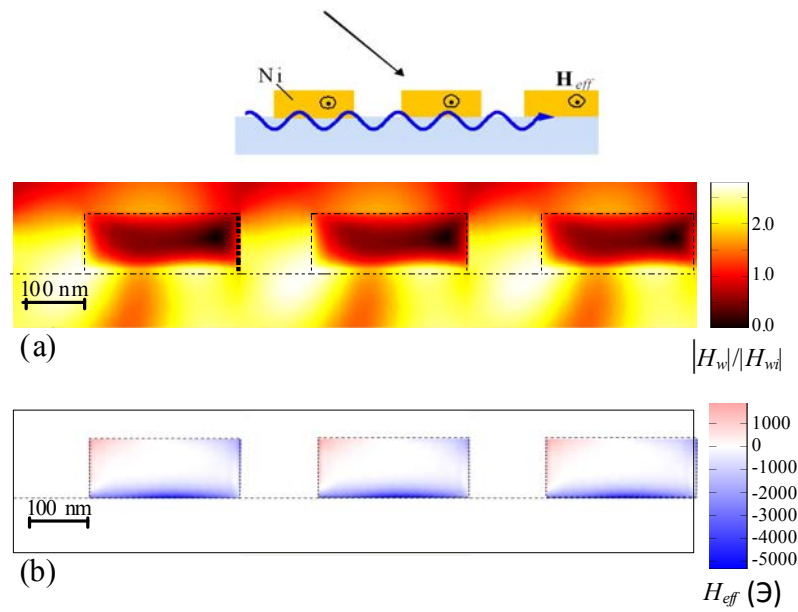


Рис. 5.9: (а) Распределение модуля магнитного поля $|\mathbf{H}_w|$ электромагнитной волны в плазмонном кристалле (схема кристалла изображена на вставке), нормированного на амплитуду магнитного поля падающей волны $|\mathbf{H}_{wi}|$. (б) Распределение эффективного магнитного поля H_{eff} , индуцированного в плазмонном кристалле лазерным импульсом. На рисунке изображены три периода структуры. Пиковая интенсивность лазерного импульса 500 Вт/мкм^2 ; длительность импульса 40 фс. Период структуры $d = 400 \text{ нм}$, ширина щели 120 нм, толщина никелевой пленки 100 нм.

Если из рассматриваемой структуры исключить золотые полосы («заменить» их воздухом), а период сделать сравнимым с длиной волны ППП, то влияние периодичности станет существенным, и такая структура может быть отнесена к классу плазмонных кристаллов. Хотя никель-содержащие плазмонные кристаллы обладают большими оптическими потерями, тем не менее, они также могут концентрировать электромагнитную энергию при выполнении условий возбуждения ППП (рис. 5.9а). Например, плотность электромагнитной энергии вблизи поверхности раздела никеля и диоксида кремния по отношению к падающей волне увеличивается на порядок.

Величина создаваемого в плазмонном кристалле эффективного магнитного поля также увеличивается и превышает 5000 Э вблизи поверхности никеля, что соответствует почти двукратному дополнительному усилению поля H_{eff} . Характерной особенностью обратного ЭЭК в плазмонных кристаллах является то, что поле H_{eff} имеет противоположные направления в разных частях никелевых полос (синий и розовый цвета на рис. 5.9б). Это открывает новые возможности для локального контроля намагниченности ферромагнитных материалов.

Глава VI

Оптическое и акустическое управление плазмонными резонансами

Как было показано в главе II, дисперсия ППП в плазмонном кристалле может быть изменена посредством внешнего магнитного поля. Поскольку управление намагниченностью образца возможно на временных масштабах порядка 100 пс - 1 нс, то это дает возможность модулировать характеристики плазмонной волны и прошедшей или отраженной световой волны с частотой до нескольких десятков гигагерц. Перейти к еще большим частотам можно путем воздействия на металл фемтосекундными импульсами лазерного излучения. Если энергия падающего импульса достаточно велика, то оптическое излучение вызывает сверхбыстрые изменения диэлектрической проницаемости металла, которые в свою очередь проявляются в сверхбыстрых изменениях коэффициентов отражения и прохождения. Эффективность воздействия оптического излучения на металл можно значительно увеличить, если использовать плазмонный кристалл, поскольку периодическая структура кристалла приводит к резонансному возбуждению ППП и к локализации электромагнитного поля вблизи металла.

В данной главе приведены результаты экспериментального и теоретического изучения явления сверхбыстрого изменения оптических свойств золота при возбуждении ППП в плазмонном кристалле.

1. Управление плазмонными резонансами посредством импульсов лазерного излучения

1.1. Экспериментальная установка и методика измерений

Наблюдение сверхбыстрых изменений оптических свойств плазмонного

кристалла проведено методом нелинейной спектроскопии «возбуждение-зондирования» («pump-probe») с фемтосекундным временным разрешением. В качестве источника накачки в экспериментальной установке использовался фемтосекундный Ti:Sa лазер с центральной длиной волны 800 нм, длительностью импульса $\tau_D = 30$ фс и частотой повторения импульсов 80 МГц (Рис. 6.1.). Для коррекции огибающей и центральной частоты лазерного импульса использовался формирователь импульсов. Затем лазерный импульс разделялся на импульсы накачки и зондирования при помощи светоделителя. Интенсивность импульса накачки приблизительно в 10 раз превосходила интенсивность импульса зондирования. Разность между оптическими длинами пути импульсов накачки и зондирования регулировалась линией задержки, находящейся на пути импульса накачки.

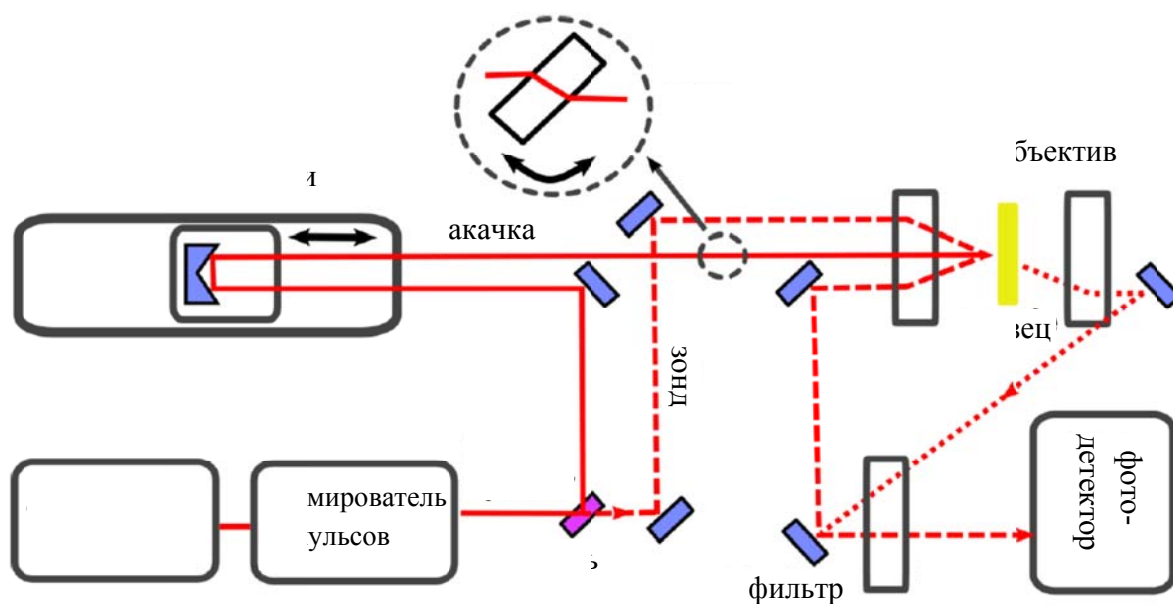


Рис. 6.1. Схема экспериментальной установки [223].

Использование столика поступательного движения с закрепленным на нем уголковым отражателем позволило менять временную задержку между зондирующим импульсом и импульсом накачки в пределах до 670 пс с шагом 7 фс.

Кроме того, импульс накачки проходил через механический прерыватель, работающий на частоте 3 кГц. Для устранения паразитных интерференционных сигналов фаза импульса зондирования модулировалась с частотой несколько кГц при помощи стеклянной пластины, закрепленной на гальво-приводе (5). Оба импульса фокусировались на образце зеркальным объективом с фокусным расстоянием 150 мм. При этом угол падения излучения на образец составлял 17° при разбросе по углу порядка 6° . Плоскости падения импульсов были установлены взаимно перпендикулярно. Таким образом, если плоскость падения импульса накачки перпендикулярна к щелям плазмонного кристалла, то плоскость падения зондирующего импульса параллельна щелям (рис. 6.2).

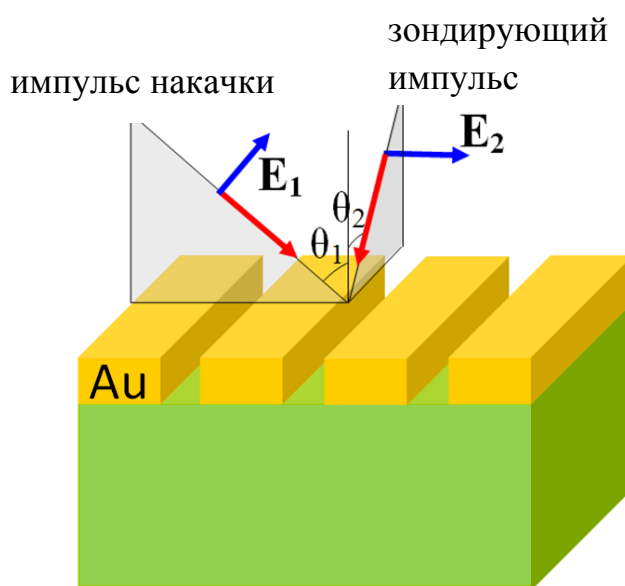


Рис. 6.2: Плазмонный кристалл и конфигурация падения излучения.

Диаметр пятна фокусировки импульса накачки на поверхности образца составлял 8 мкм, что соответствует плотности энергии в одном импульсе 500 мкДж/см^2 .

В эксперименте регистрировалась временная зависимость вызванного импульсом накачки изменения интенсивности зондирующего излучения, прошед-

шего сквозь исследуемый образец или отраженного от него. Для этого отраженный или прошедший сигналы синхронно детектировались с помощью сбалансированных фотодиодов и синхронного усилителя. В результате измерялись относительные изменения коэффициентов прохождения и отражения $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$, связанные с изменением оптических свойств плазмонного кристалла под действием импульса накачки.

1.2. Оптические свойства плазмонного кристалла

В качестве исследуемого образца плазмонного кристалла использовался тот же образец, что и при наблюдении ЭЭК (см. §3.5 главы II). Однако в данных экспериментах рабочий диапазон длин волн смещен в ближний ИК диапазон, поэтому необходимо изучить его оптические свойства в этом диапазоне. На рис. 6.3 показаны спектры коэффициентов пропускания и отражения, измеренные при освещении образца широкополосным излучением галогеновой лампы в конфигурации падения импульса накачки (плоскость падения перпендикулярна щелям золотой решетки, угол падения 17°) (рис. 6.3а) и в конфигурации падения зондирующего импульса (плоскость падения параллельна щелям золотой решетки, угол падения 17°) (рис. 6.3б).

Резонансы Фано наблюдаются в спектрах, соответствующих обоим конфигурациям падения излучения, что свидетельствует о возбуждении ППП. Дисперсия резонансов Фано в конфигурации импульса накачки показана на рис. 6.4. Она хорошо согласуется с дисперсией ППП, рассчитанной методом S-матрицы (штриховые линии на рис. 6.4). Следовательно, можно утверждать, что данные особенности спектров являются аномалиями Вуда, обусловленными возбуждением ППП. Импульс накачки возбуждает ППП на границе раздела золото / диэлектрик, принадлежащие к четвертой плазмонной зоне (штриховая линия (1) на рис. 6.4) и имеющие энергию 1,52 эВ, и ППП на границе раздела золото /

воздух, принадлежащие ко второй плазмонной зоне (штриховая линия (3) на рис. 6.4) и имеющие энергию 1,58 эВ.

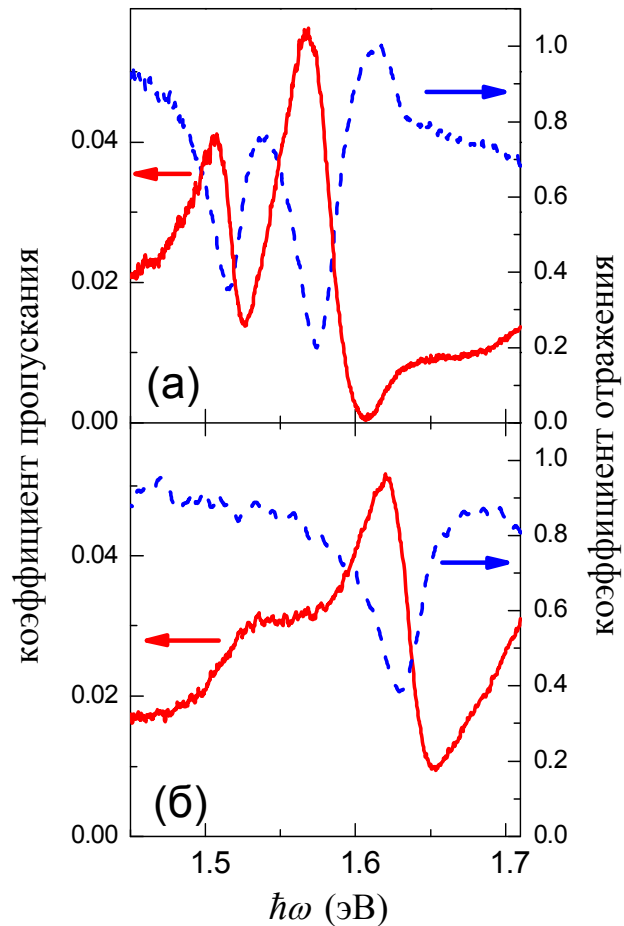


Рис. 6.3: Экспериментально измеренные спектры коэффициентов пропускания (сплошная кривая) и отражения (штриховая кривая) при падении излучения под углом 17° в конфигурациях импульса накачки (а) и зондирующего импульса (б). Падающее излучение в обоих случаях поляризовано перпендикулярно щелям плазмонного кристалла.

Спектр коэффициента пропускания в конфигурации зондирующего импульса слабо зависит от угла падения, поскольку плоскость падения содержит щели золотой решетки. Поэтому положение резонансов при $\theta_2 = 17^\circ$ совпадает с

положение резонансов при нормальном падении (сравните рис. 6.3б с сечением рис. 6.4 при $\theta_1 = 0^\circ$). Поскольку зондирующий импульс падает в плоскости щелей решетки, то он не передаёт никакого дополнительного импульса ППП, что соответствует $\theta_1 = 0^\circ$ на дисперсионной диаграмме. Следовательно, зондирующий импульс взаимодействует с ППП из четвертой плазмонной зоны на границе раздела золото / диэлектрик с энергией 1.63 эВ. Необходимо отметить, что в плазмонных кристаллах возможно возбуждение как локализованных, так и распространяющихся ППП. В данном случае возбуждаются именно распространяющиеся ППП, о чем свидетельствует выраженная дисперсия резонансов в зависимости от угла падения.

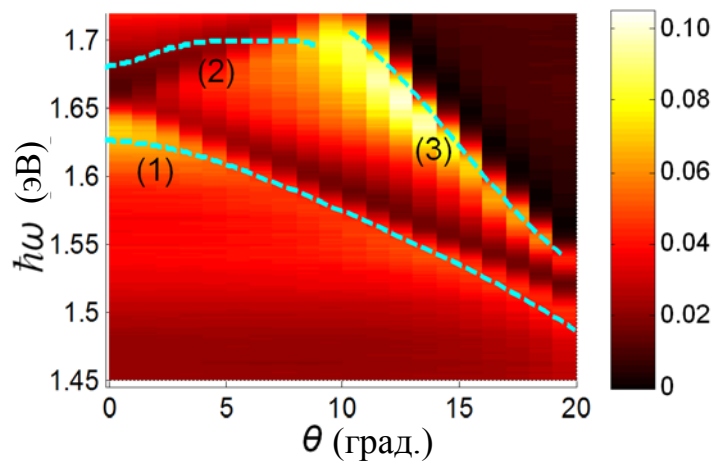


Рис. 6.4: Контурный график зависимости коэффициента пропускания от энергии падающего излучения и от угла падения θ_1 , измеренный в конфигурации импульса накачки. Дисперсия ППП, распространяющихся на границе раздела BiIG / Au (штриховые линии (1) и (2)), и на границе Au / воздух (штриховая линия (3)) рассчитаны с помощью метода матрицы рассеяния. Падающее излучение имеет p -поляризацию.

Картина распределения электромагнитного поля в структуре при освещении импульсами накачки и зондирования подтверждает возбуждение ППП

(рис. 6.5).

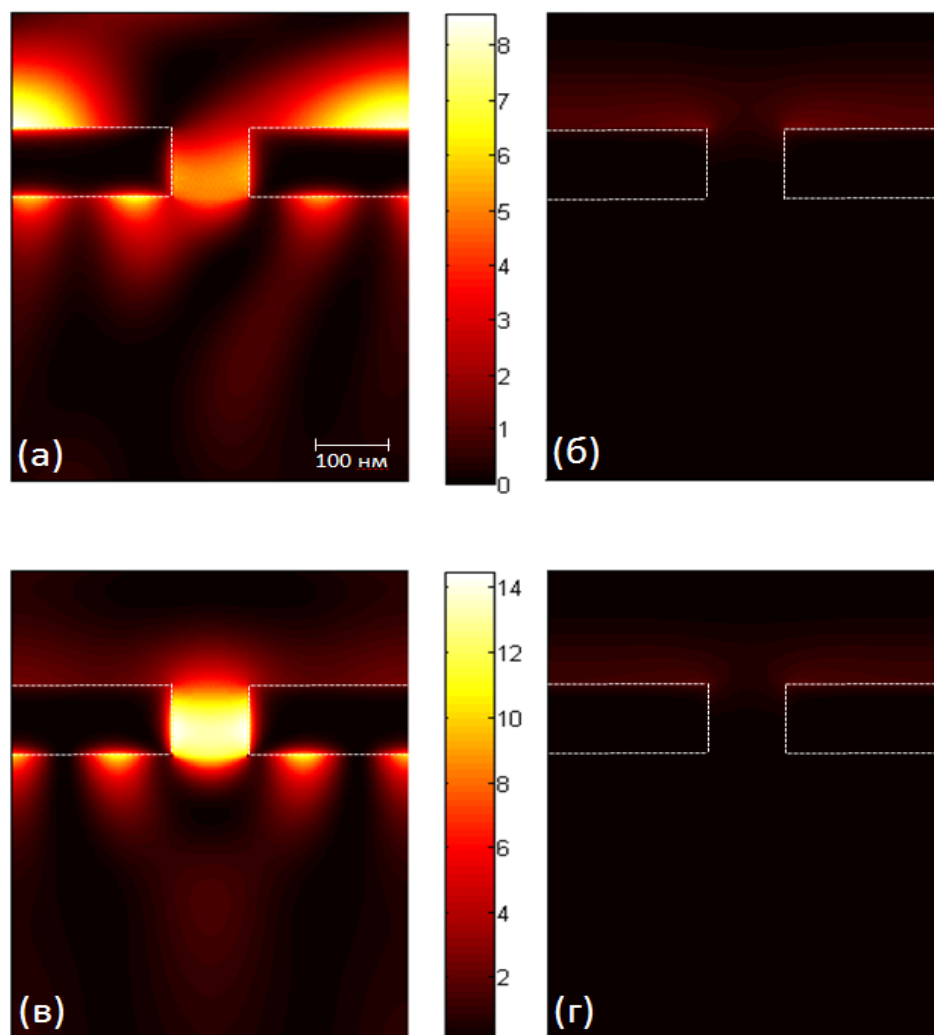


Рис. 6.5: Распределение электромагнитного поля в плазмонном кристалле для четырех различных конфигураций падения лазерного импульса: (а) p -поляризованный импульс накачки, (б) s -поляризованный импульс накачки, (в) s -поляризованный зондирующий импульс, (г) p -поляризованный зондирующий импульс. Контурные графики показывают пространственное распределение квадрата амплитуды вектора магнитного поля $|H|^2$. Величина поля нормирована на квадрат амплитуды магнитного поля в падающей волне. При расчетах учтен гауссов спектральный профиль падающих импульсов, соответствующий экспериментальным условиям. Центральная энергия импульса 1,55 эВ.

Из рис. 6.5а,в хорошо видно, что p -поляризованный импульс накачки возбуждает ППП на границе раздела воздух / золото и золото / диэлектрик, в то время как s -поляризованный зондирующий импульс возбуждает только ППП на границе раздела золото / диэлектрик. При этом, в приповерхностной области золотой решетки толщиной около 30 нм квадрат амплитуды магнитного поля волны, а, следовательно, и плотность электромагнитной энергии усиливаются на порядок величины по сравнению с соответствующими величинами в падающей волне. С другой стороны, s -поляризованный импульс накачки и p -поляризованный зондирующий импульс не возбуждают плазмонных волн, что приводит к значительно меньшей энергии электромагнитного поля в области золотой решетки (рис. 6.5б,г).

1.3. Сравнение четырех основных конфигураций поляризации импульсов накачки и зондирования

Следует ожидать, что наибольшие значения величины изменения коэффициентов прохождения $\Delta T/T$ и отражения $\Delta R/R$, индуцированного импульсом накачки, будут наблюдаться на частотах, соответствующих возбуждению ППП одновременно и импульсом накачки, и импульсом зондирования. Это обусловлено следующими обстоятельствами. Как было показано выше (см. §1.2 этой главы), плазмонная волна, возбужденная импульсом накачки, приводит к существенному увеличению плотности электромагнитного излучения в приповерхностном слое золотой решетки, что приводит к увеличению поглощенной золотом энергии, а, следовательно, и к усилению воздействия электромагнитного излучения на оптические свойства золота. С другой стороны, при возбуждении ППП зондирующим импульсом в спектрах T и R наблюдаются резонансы Фано, которые чувствительны к изменениям оптических свойств золота.

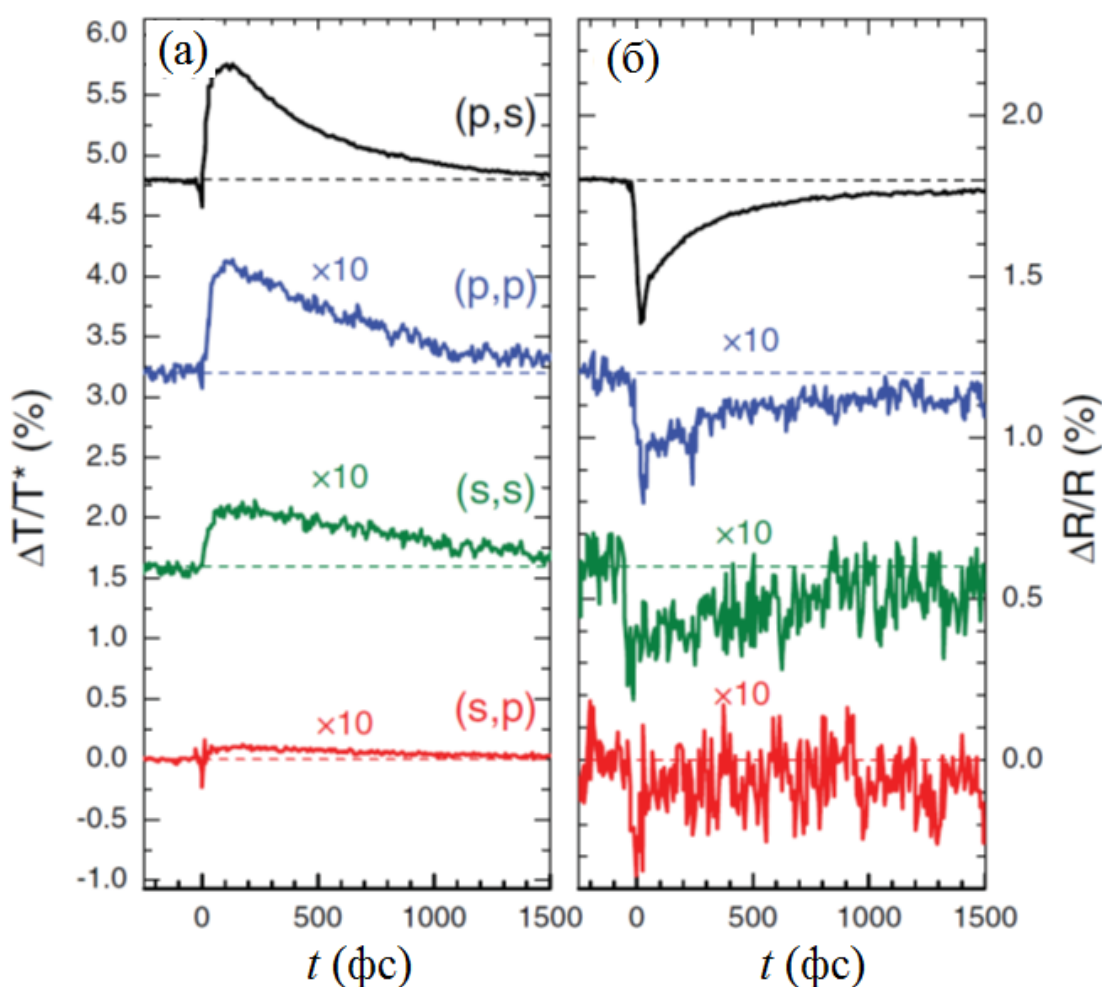


Рис. 6.6: Временные зависимости $\Delta T/T^*$ (а) и $\Delta R/R$ (б), измеренные при различных поляризациях импульсов зондирования и накачки. Для наглядности графики смещены по вертикали (нулевые уровни показаны штриховыми линиями). Величина $\Delta T/T^*$ и $\Delta R/R$ при (p,p) , (s,s) и (s,p) поляризациях увеличена в 10 раз. Плотность энергии импульса накачки $0,5 \text{ мДж/см}^2$. Для наглядности сравнения изменений коэффициента пропускания нормировка во всех четырех случаях выполнена на коэффициент пропускания T^* s -поляризованного зондирующего импульса [223].

Высказанное утверждение полностью подтверждается результатами эксперимента (рис. 6.6). Как и ожидалось, наибольшие относительные изменения в

коэффициентах прохождения и отражения наблюдаются в “полностью плазмонном” случае (p,s) , когда и импульс накачки, и импульс зондирования возбуждают плазмонные волны. При этом они поляризованы перпендикулярно щелям, т.е. имеют p - и s -поляризации, соответственно. При плотности падающей энергии 0.5 мДж/см^2 $\Delta T/T$ достигает 1% и $\Delta R/R$ достигает 0.5%. Изменения оптических свойств плазмонного кристалла при всех остальных возможных комбинациях поляризаций импульсов зондирования и накачки более, чем на порядок меньше, чем в первом случае.

В “полностью не плазмонном” случае (s,p) , когда импульс накачки s -поляризован и импульс зондирования p -поляризован сверхбыстрые изменения коэффициентов T и R практически не наблюдаются. В случае (p,p) ППП возбуждаются импульсом накачки, но изменения в интенсивности отраженного или прошедшего света более, чем на порядок меньше, чем в первом случае. Это объяснимо слабой чувствительностью коэффициентов T и R зондирующего импульса к изменениям оптических свойств плазмонного кристалла, что вызвано отсутствием резонансов Фано. Таким образом, возбуждение ППП зондирующим импульсом имеет большое значение для наблюдения сверхбыстрых изменений $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$. Наконец, в конфигурации поляризаций (s,s) присутствует плазмонный резонанс в спектрах R и T , однако величины $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$ даже меньше, чем в случае (p,p) . Это показывает важность возбуждения ППП импульсом накачки, в результате чего энергия падающего излучения гораздо более эффективно поглощается в приповерхностном слое золота.

1.4. Сверхбыстрые изменения оптических свойств плазмонного кристалла

Зависимости сверхбыстрых изменений $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$ могут быть описаны следующим образом:

$$\frac{\Delta I}{I} = D_j e^{-(t/\sigma)^2} + \frac{1}{2} A_j \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{t}{\sigma} - \frac{\sigma}{2\tau_j} \right) \right] e^{(\sigma/2\tau_j)^2 - t/\tau_j} + \frac{1}{2} B_j \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{t}{\sigma} \right) \right], \quad (6.1)$$

где $I = R, T$; $j = R, T$; erf – функция ошибок, τ_j – время релаксации. При этом предполагается, что временная зависимость интенсивности импульса имеет гауссов профиль с длительностью импульса на уровне половины амплитуды $\tau_D = \sqrt{2 \ln 2} \sigma$. В уравнении (6.1) первое слагаемое соответствует быстрому (без времени нарастания) отклику системы, которые следует автокорреляционной функции лазерного импульса. Данная компонента сигнала присутствует и в $\Delta R / R$, измеренном при отражении от гладкой золотой поверхности, в конфигурации, когда оба импульса падают со стороны подложки и магнитной пленки. Это позволяет связать данный сигнал с нелинейным оптическим откликом магнитной пленки, вызванным оптическими переходами в ионах железа Fe^{3+} , находящимися в октаэдрическом положении в решетке висмут-замещенного феррита-граната [224].

Второе и третье слагаемые в (6.1) описывают вклад, связанный с фотоиндуцированным возбуждением электронов и последующей релаксацией их энергии в золоте. Он характеризуется быстрым ростом и последующим монотонным спадом сигнала со временем спада τ_j до постоянного уровня B_j .

Поскольку поляризационные измерения продемонстрировали существенное влияние ППП на эффективность поглощения световой энергии и на чувствительность T и R к изменению оптических свойств золота, то спектральная зависимость сигналов $\Delta T / T$ и $\Delta R / R$ также должна иметь резонансный характер и иметь экстремумы вблизи плазмонных резонансов. Для проверки этого был использован перестраиваемый интерференционный фильтр с шириной полосы пропускания 20 мэВ, который был установлен непосредственно перед фотодетектором. Это позволило измерить эволюцию $\Delta T / T$ и $\Delta R / R$ на разных частотах (рис. 6.7).

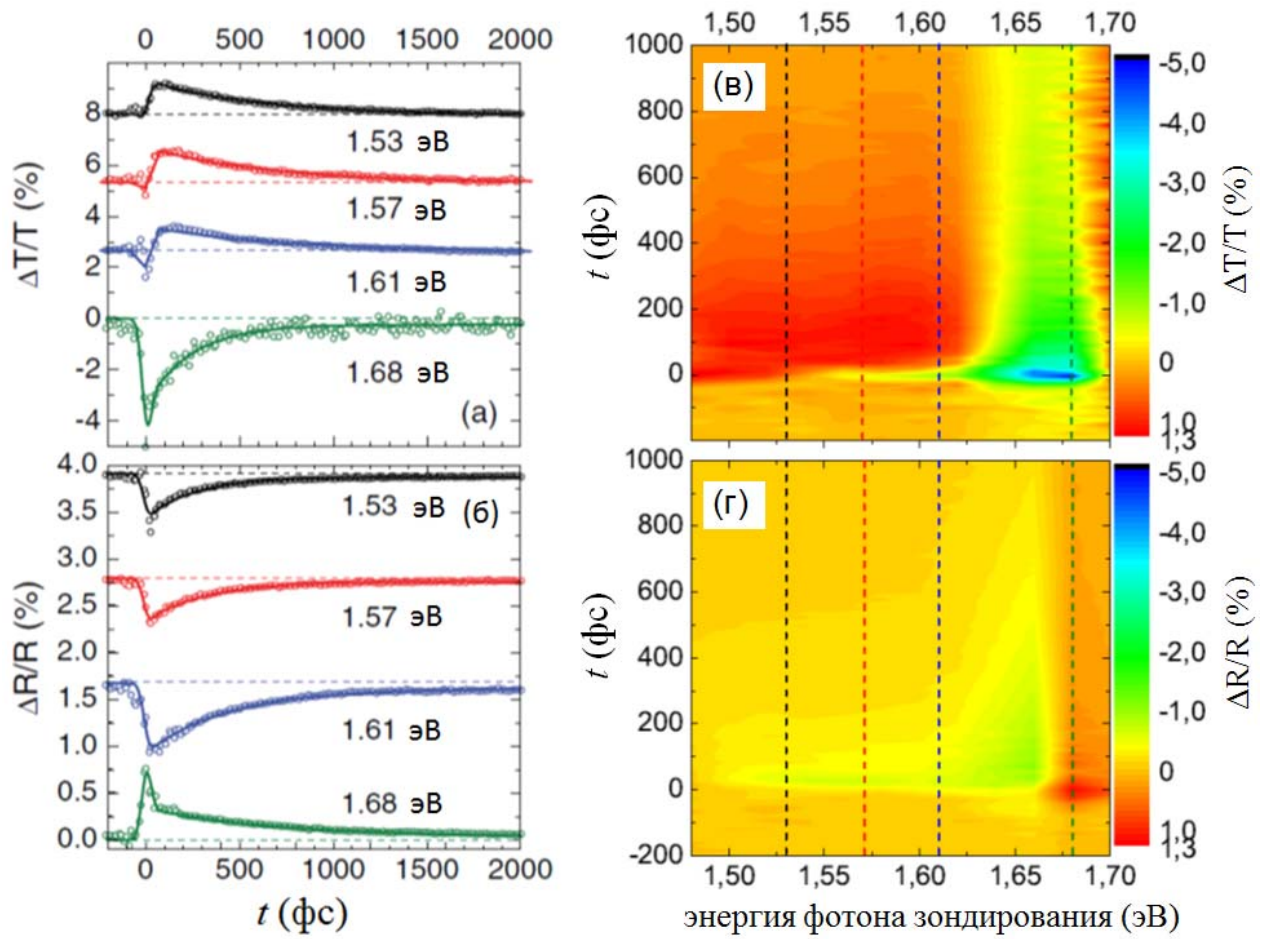


Рис. 6.7: Временная зависимость $\Delta T/T$ (а,в) и $\Delta R/R$ (б,г). при различной энергии фотонов зондирующего импульса. Сплошные линии в (а,б) представляют собой результат аппроксимации данных в соответствии с (6.1). Величина $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$ на рис. (в,г) показана цветом [223].

И $\Delta T/T$, и $\Delta R/R$ меняют знак в области энергии от 1.60 – 1.66 эВ. Это хорошо видно из спектральной зависимости коэффициентов A_T и A_R , представленной на рис. 6.8а. Данные зависимости могут быть объяснены сдвигом и уширением резонансов Фано в спектрах T и R . Важно отметить, что времена релаксации τ_T и τ_R так же зависят от энергии фотонов зондирующего импульса (рис. 6.8б).

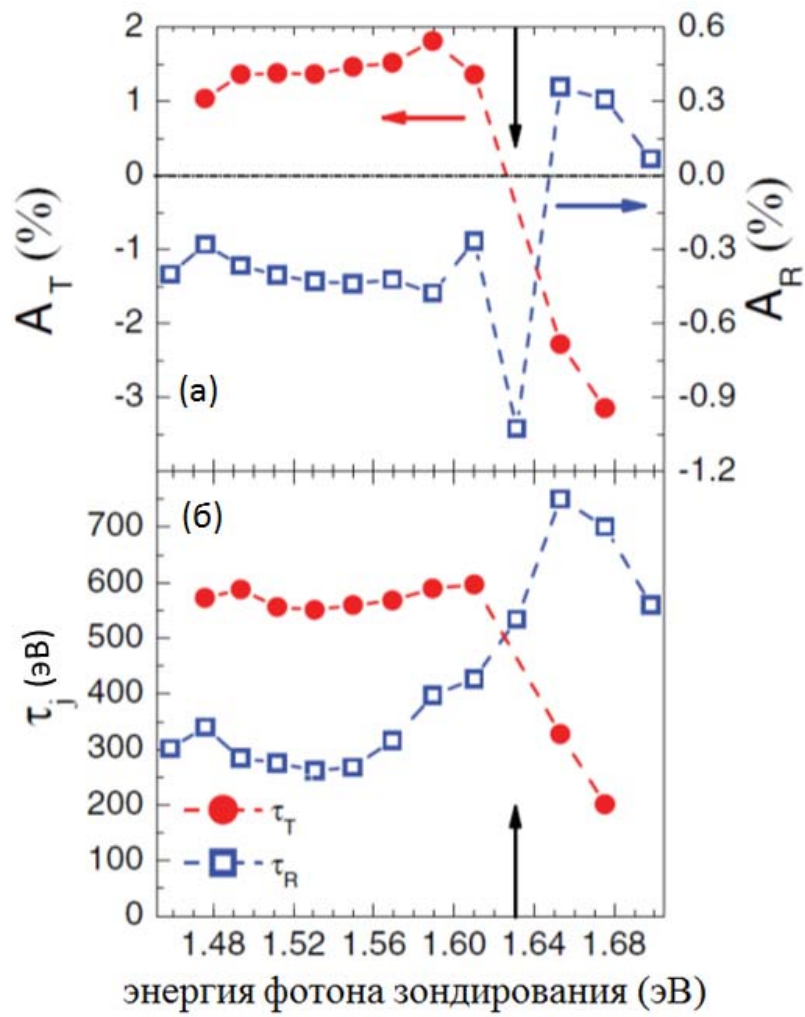


Рис. 6.8: Спектральная зависимость амплитуд A_T и A_R (а) и времен релаксации τ_j (б) сверхбыстрых сигналов в прохождении ($j = T$, заполненные кружки) и отражении ($j = R$, незаполненные квадратики), полученные из аппроксимации данных эксперимента выражением (6.1). Вертикальные стрелки указывают энергию возбуждения ППП импульсом зондирования [223].

Для объяснения полученных результатов необходимо рассмотреть изменения диэлектрической проницаемости золота, возникающие при воздействии на него фемтосекундным импульсом лазерного излучения.

Следует учесть два вида оптического возбуждения: (i) внутризонные электронные переходы внутри зоны проводимости; (ii) межзонные переходы элект-

тронов между подболочкой $3d$ и зоной проводимости [143, 225]. При этом диэлектрическая проницаемость золота может быть представлена моделью Друде, включающей межзонные переходы:

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} + \chi_1^{ib} + i\chi_2^{ib}, \quad (6.2)$$

где ω_p - плазменная частота, γ - частота электронных столкновений, χ_1^{ib} и χ_2^{ib} - действительная и мнимая части диэлектрической восприимчивости, связанной с межзонными переходами. В то время как $\chi_2^{ib}(\omega)$ локализована около частоты переходов d -электронов (2,4 эВ), $\chi_1^{ib}(\omega)$ спадает при удалении от частоты электронного перехода гораздо более медленно и дает заметный вклад в ε_m даже вдали от частоты электронного перехода. Так, при энергии 1,55 эВ $\chi_1^{ib} \sim 9,7$ [226].

Внутризонное поглощение энергии приводит к сильно неравновесному распределению электронов около уровня Ферми [143]. Межэлектронное рассеяние приводит к термализации электронов и распределению Ферми с температурой, большей, чем в равновесном состоянии. Одновременно с термализацией в электронной системе происходит переход энергии к решетке золота за счет электрон-фононных столкновений. Характерный временной масштаб этого процесса составляет 1 пс. При этом меняется χ_1^{ib} . Величина изменения $\Delta\chi_1^{ib}$ приблизительно пропорциональна полной поглощенной энергии лазерного импульса и эволюционирует в соответствии с электрон-фононной термализацией [145]. Поглощение, связанное с возбуждением электронов внутри зоны проводимости, также меняет частоту столкновений γ . Однако временная зависимость $\Delta\gamma$ отличается от временной зависимости $\Delta\chi_1^{ib}$. В то время как $\Delta\chi_1^{ib}$ достигает максимума в момент прекращения импульса накачки, $\Delta\gamma$ возрастает в течении нескольких сот фемтосекунд, а затем плавно спадает на временных масштабах, существенно больших, чем 1 пс [144]. Это можно объяснить тем, что в начале

процесса $\Delta\gamma$ в основном связана с нагревом электронной и фотонной систем, а затем она в большей степени определяется релаксацией этих систем за счет электрон-фононных и фонон-фононных взаимодействий [142]. Наряду с возбуждением электронов проводимости, также возможно и межзонное поглощение при условии, что $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 > \hbar\omega_{ib}$, что выполнено в нашем случае. Это приводит к сверхбыстрым изменениям $\Delta\chi_2^{ib}$, которые присутствуют не более 100 фс [144].

Из экспериментальных данных, представленных на рис. 6.6-6.8, следует, что изменения коэффициентов прохождения и отражения возникают за счет изменения плазмонного резонанса, обусловленного изменениями диэлектрической проницаемости золота ϵ_m . Поскольку $\Delta\gamma$ эволюционирует за время, превышающее несколько пикосекунд (что находится вне наблюдаемого временного диапазона), то $\Delta\gamma$ приводит к возникновению постоянного уровня в $\Delta T/T$ и $\Delta R/R$, который описывается коэффициентом B_j в уравнении (6.1). В то же время $\Delta\chi_1^{ib}$ релаксирует гораздо быстрее (~ 1 пс) и вносит вклад в экспоненциальный спад с амплитудой A_j в (6.1). Аналогично, $\Delta\chi_2^{ib}$ также вносит вклад в A_j с характерными временами 100 фс. При малых возмущениях A_j представимо линейной комбинацией $\Delta\chi_1^{ib}$ и $\Delta\chi_2^{ib}$ с коэффициентами $C_{1,j}(\omega)$ и $C_{2,j}(\omega)$, зависящими от частоты:

$$A_j(\omega) = C_{1,j}(\omega) \frac{\Delta\chi_1^{ib}}{\chi_1^{ib}} + C_{2,j}(\omega) \frac{\Delta\chi_2^{ib}}{\chi_2^{ib}} \quad (6.3)$$

Поскольку в эксперименте частота импульса накачки существенно ниже частоты, соответствующей энергии межзонных переходов d -электронов, то χ_1^{ib} и χ_2^{ib} в этом частотном диапазоне можно считать константами. Спектральная зависимость коэффициентов в уравнении (6.3) может быть найдена путем моделирования спектров оптического пропускания и отражения с помощью метода

связанных мод в пространстве Фурье (RCWA) (см. §6.2 главы I). Уравнение (6.3) дает наилучшее согласие с данными эксперимента на рис. 6.8а при

$$\frac{\Delta\chi_1^{ib}}{\chi_1^{ib}} = 0.4 \times 10^{-2} \text{ и } \frac{\Delta\chi_2^{ib}}{\chi_2^{ib}} = 2.6 \times 10^{-2} \text{ (рис. 6.9).}$$

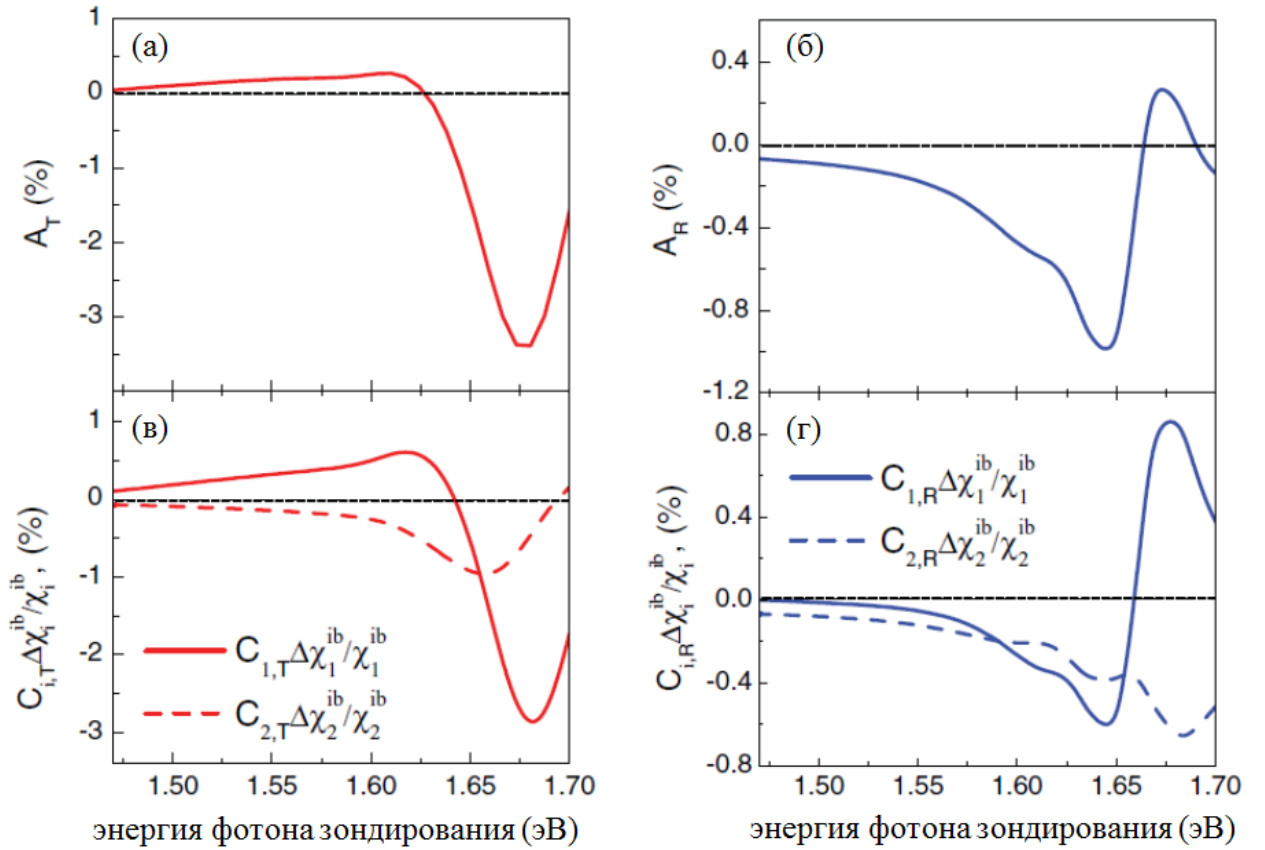


Рис. 6.9: Спектральные зависимости A_T (а) и A_R (б), полученные методом RCWA для достижения наилучшего согласия с экспериментальными данными на рис. 6.8а. (в), (г) Спектральные зависимости различных вкладов в A_j , связанных с $\Delta\chi_1$ ($i = 1$, сплошные линии) и $\Delta\chi_2$ ($i = 2$, штриховые линии).

Из рис. 6.9 видно, что относительные вклады $\Delta\chi_1^{ib}$ и $\Delta\chi_2^{ib}$, определяемые $C_{1,j}(\omega)\Delta\chi_1^{ib}/\chi_1^{ib}$ и $C_{2,j}(\omega)\Delta\chi_2^{ib}/\chi_2^{ib}$, зависят от частоты зондирующего импульса. В диапазоне энергий фотона 1,45 – 1,60 эВ член $C_{1,T}(\omega)\Delta\chi_1^{ib}/\chi_1^{ib}$ превалирует по аб-

солютному значению над $C_{2,T}(\omega)\Delta\chi_2^{ib}/\chi_2^{ib}$ и член $C_{2,R}(\omega)\Delta\chi_2^{ib}/\chi_2^{ib}$ превалирует по абсолютному значению над $C_{1,R}(\omega)\Delta\chi_1^{ib}/\chi_1^{ib}$. При больших энергиях фотона 1,60 – 1,66 эВ данные соотношения обращаются.

Важно отметить, что различные вклады имеют различные времена релаксации, что проявляется в частотной зависимости τ_j . Как отмечалось выше, $\Delta\chi_2$ затухает быстрее, чем за 100 фс, что приводит к уменьшению τ_j на тех энергиях, где вклад от $\Delta\chi_2$ существенен. Это объясняет экспериментально наблюдаемый спад τ_T для энергий фотона зондирующего импульса в районе 1,64 эВ, где вклад $\Delta\chi_2$ в (6.3) наиболее существен (см. рис. 6.8б). Уменьшение τ_R для энергий в районе 1,48-1,57 эВ объясняется аналогичным образом более сильным вкладом $\Delta\chi_2^{ib}$.

Существенно различающиеся времена релаксации $\Delta\gamma$ и $\Delta\chi_2^{ib}$ позволяют отделить их вклады в изменения T и R . Коэффициенты B_j в уравнении (6.1) позволяют определить величину $\Delta\gamma$ из сравнения результатов моделирования и эксперимента. Наилучшее согласие достигается при $\Delta\gamma/\gamma = 3.0 \times 10^{-2}$.

2. Модуляция плазмонных резонансов посредством импульсов субтерагерцовых акустических волн

В экспериментах по акустическому возбуждению плазмонных кристаллов использовалась структура со следующими параметрами: период золотой решетки $d = 400$ нм, высота решетки $h_m = 80$ нм, ширина щелей $r = 50$ нм. Золотая решетка нанесена на подложку гадолиний галлиевого граната толщиной 500 мкм. На нижнюю поверхность подложки нанесен слой алюминия толщиной 50 нм. Биполярный импульс механической деформации возбуждался путем воздействия на слой алюминия импульсом лазерного излучения продолжительностью

40 фс и плотностью энергии порядка 10 мДж/см^2 (рис. 6.10). Амплитуда генерированного импульса деформации составляла 10^{-3} , а продолжительность – 10 пс. Перед тем, как попасть на слой алюминия, лазерный импульс разделялся на две части с помощью светоделителя. Вторая, менее интенсивная часть импульса служила в качестве зондирующего импульса. Воздействие акустических волн на плазмонный кристалл наблюдалось по изменению интенсивности зондирующего импульса, отраженного от плазмонного кристалла (рис. 6.10).

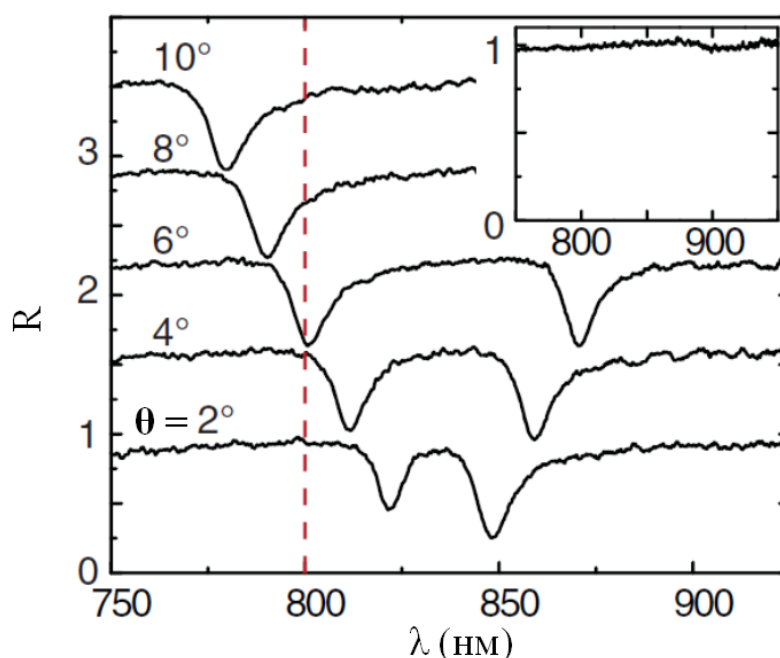


Рис. 6.10: Спектры коэффициента отражения от плазмонного кристалла, измеренные при различных углах падения p -поляризованного света. На вставке показан коэффициент отражения для s -поляризованного света при угле падения 2° .

Оптические свойства плазмонного кристалла представлены спектрами коэффициента отражения, измеренными при различных углах падения света (рис. 6.11). Как следует из уравнения (2.2), резонансы Фано в спектрах отражения, спектрально расходящиеся при увеличении угла падения, связаны с воз-

буждением ППП на границе раздела между ГГГ и золотой решеткой 1-ми порядками дифракции ($u = 1$).

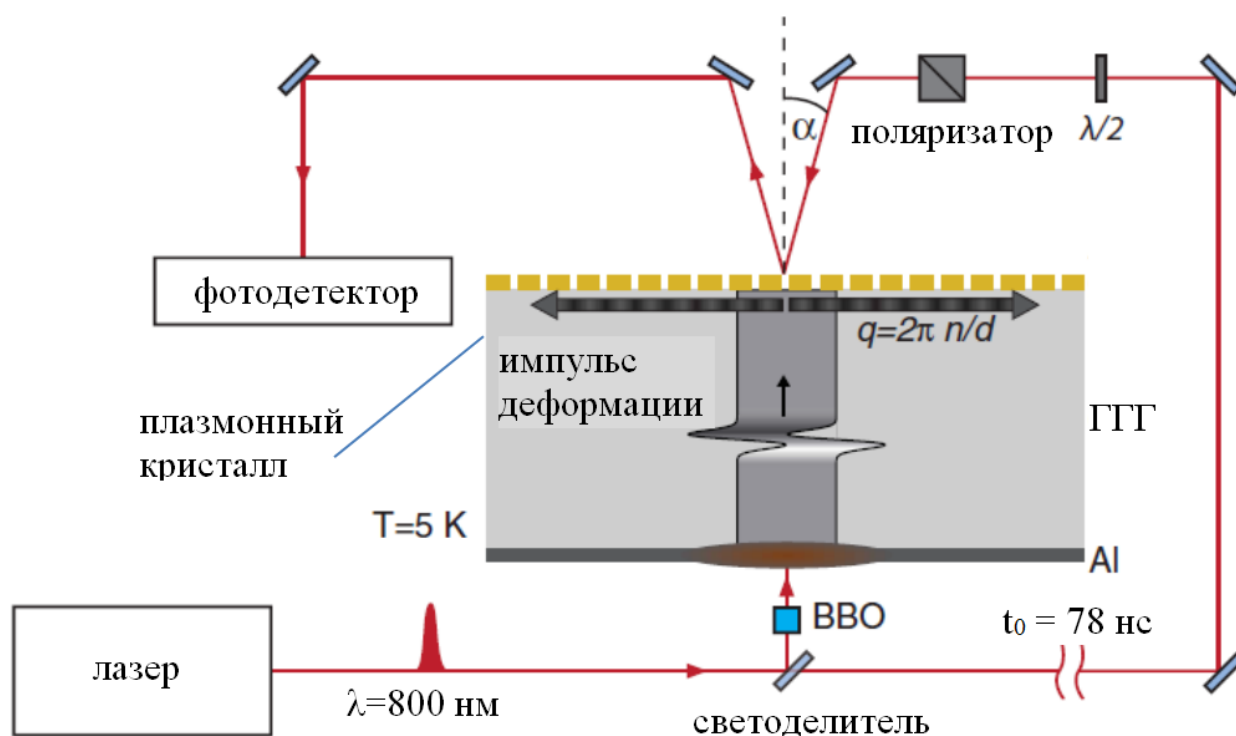


Рис. 6.11: Схема экспериментальной установки. Горизонтальные стрелки вблизи поверхности ГГГ показывают дифрагировавшие акустические волны, которые модулируют ширину золотых полосок.

Импульс деформации представляет собой волновой пакет продольных акустических волн с субтерагерцовыми частотами, который распространяется через подложку ГГГ со скоростью 6400 м/с и достигает золотую решетку через время $t_0 = 78\text{ нс}$. При взаимодействии с золотой решеткой импульс деформации возбуждает различные упругие моды с волновыми векторами $\mathbf{q}$, параллельными поверхности решетки. При этом можно выделить два типа акустических мод. К первому типу относятся моды поверхностных акустических волн на границе [ГГГ] / [золотая решетка]. При падении импульса деформации по нормали к

решетке возбуждаются стоячие поверхностные моды с квазиволновым числом $q=0$. Частота таких волн для изучаемой решетки составляет 5 – 7.5 ГГц. Вторым типом мод представляют собой объемные волны, распространяющиеся по ГГГ после дифракции на периодической структуре. Среди таких мод есть продольные акустические волны, распространяющиеся в объеме ГГГ с вектором $\mathbf{q}$, параллельным поверхности решетки и перпендикулярным щелям. Такие приповерхностные волны играют важную роль в изменении оптических свойств плазмонного кристалла.

Моды обоих типов (поверхностные и приповерхностные) распространяются вдоль границы раздела между ГГГ и золотой решеткой и вызывают когерентные смещения золотых полосок, меняя тем самым геометрические параметры решетки. Эти изменения наблюдаются по изменениям интенсивности отраженного зондирующего импульса с центральной длиной волны 800 нм. Эксперименты были выполнены при температуре 5 К, при которой затухание субтерагерцовых акустических волн не значительно.

Результаты измерений приведены на рис. 6.12. Рис. 6.12а показывает временную зависимость изменения интенсивности $\Delta I(t)/I_0 = (I(t) - I_0)/I_0$ для трех различных плотностей энергии импульса накачки W (t – время между моментом, когда импульс деформации достигает золотую решетку и моментом времени, когда на решетку падает зондирующий импульс, I_0 – интенсивность отраженного зондирующего импульса при отсутствии деформации). В каждом случае наблюдаются осцилляции достаточно сложного вида. Вид осцилляций зависит от энергии падающего импульса. В частности, изменения коэффициента отражения начинаются раньше при более высокой энергии импульса накачки, что связано с нелинейными явлениями при распространении импульса деформации [227]. Величина $\Delta I(t)/I_0$ достигает величины 2×10^{-4} при $W = 13$ мДж/см² и зависит от угла падения и поляризации зондирующего импульса. Графики на

рис. 6.12а получены при угле падения $\theta = 5^\circ$, т.е. в области коротковолнового склона плазмонного резонанса (см. рис. 6.10). При падении s - поляризованного зондирующего импульса никаких изменений интенсивности отраженного импульса не наблюдается. Также $\Delta I(t)/I_0 = 0$ при угле падения $\theta = 2^\circ$, т.к. в этом случае зондирующий импульс не возбуждает ППП (см. рис. 6.10). Это позволяет заключить, что наблюдаемая модуляция оптического сигнала связана с изменениями плазмонного резонанса упругими волнами, вызванными импульсом деформации.

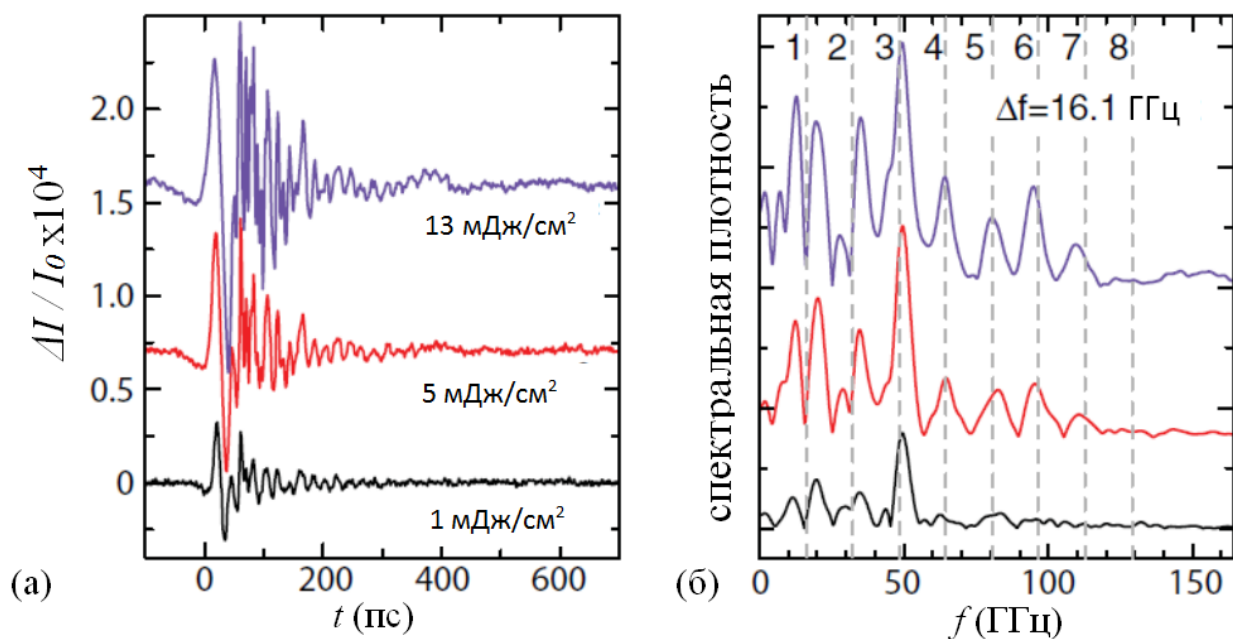


Рис. 6.12: (а) Временная зависимость коэффициента отражения, вызванная пикосекундным импульсом деформаций, который индуцирован лазерным импульсом трех различных энергий. Спектральная ширина зондирующего импульса $\Delta\lambda = 15$ нм и угол падения $\theta = 5^\circ$. (б) Спектральная плотность осцилляций на рис. 6.12а. Вертикальные штриховые линии показывают частоты приповерхностных акустических мод, дифрагировавших на золотой решетке (см. уравнение (6.4)). Целые числа в верхней части графика показывают порядок дифракции n . $T = 5K$.

Спектральная плотность наблюдаемых сигналов, полученная быстрым преобразованием Фурье, показана на рис. 6.12б. Спектр достаточно широкий и достигает 110 ГГц. В спектре наблюдаются пики, частоты которых не зависят от W . Вместе с тем для меньших значений W высокочастотные пики менее выражены, чем при больших значениях W .

Важным результатом рис. 6.12б является наблюдение почти эквидистантных спектральных линий на частотах, превышающих 30 ГГц. Центральные частоты этих линий хорошо описываются выражением

$$f_n = \frac{ns}{d}, \quad (6.4)$$

где n – целое число и $s = 6440$ м/с близко к скорости акустических волн в ГГГ вдоль кристаллографического направления (111) [228]. Это позволяет связать наблюдаемые пики с приповерхностными акустическими волнами. Целое число n соответствует порядку интерференции дифрагировавших волн. Другими словами, золотая решетка наряду с возбуждением ППП, также играет роль дифракционной решетки для акустических волн. Дифрагировавшие акустические волны, распространяясь в ГГГ вдоль золотой решетки, вызывают модуляцию интенсивности отраженного зондирующего импульса вблизи плазмонного резонанса. При этом наибольшую величину имеет пик на частоте 49 ГГц ($n = 3$) (рис. 6.12б). Это может быть объяснено тем, что максимум спектра импульса деформаций находится в области 20-80 ГГц. Спектральные линии, соответствующие поперечным фононам не наблюдаются, что связано с не подходящими для их генерации граничными условиями на границе [ГГГ] / [золотая решетка].

Ширина спектральных линий почти не зависит от n . Это подобно оптической дифракции на решетках, при которой спектральная ширина линии не зависит от порядка дифракции и определяется количеством периодов N , участвующими

щих в формировании дифракционной картины. В данном случае из ширины линий следует, что $N \approx 3$, что соответствует области когерентного взаимодействия чуть более 1 мкм.

Рассмотрим физический механизм, приводящий к наблюдаемой модуляции коэффициента отражения вблизи плазмонного резонанса акустической волной. Уравнения упругости показывают, что если профиль решетки четен по координате x относительно центра щели, то поперечное смещение профиля решетки нечетно по x [229]. Это позволяет предположить, что основной вклад в $\Delta I(t)/I_0$ возникает из-за модуляции ширины щелей решетки, в то время как ее период остается неизменным. Из-за изменения ширины щелей r модифицируются эффективность возбуждения ППП и, кроме того, смещается собственная частота возбуждения ППП в плазмонном кристалле. Как следствие, меняется величина провала в коэффициенте отражения, а также минимум смещается по частоте.

Численное моделирование проведено при помощи метода RCWA (см. §6.2 главы I). Рассчитанный спектр коэффициента отражения для невозмущенной системы R_0 при угле падения $\theta = 5^\circ$ показан вместе со спектром зондирующего импульса на рис. 6.13. При $\theta = 5^\circ$ на центральной длине волны зондирующего импульса оказывается коротковолновый склон резонанса коэффициента отражения.

Расчет показывает, что небольшие изменения ширины щелей Δr вызывают смещение резонансного минимума. Поэтому относительное изменение спектра коэффициента отражения $\Delta R(\lambda)/R_0(\lambda) = [R(\lambda) - R_0(\lambda)]/R_0(\lambda)$ имеет положительный и отрицательный пики, соответствующие склонам резонансной линии в спектре $R_0(\lambda)$. Рассчитанный спектр $\Delta R/R_0$ при $\Delta r = 0,01$ нм показан на рис. 6.13б. Измеренная интегральная амплитуда сигнала $\Delta I/I_0$ оказывается чувствительной к спектральной ширине зондирующего импульса $\Delta\lambda$ (рис. 6.13в). Наибольший сигнал должен наблюдаться когда спектр зондирующего импульса

перекрывается только с положительной или отрицательной частью спектра $\Delta R / R_0$. Это подразумевает существование оптимального угла падения, при котором центральная длина волны оказывается на склоне плазмонного резонанса и $\Delta\lambda$ достаточно мала, чтобы играл роль только один провал в спектре отражения.

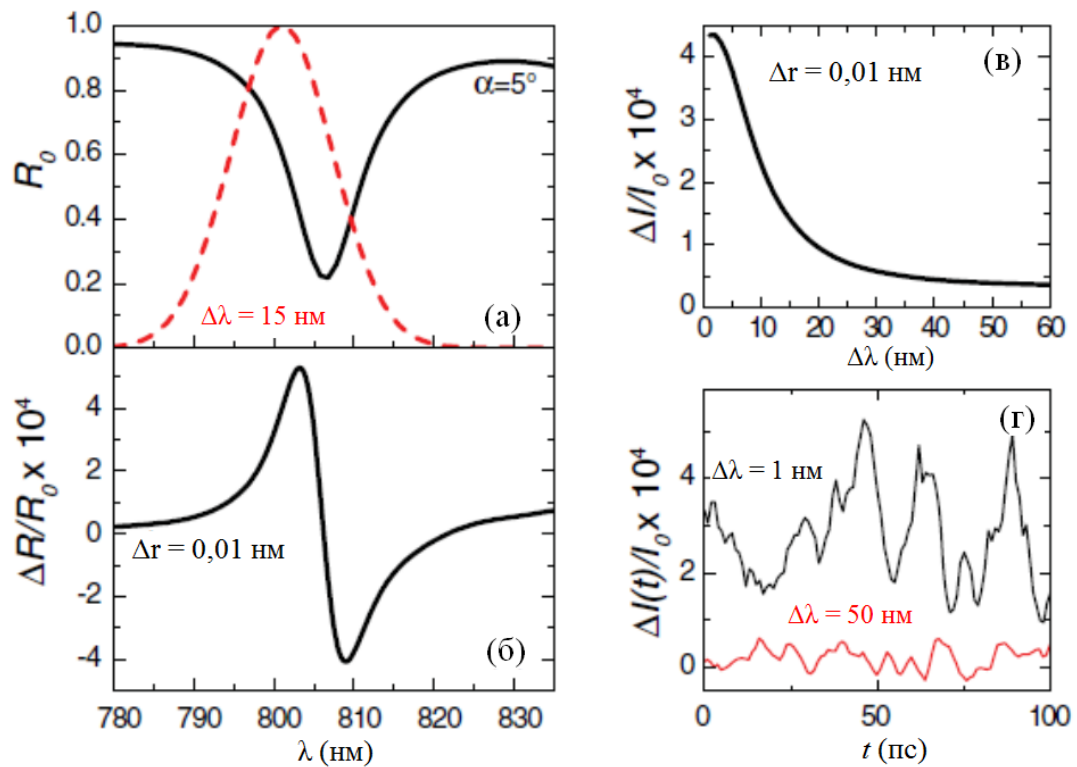


Рис. 6.13: (а) Рассчитанный спектр коэффициента отражения (сплошная линия) и спектр зондирующего импульса шириной $\Delta\lambda = 15 \text{ нм}$ (штриховая линия). (б) Рассчитанный спектр амплитуды относительного изменения коэффициента отражения $\Delta R / R_0$ при изменении ширины щелей на $\Delta r = 0,01 \text{ нм}$. (в) рассчитанная зависимость амплитуды величины для зондирующего импульса с центральной длиной волны 800 нм от его спектральной ширины $\Delta\lambda$. (г) Измеренная величина $\Delta I / I_0$ для импульсов спектральной шириной $\Delta\lambda = 1 \text{ нм}$ и $\Delta\lambda = 50 \text{ нм}$. $T = 5 \text{ K}$, $\theta = 5^\circ$, центральная длина волны 800 нм. Интенсивность импульса накачки 13 мДж/см^2 .

Экспериментально измеренная величина амплитуды $\Delta I/I_0 \sim 10^{-4}$ находится в хорошем согласии с теоретическими расчетами, если предположить, что поперечное смещение имеет величину $\Delta r = 0,01$ нм. При $n = 7$ такое значение соответствует механической деформации около 10^{-3} . Учитывая то, что амплитуда механической деформации составляет 10^{-3} и спектральная ширина приблизительно равна 100 ГГц, можно заключить, что решетка приводит к значительному локальному увеличению акустического поля деформаций в относительно узком спектральном диапазоне относительно частот f_n .

Для подтверждения результатов расчетов зависимости амплитуды модуляции от спектральной ширины зондирующего импульса $\Delta\lambda$, представленной на рис. 6.13в, были проведены измерения при трех различных значениях спектральной ширины $\Delta\lambda$. Экспериментальные результаты, показанные на рис. 6.12, получены при $\Delta\lambda = 15$ нм. Величина $\Delta I/I_0$, измеренная с относительно спектрально узким ($\Delta\lambda = 1$ нм) и спектрально широким ($\Delta\lambda = 50$ нм) зондирующим импульсом, представлена на рис. 6.13г. Амплитуды высокочастотных осцилляций при $\Delta\lambda = 1$ нм в 5 раз больше, чем при $\Delta\lambda = 50$ нм. Это находится в хорошем согласии с результатами расчетов, в соответствие с которыми эти амплитуды различаются на порядок величины. Это согласие подтверждает выдвинутое ранее предположение о том, что когерентная модуляция ширины щелей золотой решетки является основным механизмом для взаимодействия ППП на границе между металлической решеткой и диэлектрической подложкой и приповерхностных акустических волн.

Теперь рассмотрим низкочастотную ($f < 30$ ГГц) часть спектра модуляции оптического сигнала. В этом диапазоне центральные частоты спектральных линий уже не описываются уравнением (6.4) (см. рис. 6.12б). Например, спектр амплитуды модуляции имеет минимум при $f = 16.1$ ГГц вместо ожидаемого из

уравнения (6.4) при $n=1$ максимума, связанного с фундаментальной модой приповерхностной акустической волны. Спектральные линии в диапазоне $f < 30$ ГГц могут быть связаны с различными поверхностными акустическими волнами, как наблюдалось ранее в работах [230,231]. Точный вид спектра модуляции зависит от дисперсии этих мод и от их взаимодействия с объемными акустическими модами в ГГГ. Например, провал при $f = 16.1$ ГГц может быть связан с резонансами Фано, возникшими из-за взаимодействия поверхностных акустических мод в золотой решетке и приповерхностных продольных акустических волн в ГГГ.

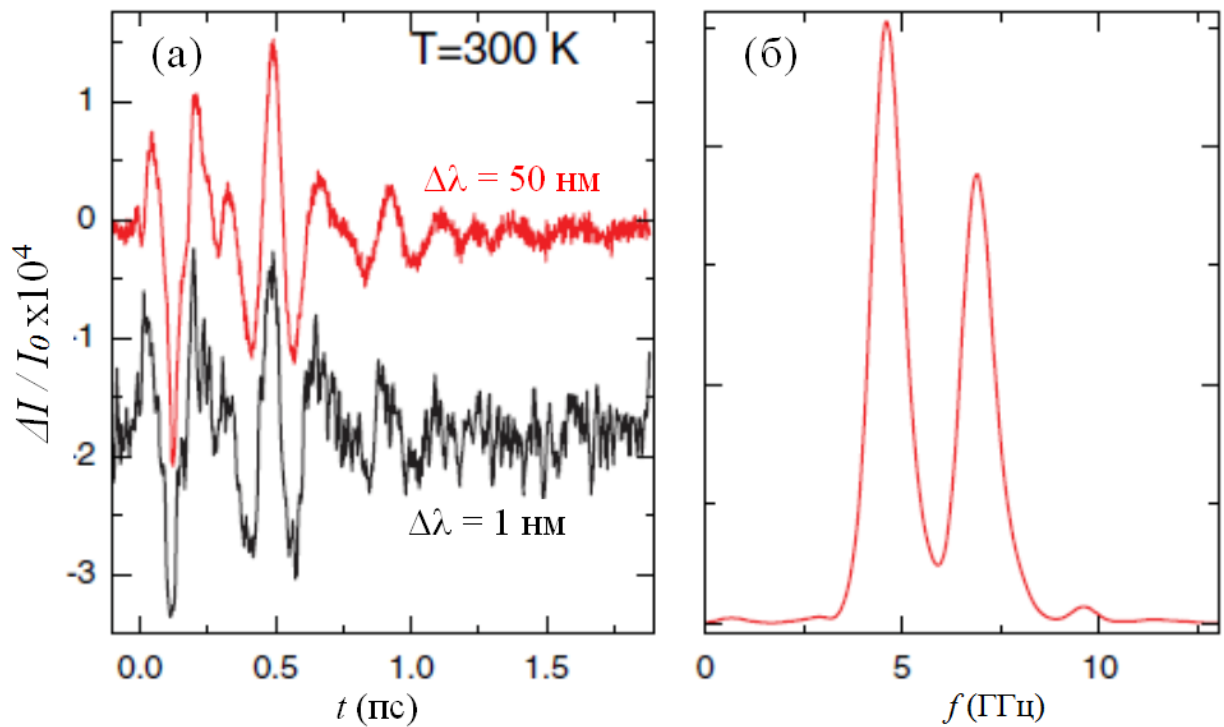


Рис. 6.14: (а) Временная зависимость интенсивности отраженной волны при комнатной температуре для $\Delta\lambda = 50$ нм (верхняя кривая) и $\Delta\lambda = 1$ нм (нижняя кривая) ($\lambda = 800$ нм, $\alpha = 5^\circ$ и $W \sim 10$ мДж/см²). (б) Соответствующий спектр колебаний.

Наряду с измерениями при низких температурах, были также проведены измерения при комнатной температуре ($T = 300K$) (рис. 6.14). При этом оказалось, что присутствуют только низкочастотные осцилляции. Высокочастотные осцилляции не наблюдаются. Амплитуда оптических модуляций $\Delta I/I_0$ не зависит от спектральной ширины зондирующего импульса, что указывает на то, что механизм взаимодействия низкочастотной акустической моды с плазмонным резонансом иной, чем для случая высокочастотных мод, где наблюдаемый сигнал объяснялся модуляцией ширины щели золотой решетки. По всей видимости, в данном случае также играет роль фотоупругий эффект, приводящий к модуляции диэлектрических проницаемостей золота и ГГГ.

Глава VII

Динамика поверхностных плазмон-поляритонов в металло-диэлектрических структурах

В данной главе рассмотрена динамика ППП в плазмонных кристалле, состоящем из перфорированной пленки диэлектрика на гладком металле. Поскольку в этом случае металлическая пленка непрерывна, то в такой структуре возможно распространение плазмонных волн с минимальным рассеянием. Если в плазмонном кристалле зависит от координаты какой-либо геометрический или оптический параметр, то возможно возникновение обобщённой силы, действующей на ППП. Например, в плазмонном кристалле могут монотонно меняться в пространстве высота диэлектрической решетки, или период решетки, или диэлектрическая проницаемость решетки. Общие закономерности распространения плазмонных волн по таким структурам совпадают. В дальнейшем, для определенности, рассмотрен первый случай, когда диэлектрическая решетка имеет форму клина (рис. 7.1).

1. Уравнения, описывающие динамику плазмонного пакета

Рассмотрим волновой пакет, распространяющийся вдоль оси x в структуре с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{r})$. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\mathbf{r})$ является квази-периодической функцией координаты x , т.е. изменяется почти периодически вдоль оси x с некоторым небольшим отклонением, которое монотонно зависит от x . Таким образом, диэлектрическая проницаемость может быть записана в виде суммы строго периодического члена $\varepsilon_0(\mathbf{r})$ и возмущения $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$: $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0(\mathbf{r}) + \delta\varepsilon(\mathbf{r})$. Пространственный масштаб изменения $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ существенно

больше, чем период $\varepsilon_0(\mathbf{r})$ и длина волнового пакета. Структура однородна вдоль оси y .

Из уравнений Максвелла следует уравнение для магнитного поля $\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t)$:

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (7.1)$$

где c – скорость света в вакууме. Магнитное поле пакета $\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t)$ с центральной частотой ω_0 представимо в виде

$$\tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t). \quad (7.2)$$

Подставляя уравнение (7.2) в уравнение (7.1), можно получить уравнение для амплитуды $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ в операторном виде:

$$\left[i \frac{\partial}{\partial t} - \hat{\mathbf{U}}(\mathbf{r}) \right] \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (7.3)$$

где вторая производная по времени от $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ считается пренебрежимо малой и

введен оператор $\hat{\mathbf{U}}(\mathbf{r}) = -\frac{\omega_0}{2} \mathbf{I} + \frac{c^2}{2\omega_0} \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times$, где $\mathbf{I}$ - единичная матрица. Данный

оператор эрмитов при условии, что $\varepsilon(\mathbf{r})$ является действительной функцией или, в общем случае, является эрмитовым тензором. Необходимо отметить, что уравнение (7.3) изоморфно уравнению Шредингера. Будем считать, что амплитуда магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ нормирована на единицу, т.е. $\int d^3\mathbf{r} |\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)|^2 = 1$.

Если $\varepsilon(\mathbf{r})$ является периодической функцией координат, то возможно разложить поле волнового пакета по непрерывному базису функций Блоха:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \int d^3\mathbf{k} C(\mathbf{k}, t) \mathbf{h}_{\mathbf{k}, \mathbf{r}_0}(\mathbf{r}, t) \quad (7.4)$$

с коэффициентами $C(\mathbf{k}, t)$, нормированными в соответствии с $\int d^3\mathbf{k} |C(\mathbf{k}, t)|^2 = 1$. В уравнении (7.4) функции $\mathbf{h}_{\mathbf{k}, \mathbf{r}_0}(\mathbf{r}, t)$ являются функциями Блоха с квазиволновым числом $\mathbf{k}$, которые зависят от положения центра пакета $\mathbf{r}_0$. Следовательно, динамика волнового пакета может быть описана положением его центра

$\mathbf{r}_0(t) = \int d^3\mathbf{r} |\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)|^2 \mathbf{r}$ и средним волновым вектором $\mathbf{k}_0(t) = \int d^3\mathbf{k} |C(\mathbf{k}, t)|^2 \mathbf{k}$. В данных выражениях опущен индекс номера плазмонной зоны поскольку предполагается, что применимо однозонное приближение, в котором волновой пакет принадлежит только одной зоне и межзонные переходы не учитывают. Это позволяет использовать метод ВКБ.

Так как плазмонный пакет имеет конечную пространственную длину, то его различные части находятся в областях плазмонного кристалла с различными значениями $\varepsilon(\mathbf{r})$ в силу наличия неперiodического возмущения $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$. Однако если пространственная длина волнового пакета существенно меньше характерного размера, на котором изменяется $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$, то возмущение $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ можно линеаризовать в окрестности центра волнового пакета $\mathbf{r}_0$ и форма огибающей волнового пакета становится не существенной для изучения его динамики. Гамильтониан системы может быть представлен суммой двух слагаемых

$$\hat{U} = \hat{U}_0 + \Delta\hat{U}. \quad (7.5)$$

Первое слагаемое учитывает распространение импульса в периодической среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \varepsilon_0(\mathbf{r}) + \delta\varepsilon(\mathbf{r}_0(t))$, являющейся периодической функцией, значение которой медленно изменяется со временем в силу того, что пакет перемещается вдоль структуры. Второе слагаемое учитывает изменение возмущения с координатой.

Поскольку гамильтониан $\hat{U}_0$ периодичен по $\mathbf{r}$, ему соответствует следующая задача на собственные значения:

$$\hat{U}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \mathbf{h}_{\mathbf{k}, \mathbf{r}_0}(\mathbf{r}, t) = \delta\omega(\mathbf{k}, \mathbf{r}_0) \mathbf{h}_{\mathbf{k}, \mathbf{r}_0}(\mathbf{r}, t), \quad (7.6)$$

где $\delta\omega(\mathbf{k}, \mathbf{r}_0) = \omega(\mathbf{k}, \mathbf{r}_0) - \omega_0$ - частота функции Блоха. Здесь также опущен индекс плазмонной зоны, поскольку используется приближение пустой решетки.

Для вывода уравнений динамики плазмонного пакета можно использовать вариационный принцип $\delta S = 0$, где $S = \int L dt$ - действие, соответствующее полю

плазмонного пакета. Лагранжиан системы, описываемой уравнением (7.3), имеет вид

$$L = \int d^3\mathbf{r} \left[i\mathbf{H}^*(\mathbf{r}, t) \frac{d}{dt} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \mathbf{H}^*(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{U}}(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right]. \quad (7.7)$$

Он является функцией $\mathbf{r}_0$, $\dot{\mathbf{r}}_0$, $\mathbf{k}_0$, и $\dot{\mathbf{k}}_0$. Подставляя поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ в виде (7.4) в уравнение (7.7) и учитывая уравнения (7.5) и (7.6), можно представить лагранжиан как (в полной аналогии с лагранжианом электронного волнового пакета в кристалле твердого тела [232])

$$L = -\delta\omega + \mathbf{k}_0 \dot{\mathbf{r}}_0 + \langle \mathbf{u} | i d\mathbf{u}/dt \rangle, \quad (7.8)$$

где $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \mathbf{k}_0)$ - периодическая амплитуда Блоха. Необходимо отметить, что последнее слагаемое в лагранжиане представляет собой формулу для фазы Берри волнового пакета [233]. Используя лагранжиан (7.8) можно получить уравнения Эйлера-Лагранжа для движения волнового пакета [232]:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{k}}_0 &= -\frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{r}_0} + \hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{r}\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}}_0 + \hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{r}\mathbf{k}}\dot{\mathbf{k}}_0 \\ \dot{\mathbf{r}}_0 &= \frac{\partial\omega}{\partial\mathbf{k}_0} - \hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{k}\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}}_0 - \hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{k}\mathbf{k}}\dot{\mathbf{k}}_0 \end{aligned}, \quad (7.9)$$

где тензоры $(\hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{fg}})_{\alpha\beta} = i \left[\left\langle \frac{\partial\mathbf{u}}{\partial f_\alpha} \middle| \frac{\partial\mathbf{u}}{\partial g_\beta} \right\rangle - \left\langle \frac{\partial\mathbf{u}}{\partial g_\beta} \middle| \frac{\partial\mathbf{u}}{\partial f_\alpha} \right\rangle \right]$, $\mathbf{f}, \mathbf{g} = \mathbf{r}, \mathbf{k}$, и $\alpha, \beta = x, y, z$. Тензоры $\hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{fg}}$

описывают, так называемую, кривизну Берри [233].

Кривизна Берри отлична от нуля, например, в случае, когда $\omega(\mathbf{k}) \neq \omega(-\mathbf{k})$. Такие особенности дисперсии плазмонов возникают в магнитном поле или в структурах с нарушенной пространственной инверсией.

Рассмотрим сначала случай, когда кривизна Берри равняется нулю и уравнение (7.9) упрощаются до одного слагаемого в правой части каждого уравнения. В этом случае, первое уравнение (7.9) аналогично уравнению, описывающему движение электрона в кристалле при наличии внешнего электрического

поля $\mathbf{E}$: $\hbar \dot{\mathbf{k}} = -e\mathbf{E}$. При этом $\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{r}_0}$ играет роль внешней силы, действующей на плазмонный пакет. Наличие внешней силы, действующей на электрон, может приводить к электронным осцилляциям Блоха. Следует ожидать аналогичного явления и в случае распространения плазмонной волны.

2. Особенности движения плазмонного волнового пакета, дисперсия которого зависит от пространственных координат

Как следует из уравнений (7.9), есть по крайней мере два необходимых условия возникновения колебательного движения волнового пакета: наличие периодичности структуры, по которой распространяется волновой пакет и наличие внешней силы, действующей на него. Последнее может быть реализовано путем создания структуры, у которой один из геометрических оптических параметров зависит от пространственных координат.

Для исследования динамики плазмонного волнового пакета рассмотрим случай, распространения плазмонного импульса по плазмонному кристаллу, состоящему из однородной металлической пленки и диэлектрической решетки (период d) параллельных щелей шириной r . Причем толщина диэлектрической решетки h монотонно увеличивается в направлении, перпендикулярном щелям решетки (вдоль оси Ox) (Рис. 7.1). Изменение высоты решетки приводит к зависимости закона дисперсии плазмонов от координаты x . Изменение локального закона дисперсии ППП создает эффективную силу, действующую на ППП.

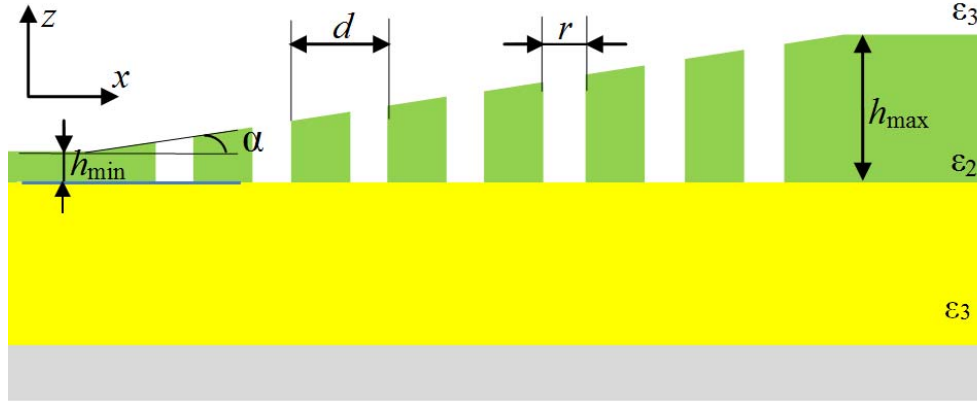


Рис. 7.1: Плазмонный кристалл, состоящий из гладкого металла и диэлектрической решетки переменной высоты вдоль оси Ox .

Для начала рассмотрим случай металло-диэлектрической системы с диэлектрическим клином без решетки. Диэлектрическая проницаемость клина ε_2 . Над диэлектрическим клином находится полубесконечный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε_3 . Дисперсия ППП в слоисто однородной металло-диэлектрической структуре с постоянной толщиной диэлектрического слоя задается уравнением (2.4). Диэлектрические проницаемости диэлектриков могут считаться постоянными, в то время как диэлектрическая проницаемость металла $\varepsilon_1 = \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1$ может быть описана в рамках модели Друде.

Существуют две характерные частоты системы: $\tilde{\omega}_{12}$ и $\tilde{\omega}_{13}$, определяемые уравнениями: $\varepsilon'_1(\tilde{\omega}_{12}) + \varepsilon_2 = 0$ и $\varepsilon'_1(\tilde{\omega}_{13}) + \varepsilon_3 = 0$. Эти частоты являются максимально возможными частотами возбуждения ППП на границе между металлом и соответствующим диэлектриком. Если $\varepsilon_2 > \varepsilon_3$, то $\tilde{\omega}_{12} < \tilde{\omega}_{13}$. Можно показать, что для частот $\omega < \tilde{\omega}_{12}$ зависимость дисперсии ППП от высоты h является монотонной, причем для относительно малой толщины h дисперсионная кривая $\omega(\kappa)$ близка к дисперсионной кривой $\omega_{13}(\kappa)$ плазмон-поляритона на интерфейсе между металлом и диэлектриком с проницаемостью ε_3 и для достаточно большой толщи-

ны h дисперсионная кривая $\omega(\kappa)$ приближается к дисперсионной кривой $\omega_{12}(\kappa)$ плазмона на границе раздела между металлом и диэлектриком. Для промежуточных значений h : $\omega_{12}(\kappa) < \omega(\kappa) < \omega_{13}(\kappa)$. Дисперсионные кривые для системы серебро/диэлектрик/воздух, полученные из уравнения (2.4) при различных значениях h , представлены на рис. 7.2. На выбранном частотном интервале закон дисперсии ППП оказывается чувствительным к изменению толщины диэлектрика для $h < 230$ нм. Поскольку толщина диэлектрика модифицирует дисперсию ППП, то, в соответствии с уравнениями (7.9), в такой системе на ППП будет действовать эффективная сила при условии, что $h < 230$ нм. Таким образом, в неперфорированных структурах возможно ускоренное движение плазмонного пакета. Однако колебательное движение оказывается невозможным, т.к. отсутствует необходимая для этого пространственная периодичность.

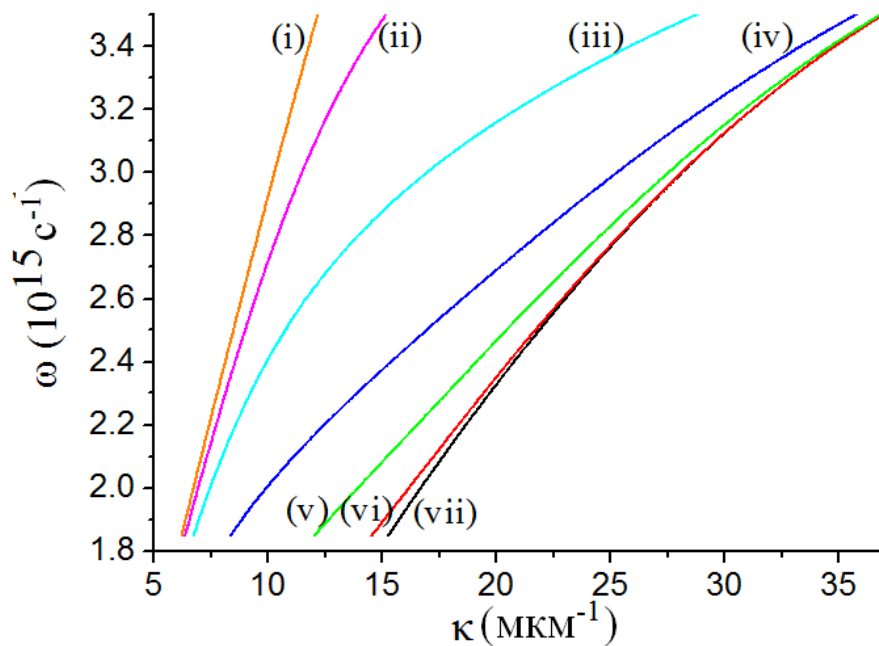


Рис. 7.2: Дисперсионные кривые ППП в системе серебро/диэлектрик/воздух ($\varepsilon_2 = 5,5$) при различной толщине диэлектрика h : (i) 0; (ii) 20 нм; (iii) 40 нм; (iv) 70 нм; (v) 110 нм; (vi) 200 нм; (vii) 600 нм.

При наличии периодичности закон дисперсии ППП изменяется и волновой вектор ППП становится квазиволновым. При этом дисперсию ППП обычно рассматривают в первой зоне Бриллюэна. На границах зоны Бриллюэна дисперсионные линии расщепляются и образуются запрещенные зоны, характерные для периодических структур. Подробное рассмотрение дисперсионных зависимостей в этом случае будет изложено в §4 этой главы. А в данном разделе рассмотрим упрощенную ситуацию, когда закон дисперсии $\omega(\kappa, x)$ может быть представлен первыми двумя членами разложения в ряд Тейлора:

$$\omega(\kappa, x(t)) = \omega(\kappa, x(0)) + b(x(t) - x(0)), \quad (7.11)$$

где $x(t)$ и $x(0)$ - это текущая и исходная координаты центра волнового пакета и $b = \frac{\partial \omega}{\partial x}(x(0))$. Хотя такое приближение обычно справедливо только в сравнительно малом диапазоне x , все же имеет смысл начать с него, т.к. в нем удастся получить аналитическое решение уравнений (7.9):

$$\begin{aligned} \kappa_0(t) &= \kappa_0(0) - bt; \\ x_0(t) &= \frac{1}{b} [\omega(\kappa_0(0), x_0(0)) - \omega(\kappa_0(t), x_0(0))], \end{aligned} \quad (7.12)$$

Рассуждая в рамках описания в первой зоне Бриллюэна, можно сказать, что квазиволновой вектор κ изменяется периодически в интервале $[-\pi/d; \pi/d]$: когда κ достигает π/d он переходит на левый край зоны Бриллюэна, т.е. принимает значение $-\pi/d$ и продолжает рост. Необходимо отметить, что уравнения (7.9) получены в однозонном приближении, когда переход волнового пакета в соседние зоны пренебрежимо мал. Учитывая уравнение (7.12) можно получить, что центр волнового пакета $x(t)$ совершает колебания с амплитудой

$$\Delta x = \frac{1}{2b} [\omega(0, x_0(0)) - \omega(\pi/d, x_0(0))], \quad (7.13)$$

и периодом

$$T = \frac{2\pi}{bd}. \quad (7.14)$$

При распространении ППП в металло-диэлектрической гетероструктуре типичные значения амплитуды осцилляций Блоха составляют несколько микрон или несколько десятков или сотен микрон. При этом групповая скорость волнового пакета между двумя точками разворота примерно составляет 10^8 м/с. Разворот происходит при $\kappa = 0$ и $\kappa = \pi/d$. Необходимым условием разворота плазмонного пакета является нулевая групповая скорость $\frac{\partial \omega}{\partial \kappa}$. При этом центральная частота волнового пакета остается неизменной, поэтому его траектория в координатах κ, ω - это горизонтальная прямая. В большинстве практически важных случаев ситуация оказывается более сложной, т.к. разложение (7.11) не всегда остается справедливым на расстояниях, сравнимых с амплитудой осцилляций Блоха, и необходимо учитывать зависимость $b(\kappa)$. Тем не менее даже в этих случаях вышеприведенные выражения для параметров осцилляций Блоха применимы для оценки характера движения.

3. Поверхностные плазмон-поляритоны в плазмонных кристаллах, содержащих гладкий металл и диэлектрическую решетку

Закон дисперсии ППП в некоторой области структуры, показанной на рис. 7.1, определен высотой диэлектрической решетки. Поэтому для того чтобы исследовать распространение плазмонного пакета в такой структуре, необходимо рассчитать зависимость дисперсии ППП от h . Расчет проведем методом матрицы рассеяния (см. §6.3 главы I). Для этого необходимо решить уравнение:

$$\det(\mathbf{S}^{-1}) = 0 \quad (7.15)$$

Матрица рассеяния является функцией частоты и квазиимпульса κ , поэтому уравнение (7.15) может быть решено двумя способами: в предположении, что задана частота, найти комплекснозначный квазиимпульс $\tilde{\kappa}$ или в предположении, что задан квазиимпульс найти из уравнения (7.15) комплекснознач-

ную частоту. Выбор между этими двумя альтернативами зависит от конкретной решаемой задачи. Если рассматривается распространение волнового пакета вдоль структуры, то большую роль играет процесс диссипации его энергии вдоль пространственной координаты и необходимо считать, что комплексно-значным является квазиимпульс $\tilde{\kappa}$ и решать уравнение (7.15) относительно него. Поэтому представим квазиволновое число плазмона в виде $\tilde{\kappa} = \kappa + i\kappa''$.

Дисперсионная диаграмма плазмонного кристалла с периодом $d=280$ нм и с щелями шириной $r=60$ нм, рассчитанная методом матрицы рассеяния, представлена на рис. 7.3. Дисперсионные кривые, соответствующие плазмонным модам в пяти решетках с различной толщиной диэлектрика h , меняющейся в пределах от 5 нм до 230 нм, показаны на рис. 7.3а. Наиболее сильно дисперсия ППП зависит от h при $h < 70$ нм и при больших значениях толщины h эта зависимость быстро ослабевает и практически исчезает при $h > 230$ нм. Существует и минимальная толщины решетки, что обусловлено тем, что при совсем тонких решетках поле ППП оказывается слабо чувствительным к диэлектрической решетке. Минимальную толщину решетки в данном случае можно оценить как $h_{min}=5$ нм. Следовательно, в данном случае диапазон рабочих толщин диэлектрической решетки составляет от 5 нм до 230 нм.

Рассматривая выше упрощенный случай, в котором $\frac{\partial \omega(\kappa, x)}{\partial x}$ постоянна, мы показали, что центральная частота волнового пакета остается постоянной в течение его движения по плазмонному кристаллу, т.е. траектории волнового пакета на дисперсионной диаграмме представляют собой прямые, параллельные оси κ (тонкие горизонтальные линии на рис. 7.3а). Поскольку в рассматриваемой металло-диэлектрической гетероструктуре производная $\frac{\partial \omega}{\partial h} < 0$, то квазиволновое число κ увеличивается со временем и волновой пакет перемещается в пространстве (ω, κ) в сторону положительного направления оси κ . Для возникновения колебательного движения центра волнового пакета необходимо, чтобы

центр волнового пакета на дисперсионной диаграмме всегда оставался в области действия эффективной силы, т.е. чтобы точка (ω, κ_0) оставалась в области, ограниченной дисперсионными кривыми $\omega(\kappa)$ при $h = 5$ нм и $h = 230$ нм.

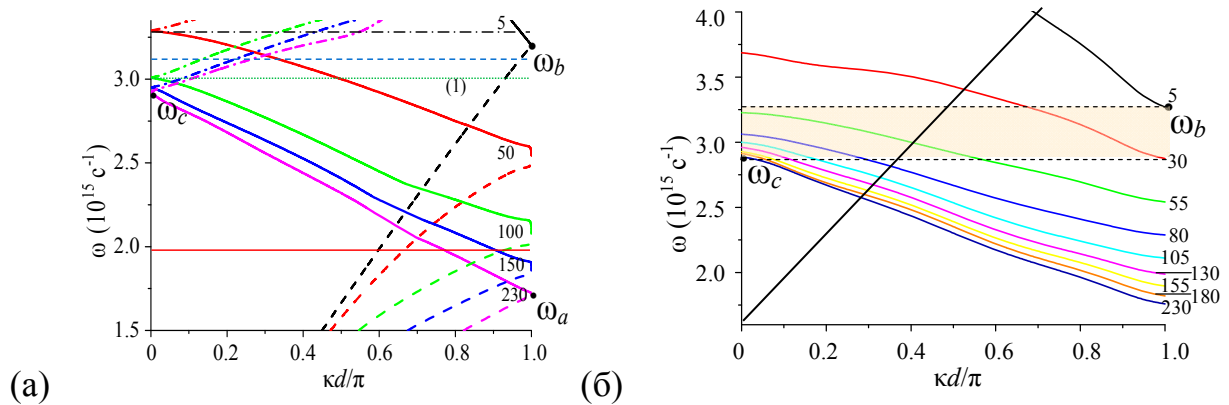


Рис. 7.3: Дисперсионные кривые $\omega(\kappa)$ плазмонного кристалла с шириной щелей $r=60$ нм, $d=280$ нм, и различной толщиной h как показано с правой стороны графиков. (а) дисперсионные кривые, принадлежащие трем плазмонным зонам, показаны штриховыми линиями (1-ая зона), сплошными линиями (2^{ая} зона) и штрих-пунктирными линиями (3^я зона). Горизонтальные цветные линии соответствуют траекториям ППП при его распространении по структуре с переменной толщиной диэлектрической решетки. (б) Более детальный вид 2-ой зоны. Две горизонтальные пунктирные линии показывают границы области, в которой возможны осцилляции Блоха. Черная сплошная линия показывает границу светового конуса [234].

Первые плазмонные зоны для каждой толщины диэлектрика показаны штриховыми линиями. Область между двумя крайними дисперсионными линиями, соответствующими $h = 5$ нм (черная кривая) и $h = 230$ нм (фиолетовая линия), не покрывает весь диапазон волновых векторов в первой зоне Бриллюэна. Следовательно, полный цикл осцилляций Блоха в первой зоне не возможен. Тем

не менее возможен один разворот волнового пакета при условии, что частота ППП находится в интервале от ω_a до ω_b (см. Рис. 7.3а).

Вторые плазмонные зоны показаны сплошными линиями. Они существенно отличаются от первых зон тем, что существует диапазон частот от ω_c до ω_b (см. рис. 7.3б), в котором дисперсионные кривые перекрывают весь диапазон волновых векторов в зоне Бриллюэна. В этом диапазоне частот возможен полный цикл осцилляций Блоха.

Еще одной важной особенностью на рис. 7.3 являются стоп-зоны, возникающие вследствие расщепления дисперсионных кривых на границах зоны Бриллюэна. Их значения также зависят от h . Величина запрещенной зоны является очень важным параметром для динамики волнового пакета, т.к. если она достаточно мала, то возможно туннелирование плазмонного пакета в соседние зоны – явление, аналогичное туннелированию Зенера в физике твердого тела и в оптике [235,236]. Поскольку величина стоп-зоны зависит от параметров структуры и от частоты света, она имеет немонотонную зависимость от h . Таким образом, для структуры с данными параметрами наибольшая стоп-зона возникает при $h = 90$ нм. Как было отмечено ранее, второй важной точкой в κ -пространстве является точка $\kappa = 0$. При осцилляциях Блоха волновой пакет разворачивается также и в этой точке. Однако для рассматриваемой металло-диэлектрической структуры расщепление при $\kappa = 0$ отсутствует, что указывает на то, что в этой точке туннелирование волнового пакета в соседнюю зону неизбежно.

Действующая на плазмонный пакет сила характеризуется $\frac{\partial \omega}{\partial x}(x, \kappa) = \frac{\partial \omega}{\partial h}(x, \kappa) \tan \alpha$, где α – угол наклона диэлектрического клина. Угол α следует выбирать так, чтобы временной период осцилляций Блоха был существенно больше, чем период, соответствующий высокочастотной несущей частоте плазмонного пакета: $T \gg 2\pi/\omega$. Из оценки периода осцилляций Блоха уравне-

нием (7.14) следует, что $\tan \alpha \ll \omega \left(\frac{\partial \omega}{\partial h} d \right)^{-1}$. С другой стороны, угол α не может быть слишком мал, поскольку иначе пространственный период осцилляций Блоха Δx становится очень большим. Ограничение на величину пространственного периода осцилляций Блоха накладывает диссипация плазмонного пакета, возникающая из-за рассеяния и оптических потерь в металле и диэлектрике. С учетом уравнения (7.13) можно получить, что $\tan \alpha \gg \Delta \omega \left(\frac{\partial \omega}{\partial h} L \right)^{-1}$, где $\Delta \omega$ - разность между максимальной и минимальной частотами данной плазмонной зоны и L - длина распространения ППП, т.е. расстояние, на котором энергия ППП уменьшается в e раз. Длина распространения L определяется из $L = \frac{1}{2\kappa''}$. Величина κ'' для двух плазмонных кристаллов с диэлектрическими решетками толщиной $h=50$ нм и 100 нм показана на рис. 7.4. Знак κ'' определен из условия затухания амплитуды ППП при его распространении. К примеру, для первой и третьей дисперсионных зон при $\kappa > 0$ групповая скорость положительна и волновой пакет распространяется в положительном направлении оси x . Это приводит к $\kappa'' > 0$. Аналогичные рассуждения приводят к $\kappa'' < 0$ для второй зоны.

В то время как плазмонный пакет, распространяющийся в первой зоне, имеет малые потери (штриховые линии на рис. 7.4), оптические потери при распространении ППП, относящегося ко второй зоне (сплошные линии на рис. 7.4), существенно больше. Причем вторая зона разделяется на две части: с относительно малыми и с относительно большими значениями κ'' . Плазмонная волна, принадлежащая третьей зоне обладает большими κ'' (штрих-пунктирные линии).

Существует два основных источника диссипации энергии ППП. Первым из них являются оптические потери в металле и диэлектрике. Связанную с ним длину распространения L можно оценить из формулы для гладкого металло-диэлектрического интерфейса

$$L = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{(\varepsilon'_1)^2}{\varepsilon''_1} \left(\frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon'_1 \varepsilon_2} \right)^{3/2}. \quad (7.16)$$

Для границы раздела серебро / диэлектрик ($\varepsilon_2=5,5$) уравнение (7.16) дает L порядка 40 мкм при $\omega = 1,96 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Метод матрицы дает $\kappa'' = 0.0007k_0$ при $\omega = 1,96 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$, что соответствует первой зоне Бриллюэна и $h=250$ нм. Из данной величины κ'' следует, что $L=110$ мкм. Это превышает оценочное значение, полученное из уравнения (7.16), что связано с наличием щелей в диэлектрической решетке и конечной величиной ее толщины.

Второй причиной затухания плазмонного импульса является возникающее из-за наличия периодической диэлектрической структуры переизлучение ППП в распространяющиеся дифракционные порядки. Этот механизм затухания возникает, когда ППП попадает на дисперсионной диаграмме в область светового конуса. Такая ситуация возможна для ППП, принадлежащих второй и более высоким зонам. При этом величина κ'' оказывается существенно больше в сравнении с κ'' для ППП вне светового конуса. Это хорошо видно на примере ППП из второй плазмонной зоны. Так, для плазмонного кристалла с диэлектрической решеткой высотой $h=50$ нм при $\omega = 2,91 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ возникает переизлучение ППП в дальнюю зону, $\kappa'' = 0.12k_0$ и $L = 450$ нм. Однако для той же структуры, но при $\omega = 2,65 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ ППП из второй зоны не излучается и его затухание обусловлено в основном оптическими потерями в серебре. При этом $\kappa'' = 0.0046k_0$.

С учетом вышесказанного, угол наклона клина α для структур с такими параметрами может быть выбран равным нескольким градусам.

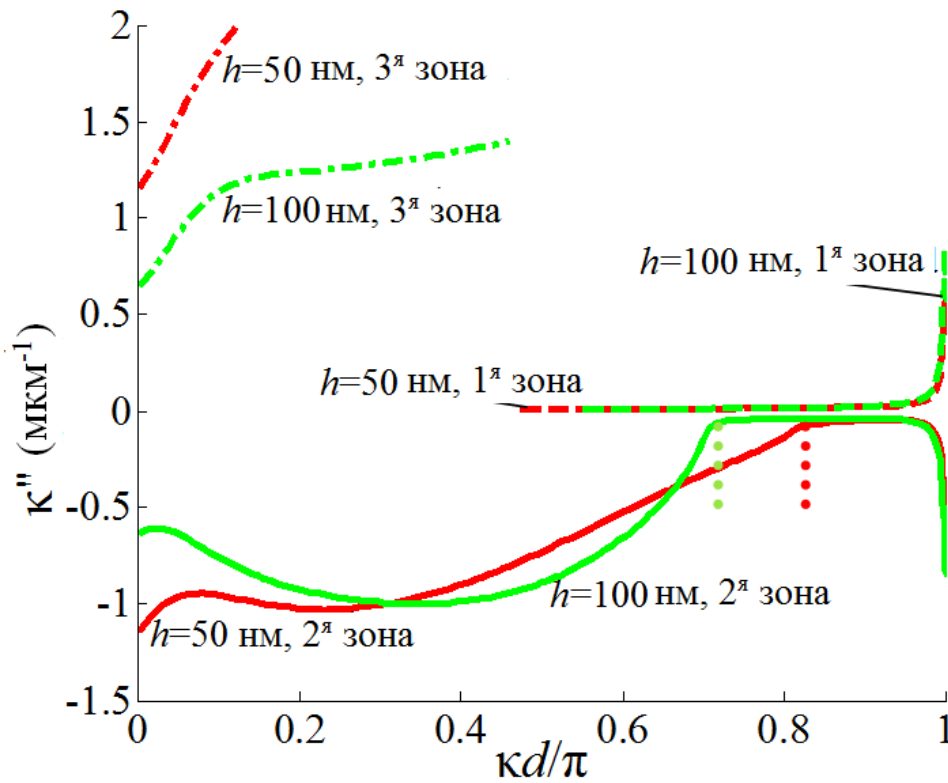


Рис. 7.4: Зависимость мнимой части волнового числа κ'' в зависимости от действительной части κ для структур с диэлектрической решеткой толщиной $h=50$ нм (красные кривые) and $h=100$ нм (зеленые кривые). Показаны кривые, соответствующие первым трем дисперсионным зонам: 1-ая зона - штриховые, 2-ая зона - сплошные и 3-я зона - штрих-пунктирные линии. Вертикальные точечные линии отмечают значения κ , при которых дисперсионные кривые пересекаются с границей светового конуса.

4. Блоховские осцилляции плазмонных импульсов

Рассмотрим режим осцилляций Блоха более подробно. Для этого решим уравнения (7.9) в однозонном приближении, т.е. без учета возможности туннелирования плазмонного импульса в соседнюю зону. Однозонное приближение хорошо применимо для случая, когда ППП принадлежит первой зоне, в то время как для второй зоны это приближение имеет ограничения, связанные с тем,

что в точке Γ ($\kappa = 0$) расщепление дисперсионных линий не возникает. Несмотря на это, полуколичественный анализ оказывается возможен и в данном случае, если учесть, что в т. Γ волновой пакет разделяется на две части: одна часть пакета остается в той же зоне, а вторая – переходит в соседнюю зону. На рис. 7.5 представлены несколько возможных случаев движения плазмонного пакета при различных начальных условиях $x_0(0)$ и $\kappa_0(0)$ и значениях центральной частоты. Удобнее характеризовать положение плазмонного импульса высотой диэлектрического клина h_0 в области, где в данный момент находится центр пакета. При этом h_0 связана с x_0 соотношением $x_0(t) = [h_0(t) - h_0(0)] \cot \alpha$, где α – угол клина и $x_0(0) = 0$.

Кривая-(а) соответствует ППП пакету из первой плазмонной зоны. Траектория пакета в пространстве (κ, ω) показана тонкой горизонтальной красной линией. Пакет начинает движение в точке клина толщиной $h(0) = 10$ нм и движется в сторону более толстой части клина пока его волновое число не достигнет $\kappa = \pi/d$ (граница зоны Бриллюэна), где групповая скорость пакета становится равной нулю. В этот момент волновой пакет разворачивается и продолжает движение в обратном направлении. В представлении приведенной первой зоны Бриллюэна в этой точке волновое число плазмонного импульса изменяется на $-2\pi/d$ и продолжает расти пока не достигнет вновь $\kappa = \pi/d$. Плазмонный пакет после разворота ускоряется пока не достигнет области клина ($h = 5$ нм), толщина которой не зависит от координаты. Дальнейшее движение клина происходит равномерно. При этом затухание ППП в основном связано с диссипацией энергии в серебре. Плазмонный пакет не излучается в дальнюю волновую зону и его длина распространения составляет около 110 мкм, поэтому пакет совершает весь путь до разворота и после разворота с минимальными потерями (весь путь составляет около 4 мкм). Поскольку минимальная частота первой зо-

ны равна нулю, полный цикл осцилляций Блоха в этой зоне не возможен. Волновой пакет может совершить только один разворот при $\kappa = \pi/d$.

Необходимо отметить, что положение точки разворота плазмонного пакета зависит от его центральной частоты (рис. 7.5).

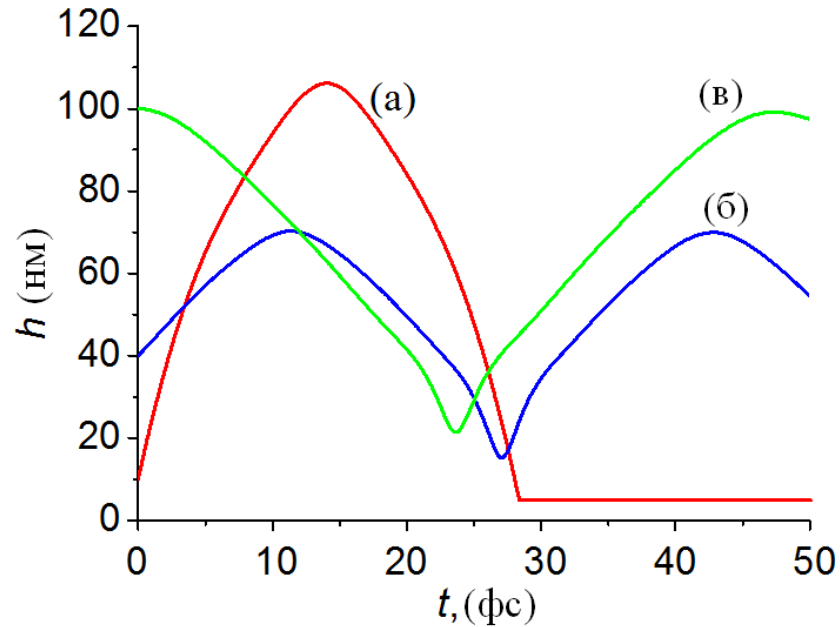


Рис. 7.5: Динамика плазмонного пакета: зависимость положения центра пакета (определенного толщиной диэлектрического клина в области нахождения плазмонного пакета, $x_0(t) = (h(t) - h_{\min}) \cot \alpha$, где $h_{\min} = 5$ нм) от времени. Рассмотрены три случая начальных условий: (а) $\kappa(0) = 0.6\pi/d$, $h(0) = 10$ нм, $\omega = 1.98 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$; (б) $\kappa(0) = -0.6\pi/d$, $h(0) = 40$ нм, $\omega = 3.11 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$; (в) $\kappa(0) = 0$, $h(0) = 100$ нм, $\omega = 3.0 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Параметры металло-диэлектрической гетероструктуры такие же, как на рис. 7.3. Угол наклона клина $\alpha = 3^\circ$.

Рассмотрим теперь распространение ППП, принадлежащего второй плазмонной зоне. Кривая-(б) на рис. 7.5 соответствует случаю $\kappa(0) < 0$. Поскольку во второй зоне при $\kappa < 0$ групповая скорость положительна, волновой пакет распространяется в положительном направлении оси-Ох, т.е. в сторону увеличения толщины диэлектрика. После того, как $\kappa(t)$ становится равно нулю, плазмонный

пакет разворачивается и движется в сторону уменьшения толщины диэлектрика пока его волновое число не достигнет границы зоны Бриллюэна. При $\kappa(t) = \pi/d$ плазмонный пакет вновь разворачивается и продолжает движение в первоначальном направлении. Таким образом, возникают осцилляции Блоха. Соответствующая траектория волнового пакета на диаграмме $\omega(\kappa)$ показана на рис. 7.3 тонкой горизонтальной синей линией.

Если $\kappa(0) \geq 0$, то волновой пакет начинает движение в сторону уменьшения толщины диэлектрического клина и разворачивается, когда его волновое число достигает границы зоны Бриллюэна (см. кривая-(с) на рис. 7.5 и зеленая горизонтальная линия на рис. 7.3). Толщина диэлектрической решетки, при которой происходит разворот, зависит от начальных условий. Как уже обсуждалось ранее, диссипация энергии волнового пакета во второй дисперсионной зоне достаточно велика из-за излучения ППП в дальнее оптическое поле, которое возникает при его попадании внутрь светового конуса. Длина распространения составляет около 1 мкм. Поэтому для осуществления полного цикла осцилляций Блоха необходим угол клина около 8° .

Если при $\kappa(0) = 0$, $h(0) < 52$ нм, то осцилляции Блоха не возможны, т.к. волновой пакет достигает критической точки при $h = 5$ нм раньше, чем его волновое число κ достигнет π/d . В этом случае ему соответствует траектория, показанная на рис. 7.3 горизонтальной черной линией.

Необходимо отметить, что времена разворота пакета в двух крайних точках сильно различаются. Так, волновой пакет проводит гораздо больше времени при развороте в области более толстой диэлектрической решетки. Это может быть объяснено тем, что эффективная сила, действующая на ППП $-\frac{\partial \omega}{\partial h}$, больше в области более тонкой решетки. Если плазмонный пакет начинает движение из области решетки с $h \sim 170$ нм, где $\frac{\partial \omega}{\partial h}$ мало, но все же отлично от нуля, то волно-

вой пакет проводит основную часть периода в этой области плазмонного кристалла. Если потери достаточно велики, то пакет может даже полностью затухнуть прежде чем совершить разворот. Таким образом, возникает еще одно необходимое условие для возникновения осцилляций Блоха, заключающееся в том, что эффективная сила должна быть достаточно большой на всем пути пакета. Иначе плазмонный пакет может полностью затухнуть раньше, чем совершит хотя бы один разворот.

5. Различные варианты распространения плазмонного пакета

Рассмотрим более детально различные сценарии распространения плазмонного пакета, относящегося к первой плазмонной зоне. Будет использоваться следующие параметры структуры: диэлектрическая проницаемость диэлектрика $\epsilon=5,5$, период решетки $d=280$ нм, ширина щелей $r=60$ нм. При этом большое значение имеет расщепление дисперсионных кривых на краю зоны Бриллюэна, создающее запрещенную зону между первой и второй дисперсионными зонами. Кроме того, важна и величина эффективной силы $|\partial\omega/\partial h|$. Из рис. 7.6 следует, что величина $|\partial\omega/\partial h|$ принимает наибольшие значения для тонкой решетки и монотонно уменьшается с ростом h почти до нуля при $h>240$ нм.

Так же на рис. 7.6(б) показаны частоты границ первой и второй дисперсионных зон при $k = \pi/d$ в зависимости h . Видно, что две зоны разделены запрещенной зоной, ширина которой зависит от толщины диэлектрика и достигает наибольшей величины при $h \sim 100$ нм.

Обозначим ω_a and ω_b меньшую и большую частоты границ запрещенной зоны (рис. 7.6 б). Существует несколько возможных вариантов распространения ППП вдоль клина в зависимости от величины центральной частоты ω_0 относительно ω_a и ω_b и от спектральной ширины пакета $\Delta\omega$. Будем считать, что вол-

новой пакет начинает движение из более тонкой части решетки ($h_0(0) \ll 240$ нм) в сторону увеличения ее толщины. Если $\omega_0 < \omega_a$ и импульс имеет достаточно маленькую спектральную ширину ($\Delta\omega < \omega_a - \omega_0$), то все частотные гармоники импульса имеют частоты меньше, чем ω_a . Поэтому плазмонный пакет движется, замедляясь, пока не достигнет области с $h \geq 240$ нм (штрих-пунктирная линия на рис. 7.7). После этого он движется равномерно.

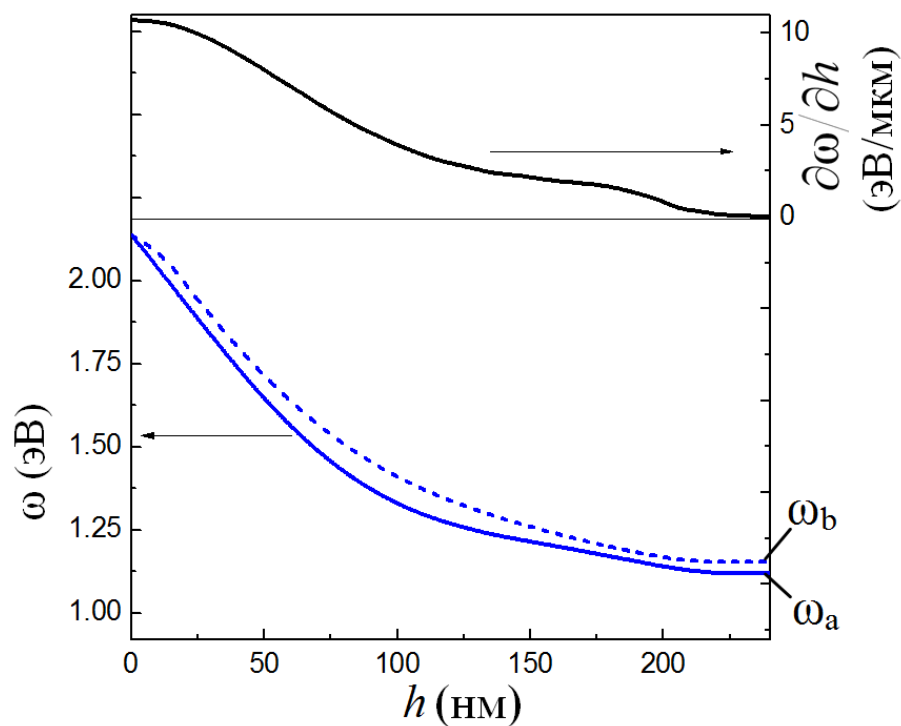


Рис. 7.6: Эффективная сила $\partial\omega/\partial h$ и частоты границ первой (сплошная кривая) и второй (штриховая кривая) зон при $\kappa = \pi/d$ в зависимости h .

Следующая ситуация возникает при $\omega_0 > \omega_b$ и $\Delta\omega < \omega_0 - \omega_b$. В этом случае замедленное движение пакета приводит к его остановке и последующему развороту и ускорению. Поскольку запрещенная зона имеет конечную величину, то, как отмечалось ранее, часть пакета туннелирует во вторую зону. Туннелировавший плазмонный пакет продолжает движение в сторону увеличения толщи-

ны клина, аналогично тому, как это было для ППП из первой зоны. Волновое число увеличивается от $\kappa = -\pi/d$. Если пакет входит в световой конус, то его энергия излучается в объемную волну. При этом при уменьшении величины волнового числа угол распространения возникшей объемной волны меняется от тангенциального к нормальному.

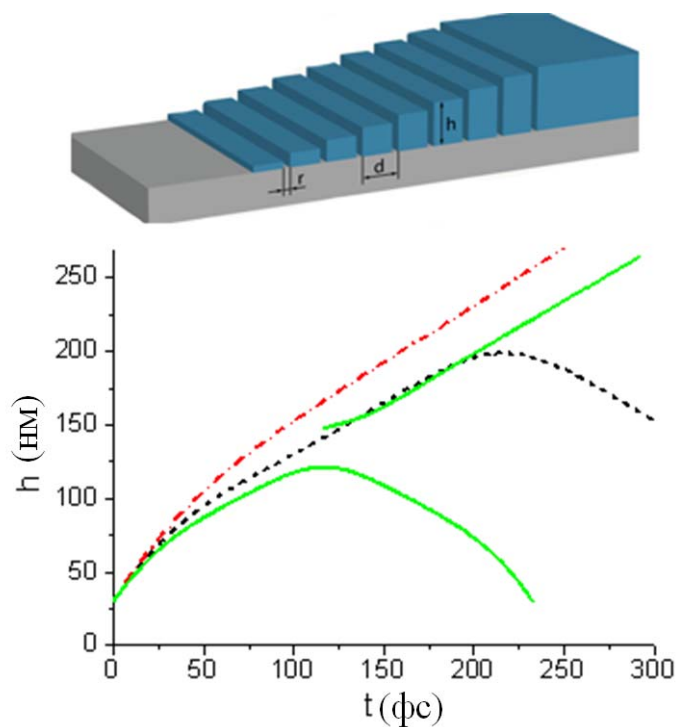


Рис. 7.7: Временные зависимости положения центра пакета, определённого через локальную толщину клина, от времени. Начальное условие: $h_0(0) = 30$ нм. Показаны три случая: (i) распространение без отражения ($\omega_0 = 0,97$ эВ, штрихпунктирная линия), (ii) распространение с частичным отражением и туннелирование ($\omega_0 = 1,27$ эВ, сплошная линия) и (iii) распространение с отражением и без туннелирования $\omega_0 = 1,14$ эВ (штриховая линия). Период диэлектрической решетки $d = 280$ нм и ширина щелей $r = 60$ нм. Угол диэлектрического клина $\alpha = 0,4^\circ$. Вставка: рассматриваемый плазмонный кристалл.

В промежуточном случае, когда $\omega_a < \omega_0 < \omega_b$ и спектральная ширина импульса очень мала: $\Delta\omega \ll \omega_b - \omega_a$. Данные условия приводят к тому, что практически все временные гармоники, составляющие плазмонный импульс, находятся внутри запрещенной зоны, что исключает процесс туннелирования (штриховая линия на рис. 7.7). В данном случае происходит только отражение волнового пакета от области решетки, в которой $\kappa = -\pi/d$.

Если спектральная ширина плазмонного импульса достаточно велика, то возникает суперпозиция рассмотренных выше случаев: часть временных гармоник плазмонного пакета отражается и туннелирует, в то время как, другие гармоники распространяются без отражения.

6. Туннелирование плазмонного пакета

Среди рассмотренных вариантов распространения плазмонного пакета наибольший интерес представляет случай, когда происходит расщепление пакета на две части – отраженную и туннелирующую. Это открывает дополнительные возможности для управления плазмонными импульсами. Проведем более детальный анализ этой ситуации методом конечных разностей во временной области (FDTD, см. §6.4 главы 1). Сравнение результатов расчета распространения плазмонного пакета, полученных методом ВКБ (см. уравнение (7.9)) и с использованием моделирования методом конечных разностей, показано на рис. 7.8. Предполагается, гауссов временной профиль огибающей плазмонного импульса продолжительностью $\tau=70$ фс (спектральная полуширина $\Delta\omega = 0,017$ эВ) и $\tau=40$ фс (спектральная ширина $\Delta\omega = 0,029$ эВ).

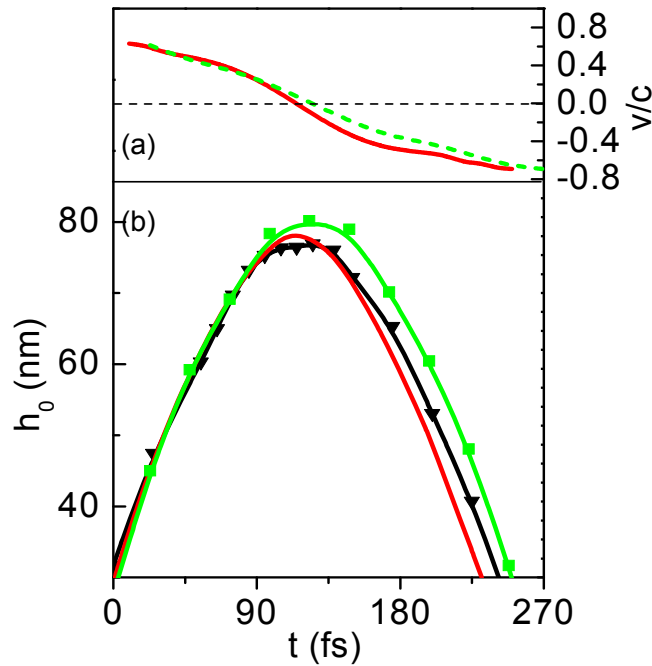


Рис. 7.8. (а) Временная зависимость скорости v центра волнового пакета, нормированной на скорость света в вакууме c , рассчитанная в результате решения уравнения (7.9) (сплошная линия) и найденная из конечноразностного моделирования для импульса продолжительностью 40 фс (штриховая линия). (б) Временная зависимость толщины диэлектрической решетки h_0 в области нахождения центра плазмонного пакета, рассчитанная в результате решения уравнения (7.9) (сплошная линия) и найденная из конечноразностного моделирования для импульса продолжительностью $\tau=40$ фс (линия с квадратами) и $\tau=70$ фс (линия с треугольниками). $\omega_0 = 1,43$ эВ; угол наклона клина $\alpha = 0,2^\circ$; все остальные параметры решетки такие же, как и на рис. 7.7. Предполагается гауссова форма временной зависимости огибающей волнового пакета [237].

Наблюдается достаточно хорошее согласие результатов, полученных двумя методами расчёта. Скорости волнового пакета, полученные обоими методами, почти совпадают (Рис. 7.8а). Однако возникают небольшие расхождения, после

отражения импульса. Это вызвано тем, что плазмонный импульс проводит больше времени в области разворота при расчете на основе численного эксперимента, чем при решении уравнений ВКБ. Это расхождение становится более явным для коротких импульсов, у которых большая спектральная ширина, что указывает на то, что расхождение так же связано с шириной плазмонного импульса. Как было отмечено выше, положение точки разворота зависит от центральной частоты импульса. Поскольку плазмонный пакет является суперпозицией различных временных гармоник, то существует некоторая область, в которой происходит отражение. Назовем ее “область отражения”. Высоочастотные компоненты импульса отражаются в области более тонкой решетки. Размер области отражения зависит от спектральной ширины плазмонного пакета. К примеру, для импульса продолжительностью $\tau=40$ фс область отражения начинается при $h=74$ нм и заканчивается при $h=87$ нм. Однако поскольку спектральная ширина определена как полная ширина импульса на половине его амплитуды, существуют гармоники, частоты которых выходят за рамки спектральной ширины. Хотя их амплитуды достаточно малы, они так же оказывают некоторое влияние на происходящий процесс. При их учете размер области отражения становится еще больше, и она вдоль клина занимает около 10 мкм (при $\alpha=0,2^\circ$). Она приводит к уширению отраженного импульса и к отклонению закона движения его центра от найденного из уравнений (7.9).

Изменение формы и ширины огибающей плазмонного пакета при его распространении по структуре показано на рис. 7.9. Форма огибающей пакета почти не изменяется пока он не достиг области отражения. Но когда плазмонный пакет попадает в эту область, он сжимается (кривая (ii) на рис. 7.9)). В этот отрезок времени электромагнитная энергия импульса концентрируется в малом объеме и его амплитуда возрастает более, чем в 2 раза. Групповая скорость при этом близка к нулевой. Хорошо видно, что небольшая часть импульса распространяется дальше точки разворота гармоники с частотой ω_0 , отмеченной вер-

тикальной штриховой линией. После отражения основной части импульса он уширяется (кривая (iii), рис. 7.9). Наконец, кривая-(iv) на рис. 7.9 представляет огибающую плазмонного пакета, движущегося обратно. Она значительно шире (примерно, в 3 раза), чем первоначально. Явление уширения отраженного импульса становится более выражено для коротких импульсов. Так импульс шириной 10 фс уширяется более, чем в 5 раз. Такие последовательные сужение и расширение плазмонного пакета представляют большой интерес для различных применений. В частности, они могут быть использованы для эффективной накачки энергии в плазмонный импульс при его распространении по среде с инверсной заселенностью. Кроме того, сжатие плазмонного импульса существенно увеличивает концентрацию энергии в требуемой области структуры, что крайне важно, например, для плазмонных фотовольтаиков.

Для определения того, какая часть энергии плазмонного импульса туннелирует во вторую плазмонную зону введем коэффициент пропускания в виде

$$T = \left| \frac{\iint_{Z, \Delta t_{out}} S_x(x_{out}) dz dt}{\iint_{Z, \Delta t_{in}} S_x(x_{in}) dz dt} \right|, \quad (7.17)$$

где S_x - это x -компонента вектора Пойнтинга, x_{out} - это x - координата некоторой точки за областью отражения, x_{in} - x -координата некоторой точки перед областью отражения и интегрирование ведется по всему диапазону z , используемому при численном моделировании (ось z перпендикулярна металло-диэлектрическому интерфейсу) и по временному диапазону в интервале от Δt_{out} до Δt_{in} , что соответствует прохождению центра волнового пакета через плоскости $x = x_{out}$ and $x = x_{in}$, соответственно. Аналогично, коэффициент отражения определён как

$$R = \left| \frac{\iint_{Z, \Delta t_{refl}} S_x(x_{in}) dz dt}{\iint_{Z, \Delta t_{in}} S_x(x_{in}) dz dt} \right|. \quad (7.18)$$

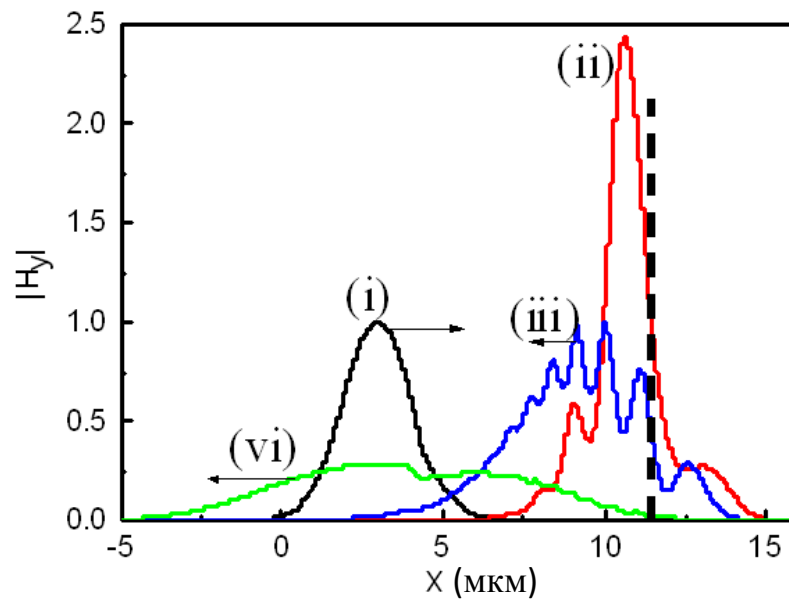


Рис. 7.9: Огибающие плазмонного импульса в различные моменты времени: (i) 10 фс, (ii) 135 фс, (iii) 180 фс, (iv) 240 фс. В начальный момент времени плазмонный импульс имеет огибающую Гауссова профиля продолжительностью $\tau = 20$ фс. Модуль магнитного поля импульса $|H_y|$ нормирован на максимальное значение поля в импульсе при $t = 0$. Положение точки отражения центральной гармоники импульса отмечено вертикальной штриховой линией. Стрелки показывают направление групповой скорости импульса; $\omega_0 = 1,43$ эВ; угол наклона клина $\alpha = 0,2^\circ$; все остальные параметры плазмонного кристалла такие же, как на рис. 7.7 [237].

Тогда потери энергии плазмонного пакета определяются коэффициентом поглощения $A = 1 - T - R$. Так как условия туннелирования и поглощения различных частотных гармоник волнового пакета несколько отличаются, все три коэффициента зависят от спектральной ширины пакета, т.е. от его продолжительности.

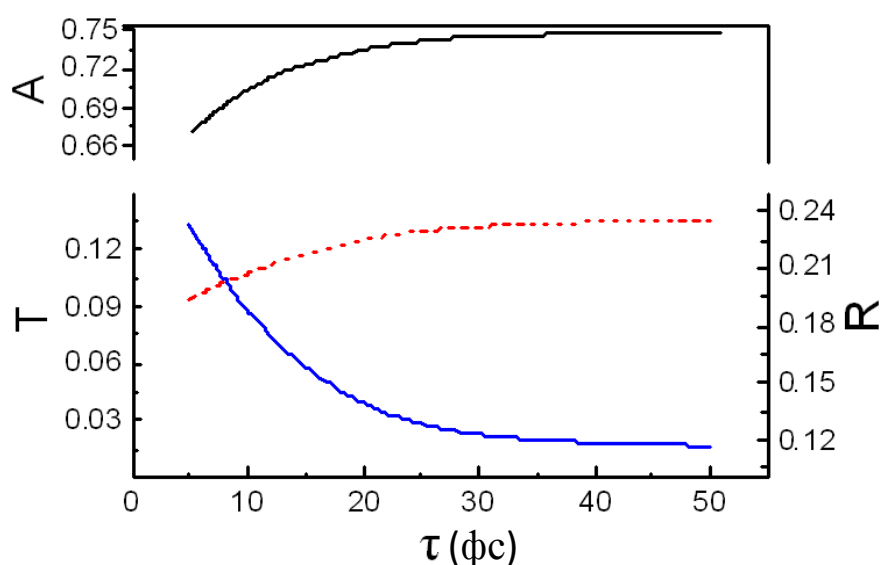


Рис. 7.10: Зависимости коэффициентов пропускания (T), отражения (R) и поглощения (A) для плазмонного пакета, распространяющегося через брэгговский барьер, от продолжительности импульса τ (угол наклона клина $\alpha = 0,4^\circ$). Все остальные параметры решетки такие же, как на рис. 7.7. $\omega_0 = 1,33$ эВ, $x_{in} = 0$, $x_{out} = 20$ мкм (см. (4), (5)), $h(x_{in}) = 30$ нм.

Это подтверждает рис. 7.10, на котором показана зависимость коэффициентов R , T и A от τ . В то время как с увеличением τ от 5 фс до 50 фс коэффициент отражения возрастает не более, чем на 20%, коэффициент прохождения изменяется более существенно и падает почти в 10 раз. Это показывает возможность контроля энергии туннелировавшего импульса в достаточно широких пределах.

Другим важным моментом здесь является высокий уровень коэффициента поглощения, возникающий даже для случая мало поглощающего серебра и практически непоглощающего диэлектрика. Из рис. 7.10 видно, что коэффициент поглощения возрастает при увеличении продолжительности импульса.

Сравним коэффициенты поглощения пакета для случаев, когда пакет отражается и туннелирует и когда пакет проходит всю структуру без отражения. Как было показано выше, второе имеет место при условии $\omega_0 < \omega_a$. Однако, оптиче-

ские потери в металле зависят от частоты, поэтому для того, чтобы сравнение было правомочным, будем считать частоту в обоих случаях одинаковой и равной ω_0 и для получения режима распространения без отражения уменьшим период решетки. Так, при $d = 140$ нм критическая частота ω_a возрастает до 1,84 эВ и при $\omega_0 = 1,33$ эВ условие $\omega_0 < \omega_a$ выполнено. Численный расчет показывает, что в случае без отражения коэффициент поглощения выше. Это может быть объяснено тем, что в рассматриваемых случаях средняя скорость плазмонных импульсов различается. Групповая скорость в случае с отражением становится очень малой и даже полностью исчезает, когда волновое число пакета κ_0 достигает края первой зоны Бриллюэна, т.е. при $\kappa_0 \approx \pm \pi/d$. При этом время взаимодействия плазмонного пакета со средой увеличивается и поглощение возрастает.

Заключение

Исследования, проведенные в рамках диссертационной работы, посвящены теоретическому и экспериментальному изучению взаимодействия оптического излучения с наноструктурами, оптические свойства которых могут быть модифицированы посредством внешнего воздействия: магнитного поля или интенсивного лазерного излучения. Специально подобранная периодическая структура плазмонных и фотонных кристаллов приводит к резонансным явлениям, в результате которых оптические и магнитооптические эффекты существенно усиливаются в нужном диапазоне длин волн. Это открывает большие возможности для создания новых оптических элементов, в которых различные характеристики оптического излучения эффективно модулируются с частотой вплоть до 1 ТГц.

В рамках диссертационной работы получены следующие основные результаты.

По Главе II.

1. Предложен и разработан новый наноструктурированный материал - магнитный плазмонный кристалл, позволяющий эффективно управлять интенсивностью прошедшего или отраженного излучения и плазмон-поляритонами посредством внешнего магнитного поля. Магнитный плазмонный кристалл состоит из однородного слоя ферромагнитного диэлектрика (редкоземельный феррит-гранат с замещением висмутом) на немагнитной подложке, на поверхность которого нанесен слой благородного металла (золото), перфорированный периодической системой щелей или отверстий. Период металлической решетки составляет 200 нм – 700 нм, размер щелей или отверстий 50 – 400 нм, высота металлической решетки – 50 – 120 нм, толщина магнитного слоя – 100 нм – 3 мкм. В таком материале в спектрах оптического про-

пускания и отражения возникают резонансы, связанные с возбуждением ППП, волноводных мод диэлектрического слоя и щелевых мод Фабри-Перо.

2. Путем численного расчета, основанного на методе связанных мод в пространстве Фурье, показано, что вблизи возбуждения ППП на границе между металлом и магнитным диэлектриком ЭЭК резонансно усиливается. Проведена оптимизация параметров плазмонного кристалла и разработан плазмонный кристалл, в котором ЭЭК усиливается более чем на два порядка величины.
3. Созданы образцы магнитных плазмонных кристаллов и экспериментально продемонстрировано резонансное усиление ЭЭК в 10^3 раз по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя. При этом величина ЭЭК достигает в резонансе 1,6% в диапазоне длин волн от 700 до 800 нм. Спектральная ширина резонанса составляет 5 нм.
4. Усиление ЭЭК в плазмонном кристалле вызвано смещением резонанса Фано в спектре оптического пропускания или отражения, обусловленным смещением частоты плазмонного резонанса во внешнем поперечном магнитном поле.
5. Предсказан и экспериментально продемонстрирован меридиональный интенсивностный эффект, возникающий в магнитных плазмонных кристаллах с волноведущим слоем, намагниченным в меридиональной конфигурации, т.е. перпендикулярно щелям решетки кристалла и в плоскости пленки. Эффект имеет две составляющие – четную и нечетную по намагниченности, которые определены относительным изменением коэффициента пропускания при намагничивании или перемагничивании структуры, соответственно. Четный эффект достигает 20%, в то время как нечетный эффект достигает 9% и наблюдается только при наклонном падении света, поляризованного под отличным от 0° и 90° углом к плоскости падения.

6. Меридиональный интенсивностный эффект возникает из-за возбуждения в структуре квази-ТЕ и квази-ТМ волноводных мод. Так, если магнитный слой намагничен меридионально, то падающая на плазмонный кристалл ТМ-поляризованная волна на частоте ТЕ-моды возбуждает квази-ТЕ-моду. В размагниченной структуре это не возможно. Квази-ТЕ мода модифицирует спектр коэффициентов пропускания или отражения и приводит к интенсивностному эффекту.

По Главе III.

1. Путем численного расчета, основанного на методе связанных мод в пространстве Фурье, показано, что вблизи частот оптических резонансов в плазмонном кристалле возникает резонансное усиление эффекта Фарадея. При этом наибольший эффект возникает при нормальном падении света на частоте возбуждения квази-ТЕ волноводной моды. Эллиптичность также испытывает резонансное поведение, но обращается в ноль на частоте максимума угла Фарадея.
2. Экспериментально продемонстрировано усиление эффекта Фарадея в плазмонном кристалле в 10 раз по сравнению с магнитной плёнкой без металлической решетки. Для плазмонного кристалла с магнитным слоем толщиной 150 нм угол Фарадея достиг $0,6^\circ$ на длине волны 952 нм. Ширина резонанса составляет 20 нм. Важной особенностью созданного плазмонного кристалла является то, что максимум угла Фарадея наблюдается при большой величине коэффициента пропускания, равной 35%.
3. Причиной резонансного усиления эффекта Фарадея в плазмонном кристалле является увеличение эффективной длины распространения света по магнитной пленке при возбуждении в структуре волноводных мод. Это наиболее выражено при нормальном падении света, так как групповая скорость волноводных мод при этом стремится к нулю. При вырождении по частоте ТМ-

и ТЕ-резонансов эффективность конверсии поляризации возрастает, поэтому при этом наблюдается наибольший эффект Фарадея.

По Главе IV.

1. Резонансное увеличение эффекта Фарадея и других магнитооптических эффектов в магнитных фотонных кристаллах обусловлено уменьшением групповой скорости вблизи края запрещенной зоны. Получено аналитическое выражение для удельного угла Фарадея, которое дает величину эффекта, хорошо согласующуюся с данными экспериментов. Эффект Фарадея в фотонных кристаллах определяется двумя основными факторами: он обратно пропорционален групповой скорости и прямо пропорционален усредненной по ячейке кристалла величине магнитооптического параметра. Последняя величина зависит от распределения поля в фотонном кристалле, что объясняет разницу в величине эффекта Фарадея на коротковолновой и длинноволновой границах фотонной запрещенной зоны.
2. В рамках развитой теории получены аналитические выражения, описывающие эффект Фохта в фотонном кристалле, которые показывают, что этот эффект также возрастает при уменьшении групповой скорости, т.е. вблизи границы фотонной запрещенной зоны.
3. Проведена с помощью метода матриц переноса оптимизация одномерного фотонного кристалла и найдена структура, в которой возможна почти полная модуляция интенсивности неполяризованного излучения при переманивании только двух слоев фотонного кристалла. Для этого рассмотрен фотонный кристалл с тремя структурными дефектами. Модуляция интенсивности происходит на частоте разрешенного уровня, возникшего в запрещенной зоне благодаря наличию структурных дефектов.

По Главе V.

1. Показано методом численного моделирования, что обратный эффект Фарадея в плазмонных кристаллах локально возрастает на порядок величины при возбуждении ППП. Размер областей усиления эффекта составляет ~ 50 нм, что существенно меньше длины волны используемого излучения. Локальное увеличение обратного эффекта Фарадея связано с концентрацией электромагнитной энергией, возникающей при возбуждении ППП. Индуцируемое при обратном эффекте Фарадея эффективное магнитное поле направлено под некоторым углом к плоскости структуры и в соседних максимумах направлено противоположно, поэтому суммарный магнитный момент, индуцируемый световой волной, не отличается от магнитного момента в неплазмонном случае.
2. Выявлено, что при распространении ППП вдоль границы раздела между металлом и магнитным диэлектриком возникает постоянное эффективное магнитное поле, направленное в плоскости границы раздела и перпендикулярное к направлению распространения ППП. Таким образом, ППП может воздействовать на намагниченность магнитного материала.
3. Теоретически предсказан обратный экваториальный эффект Керра, заключающийся в возникновении постоянного магнитного поля в направлении, лежащем в плоскости магнитной пленки и перпендикулярном плоскости падения света. Эффект наблюдается только при наклонном падении. Расчеты показывают, что при облучении пленки никеля фемтосекундным лазерным импульсом величина эффективного магнитного поля вблизи поверхности пленки никеля составляет 100 Э при пиковой интенсивности импульса 500 Вт/мкм^2 . В плазмонных кристаллах данный эффект существенно возрастает вблизи плазмонных резонансов и может достигать величины 5000 Э.

По Главе VI.

1. Экспериментально продемонстрировано управление интенсивностью отраженной и прошедшей световых волн, а также ППП при воздействии на плазмонный кристалл фемтосекундным лазерным импульсом (плотность энергии импульса 500 мкДж/см^2). При этом относительная величина модуляции коэффициентов пропускания и отражения достигает 5% вблизи частот возбуждения ППП. Время релаксации порядка 500 фс.
2. Наблюдаемая модуляция оптических свойств плазмонного кристалла может быть объяснена в терминах сверхбыстрых изменений действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости золота, возникающих за счет фотовозбуждения электронов проводимости и модификации межзонной компоненты диэлектрической проницаемости. Продемонстрирован метод изучения сверхбыстрых изменений различных вкладов в диэлектрическую проницаемость посредством наблюдения модуляции коэффициентов пропускания и отражения с фемтосекундным временным разрешением.
3. Экспериментально получена модуляция плазмонного резонанса в плазмонном кристалле на частотах вплоть до 110 ГГц посредством импульса приповерхностной акустической волны, возбужденного при дифракции объемной акустической волны на металлической решетке. При генерации объемной акустической волны лазерным импульсом с плотностью энергии около 10 мДж/см^2 величина относительной модуляции интенсивности отраженного света составляет 2×10^{-4} .

По Главе VII.

1. Предложен и разработан плазмонный кристалл с медленно меняющимися в пространстве геометрическими параметрами (ширина щелей/отверстий или высота диэлектрической решетки) для эффективного управления фемтосекундными импульсами ППП, распространяющихся вдоль структуры.

2. Показано методом решения уравнений ВКБ и численным решением уравнений Максвелла конечно-разностным методом, что в зависимости от центральной частоты и спектральной ширины импульса возможна реализация различных режимов распространения импульса: замедленное или ускоренное движение, разворот, в некоторой области структуры и туннелирование в соседнюю плазмонную зону.

Автор диссертации выражает глубокую благодарность главному научному сотруднику Института общей физики РАН А.К. Звездину за помощь в выборе направления исследований, за активное участие в работе и за ценные замечания в процессе обсуждения полученных результатов. Также хотелось бы поблагодарить сотрудников лаборатории Института фундаментальных исследований им. Тата г. Мумбай (руководитель - доктор А.В. Гопал) за помощь в создании образцов плазмонных кристаллов и сотрудников отделения экспериментальной физики университета г. Дортмунд (руководитель - профессор М. Байер) за помощь в проведении экспериментальных исследований. Автор глубоко признателен заведующему кафедрой фотоники и физики микроволн физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова профессору А.П. Сухорукову за оказанную помощь и поддержку в процессе работы. Кроме того, хотелось бы поблагодарить старшего научного сотрудника ИРЭ РАН В.А. Котова и ведущего научного сотрудника ИСОИ РАН Л.Л. Досколовича за помощь в работе.

Также необходимо отметить моральную поддержку членов моей семьи. Эту работу я посвящаю светлой памяти моей мамы Нины Ивановны, которая сыграла важную роль в выборе моей профессии.

Список литературы

1. M. Faraday, Experimental Researches in Electricity: Volume III. Adamant Media Corp, 2005.
2. J. Kerr, On the Rotation of the Plane of the Polarization by Reflection from the Pole of a Magnet // Philosophical Magazine. – 1877. – Vol. 3. – P. 321-325.
3. A.K. Zvezdin, V.A. Kotov, Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. – Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1997. – 363 p.
4. В.Г. Веселаго, Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 92. – С. 517-532.
5. E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58. – P. 2059-2062.
6. Kimel, A. V., Kirilyuk, A., Tsvetkov, A., Pisarev, R. V. & Rasing, Th. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // Nature. – 2005. – Vol. 435. – P. 655-657.
7. А. К. Звездин, В.А. Котов, Магнитооптика тонких пленок. – М.: Наука, 1988. – 147 с.
8. Р. В. Писарев, Физика магнитных диэлектриков. – М.: Наука, 1974. – 304 с.
9. Г. С. Кринчик, Физика магнитных явлений. – М.: изд-во МГУ, 1985. – 342 с.
10. W. Rave, R. Schäfer, A. Hubert, Quantitative observation of magnetic domains with the magneto-optical Kerr effect // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1986. – Vol. 65. – P. 7-14.
11. C. N. Afonso, F. Briones, Even magneto-optical effects in ferromagnetic transition metals. // J. Phys. F: Metal Phys. – 1980. – Vol. 10. – P.1253-1260.
12. R. Carey, B. W. J. Thomas, I. V. F. Viney, G. H. Weaver, Magnetic birefringence in thin ferromagnetic films. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1968. – Vol. 1. – P. 1679-1684.
13. R. R. Birss, N. Collings, M. R. Parker, Dispersion of the Voigt effect in thin iron films // Phys. Lett. A. – 1975. – Vol. 51. – P. 13.
14. C. N. Afonso, F. Briones, J. L. Vicent, Even M-O transmission effects in thin ferromagnetic films // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1977. – Vol. 10. – P. 753-758.
15. G. A. Bolotin, Phenomenological theory of orientational magneto-optical effects in ferromagnetic metals // Fiz. Metall. Metalloved. – 1975. – Vol. 39. – P. 731-742.
16. G. S. Krinchik, V. S. Gushchin, Magneto-optical Effect of Electron Structure Change of Ferromagnetic Metal at Magnetization Vector Turning // JETP Lett. – 1969. – Vol.10. – P. 24-26.
17. B. Donovan, T. Medcalf, Anisotropic magneto-optical effects in ferromagnetic metals // Proc. Phys. Soc. – 1965. – Vol. 86. – P. 1179-1791.
18. G. S. Krinchik, E. A. Ganshina // ЖЭТФ – 1973. – Vol. 65. – P. 1970-1976.
19. G. S. Krinchik, E. A. Ganshina, Quadratic magneto-optical reflection effects in ferromagnets // ЖЭТФ – 1974. – Vol. 38. – P. 983-987.

20. L. P. Pitaevskii, Electric forces in a transparent dispersive medium // Sov. Phys. JETP – 1961. – Vol. 12. – P. 1008-1013.
21. P. S. Pershan, Nonlinear Optical Properties of Solids: Energy Considerations // Phys. Rev. – 1963. – Vol. 130. – P. 919-929.
22. J. P. van der Ziel, P. S. Pershan, L. D. Malmstrom, Optically-Induced Magnetization Resulting from the Inverse Faraday Effect // Phys. Rev. Lett. – 1965. – Vol. 15. – P. 190-193.
23. A.V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, Th. Rasing, Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // Nature. – 2005. – Vol. 435. – P. 655-657.
24. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, Th. Rasing, Ultrafast optical manipulation of magnetic order // Rev. Mod. Phys. – 2010. – Vol. 82. – P. 2731-2784.
25. K. Vahaplar, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, D. Hinzke, U. Nowak, R. Chantrell, A. Tsukamoto, A. Ithoh, A. Kirilyuk, Th. Rasing, Ultrafast Path for Optical Magnetization Reversal via a Strongly Nonequilibrium State // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 103. – P. 117201-117205.
26. F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, Th. Rasing, Nonthermal ultrafast optical control of the magnetization in garnet films // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 73. – P. 014421-014437.
27. R. Gómez-Abal, O. Ney, K. Satitkovitchai, W. Hübner, All-Optical Subpicosecond Magnetic Switching in NiO(001) // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – P. 227402-227406.
28. L. D. Landau, E. M. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media, Course of Theoretical Physics, Vol. 8. – Oxford: Pergamon Press, 1984. – 460 p.
29. A. Ben-Amar Baranga, R. Battesti, M. Fouché, C. Rizzo, G. L. J. A. Rikken, Observation of the inverse Cotton-Mouton effect // EPL. – 2011. – Vol. 94. – P. 44005-44010.
30. C. Rizzo, A. Dupays, R. Battesti, M. Fouché, G. L. J. A. Rikken, Inverse Cotton-Mouton effect of the vacuum and of atomic systems // EPL. – 2010. – Vol. 90. – P. 64003.
31. B. A. Zon, V. Ya. Kupersmidt, G. V. Pakhomov, T. T. Urazbaev, Observation of inverse Cotton-Mouton effect in the magnetically ordered crystal $(\text{Lu, Bi})_3(\text{Fe, Ga})_5\text{O}_{12}$ // JETP Lett. – 1987. – Vol. 45. – P. 272-275.
32. J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. – Princeton: Princeton University Press, 1995. – 267 p.
33. V. Kuzmiak, A.A. Maradudin, Localized defect modes in a two-dimensional triangular photonic crystal // Phys. Rev. B. – 1987. – Vol. 57. – P. 15242-15250.
34. E. Centeno, D. Felbacq, Light propagation control by finite-size effects in photonic crystals // Physics Letters A. – 2000. – Vol. 269. – P. 165-169.
35. C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, B. Aspar, InP based photonic crystal microlasers on silicon wafer // Physica E. – 2003. – Vol. 17. – P. 475-476.

36. M.D.B. Charlton, M.E. Zoorob, G.J. Parker et al., Polarisation-dependent mixing in photonic crystal filled optical resonators // *Mater. Sci. Engin. B.* – 2000. – Vol. 74. – P. 17-27.
37. T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight et al. Dispersion compensation using single material fibers. // *IEEE Photonics Technol. Lett.* – 1999. – Vol. 11. – P. 674-680.
38. V. Berger, Nonlinear Photonic Crystals // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 81. – P. 4136-4139.
39. K. Sakoda, K. Ontaka, Sum-frequency generation in a two-dimensional photonic lattice // *Phys.Rev. B.* – 1996. – Vol. 54. – P. 5742-5749.
40. T. Baba, M. Nakamura, Spacing-tunable multiwavelength fiber laser // *IEEE J. Quantum Electr.* – 2002. – Vol. 38. – P. 909-914.
41. M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll et al., Photonic band gaps, defect characteristics, and waveguiding in two-dimensional disordered dielectric and metallic photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2000. – Vol. 79. – P. 1937-1946.
42. D. Lacoste, F. Donatini, S. Neveu et al., Photonic Hall effect in ferrofluids: Theory and experiments // *Phys. Rev. E.* – 2000. – Vol. 62. – P. 3934-3943.
43. X. L. Xu, G. Friedman, K. D. Humfeld et al., Superparamagnetic photonic crystals // *Adv. Mater.* – 2001. – Vol. 13. – P. 1681-1688.
44. E. L. Bizdoaca, M. Spasova, M. Farle et al., Magnetically directed self-assembly of submicron spheres with a Fe₃O₄ nanoparticle shell // *JMMM.* – 2002. – Vol. 240. – P. 44-46.
45. A. Figotin, I. Vitebsky, Nonreciprocal magnetic photonic crystals // *Phys. Rev. E.* – 2001. – Vol. 63. – P. 066609-066626.
46. M. Inoue, T. Fujii, Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of random magnetic and dielectric layers // *J. Appl. Phys.* – 1997. – Vol. 81. – P. 5659-5665.
47. А. К. Звездин, Магнитооптические свойства фотонных кристаллов // *Бюллетень института физики им. Лебедева РАН.* – 2002. – Т. 37. – С. 33-42.
48. M. Levy, H. C. Yang, M. J. Steel et al., Flat top response in one-dimensional magnetic photonic band gap structures with Faraday rotation enhancement // *J. Lightwave Technol.* – 2001. – Vol. 19. – P.1964-1969.
49. M. J. Steel, M. Levy, R. M. Jr. Osgood, Large Magneto-optical Kerr Rotation with High Reflectivity from Photonic Band Gap Structures with Defects // *J. Lightwave Technol.* – 2000. – Vol. 18. – P. 1297-1334.
50. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii et al., Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers // *J. Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 85. – P. 5768-5777.
51. H. Kato, T. Matsushita, A. Takayama, Effect of optical losses on optical and magneto-optical properties of one-dimensional magnetophotonic crystals for use in optical isolator devices // *J.Appl.Phys.* – 2003. – Vol. 93. – P. 3906-3911.
52. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, Th. Rasing Magnetic photonic crystals // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 36. – P.277–287.

53. Y. Qi, L. Zhang, W. Wen, Anisotropy properties of magnetic colloidal materials // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2003. – Vol. 36. – P. 10-15.
54. C. Koerdt, G. L. J. A. Rikken, E. P. Petrov, Faraday effect of photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol. 82. – P. 1538-1540.
55. A. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Three-dimensional magneto-photonic crystals based on artificial opals: fabrication and properties // *J. Appl. Phys.* – 2004. – Vol. 95. – P. 7336-7338.
56. A. Khanikaev, A. Baryshev, M. Inoue, A. Granovsky, A. Vinogradov, Two-dimensional magnetophotonic crystal: Exactly solvable model // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – P. 035123-035132.
57. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky, Magnetophotonic crystals // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 39. – P. 151-161.
58. A. V. Baryshev, A. B. Khanikaev, H. Uchida, M. F. Limonov, and M. Inoue, Interaction of polarized light with three-dimensional opal-based photonic crystals // *Phys. Rev. B* – 2006. – Vol. 73. – P. 033103(4).
59. A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov, D. A. Kurdyukov, V. G. Golubev, M. Inoue, Nonlinear diffraction and second-harmonic generation enhancement in silicon-opal photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87. – P. 151111.
60. A. B. Khanikaev, A. B. Baryshev, P. B. Lim, H. Uchida, M. Inoue, A. G. Zhdanov, A. A. Fedyanin, A. I. Maydykovskiy, O. A. Aktsipetrov, Nonlinear Verdet law in magnetophotonic crystals: Interrelation between Faraday and Borrmann effects // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – P. 193102.
61. A. Khanikaev, A. Baryshev, M. Inoue, A. Granovsky, A. Vinogradov, Two-dimensional magnetophotonic crystal: Exactly solvable model // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – P. 035123.
62. V. A. Dmitriev, 2D magnetic photonic crystals with square lattice-group theoretical standpoint // *Progress In Electromagnetics Research.* – 2006. – Vol. 58. – P. 71-100.
63. А.К. Звездин, Магнитооптика фотонных кристаллов // *Бюллетень Российской академии наук.* – 2002. – Vol. 37. – P.23-31.
64. A. A. Jalali, A. T. Friberg, Faraday rotation in two-dimensional magneto-optic photonic crystal // *Optics Communications.* – 2005. – Vol. 253. – P. 145-150.
65. R. Antos, M. Veis, S. Visnovsky, Theory of two-dimensional magneto-photonic crystals using complex Fourier factorization // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2010. – Vol. 200. – P. 072004.
66. T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue, Magneto-optical properties of three-dimensional magnetophotonic crystals // *IEEE Transactions on Magnetics.* – 2004. – Vol. 40. – P. 2829-2831.
67. E. Ozbay, Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions// *Science.* – 2006. – Vol. 311. – P. 189-193.

68. S. I. Bozhevolnyi, *Plasmonics Nanoguides and Circuits*. – Singapore: Pan Stanford Publishing, 2008. – 452 p.
69. S. A. Maier, M. D. Friedman, P. E. Barclay, O. Painter, Experimental demonstration of fiber-accessible metal nanoparticle plasmon waveguides for planar energy guiding and sensing // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 86. – P. 071103.
70. V. Krasavin, N. I. Zheludev, Active plasmonics: Controlling signals in Au/Ga waveguide using nanoscale structural transformations // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 84. – P. 1416-1419.
71. R. H. Ritchie, Plasma losses by fast electrons in thin films // *Phys. Rev.* – 1957. – Vol. 106. – P. 874-881.
72. E. A. Stern, R. A. Ferrell, Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas // *Phys. Rev.* – 1960. – Vol. 120. – P. 130-136.
73. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. – New York: Springer, 2007. – 248 p.
74. B. Sarid, Long-range surface-plasma waves on very thin metal films // *Phys. Rev. Lett.* – 1981. – Vol. 47. – P. 1927-1930 .
75. B. Kretschmann, H. Raether, Z. Naturforsch, Radiative decay of non radiative surface Plasmons excited by light // *Z. Naturforsch. Teil A*. – Vol. 23. – P. 2135-2136.
76. A. Otto, Excitation of Surface Plasma Waves in Silver by the Method of Frustrated Total Reflection // *Zeitschrift Für Physik a Hadrons and Nuclei*. – 1968. – Vol. 216. – P. 398-410.
77. H. Ragossnig, A. Feltz, Characterization of dielectric powders by a new defined form factor // *J. Europ. Ceramic Soc.* – 1998. – Vol. 18. – P. 429-444.
78. A. Christ, T. Zentgraf, J. Kuhl, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, H. Giessen, Optical properties of planar metallic photonic crystal structures: experiment and theory // *Phys. Rev. B*. – 2004. – Vol. 70. – P. 125113.
79. U. Kreibig, M. Vollmer, *Optical Properties of Metal Clusters*. – Berlin: Springer, 1995. – 532 p.
80. A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, H. Giessen, Waveguide-plasmon polaritons: Strong coupling of light and nanowire plasmon resonances in a metallic photonic crystal slab // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 91. – P.183901.
81. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff, Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature*. – 1998. – Vol. 391. – P. 667-669.
82. J. Bravo-Abad, A. Digiron, F. Przybilla, C. Genet, F. J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T. W. Ebbesen, How light emerges from an illuminated array of subwavelength holes // *Nature Physics*. – 2006. – Vol. 2. – P. 120-123.
83. M. Sarrazin, J. Vigneron, J. Vigoureux, Role of wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes // *Phys. Rev. B*. – 2003. – Vol. 67. – P. 085415.

84. B. Luk'yanchuk et al., The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials // *Nature Mater.* – 2010. – Vol. 9. – P. 707–715.
85. P. E. Ferguson, O. M. Stafsudd, R. F. Wallis, Surface magnetoplasma waves in nickel // *Physica B+C.* – 1977. – Vol. 86-88. – P. 1403-1405.
86. R. K. Hickernell, D. Sarid, Long-range surface magnetoplasmons in thin nickel films // *Opt. Lett.* – 1987. – Vol. 12. – P. 570-572.
87. G. C. Aers, A. D. Boardman, The theory of semiconductor magnetoplasmon-polariton surface modes: Voigt geometry // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1978. – Vol. 11. – P. 945-959.
88. M. S. Kushwaha, Plasmons and magnetoplasmons in semiconductor heterostructures // *Surface Science Reports.* – 2001. – Vol. 41. – P. 5-416.
89. N. Bonod, R. Reinisch, E. Popov, M. Nevière, Optimization of surface plasmon enhanced magneto-optical effects // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2004. – Vol. 21. – P. 791-797.
90. V. V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J.-M. Garcia-Martin, T. Thomay, A. Leitenstorfer, R. Bratschitsch, Active magneto-plasmonics in hybrid metal–ferromagnet structures // *Nature Photon.* – 2010. – Vol. 4. – P. 107-111.
91. J. B. González-Díaz, A. García-Martín, G. Armelles, J. M. García-Martín, C. Clavero, A. Cebollada, R. A. Lukaszew, J. R. Skuza, D. P. Kumah, R. Clarke, Surface-magnetoplasmon nonreciprocity effects in noble-metal/ferromagnetic heterostructures // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 76. – P. 153402.
92. E. Ferreiro Vila, X. M. Beñdana Sueiro, J. B. González-Díaz, A. García-Martín, J. M. García-Martín, A. Cebollada Navarro, G. Armelles Reig, D. Meneses Rodríguez, E. Muñoz Sandoval, Surface Plasmon Resonance Effects in the Magneto-Optical Activity of Ag–Co–Ag Trilayers // *IEEE Trans. Magn.* – 2008. – Vol. 44. – P. 3303-3306.
93. M. G. Manera, G. Montagna, E. Ferreiro-Vila, L. González-García, J. R. Sánchez-Valencia, A. R. González-Elipe, A. Cebollada, J. M. Garcia-Martin, A. Garcia-Martin, G. Armelles, R. Rella, Enhanced gas sensing performance of TiO₂ functionalized magneto-optical SPR sensors // *J. Mater. Chem.* – 2011. – Vol. 21. – P. 16049-16056.
94. B. Sepúlveda, L. M. Lechuga, G. Armelles, Magneto-optic Effects in Surface-Plasmon-Polaritons Slab Waveguides // *J. Lightwave Technol.* – 2006. – Vol. 24. – P. 945-955.
95. A. A. Grunin, A. G. Zhdanov, A. A. Ezhov, E. A. Ganshina, A. A. Fedyanin, Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – P. 261908.
96. A. V. Chetvertukhin, A. A. Grunin, A. V. Baryshev, T. V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, A. A. Fedyanin, Magneto-optical Kerr effect enhancement at the Wood's anomaly in magnetoplasmonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2012. – Vol. 324. – P. 3516-3518.
97. A. A. Grunin, N. A. Sapoletova, K. S. Napolskii, A. A. Eliseev, A. A. Fedyanin, Magneto-plasmonic nanostructures based on nickel inverse opal slabs // *J. Appl. Phys.* – 2012. – Vol. 111. – P. 07A948.

98. A. Clavero, K. Yang, J. R. Skuza, R. A. Lukaszew, Magnetic field modification of Surface Plasmon Polaritons on gratings // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35. – P. 1557.
99. G. Armelles, J. B. González-Díaz, A. García-Martín, J. M. García-Martín, A. Cebollada, M. U. González, S. Acimovic, J. Cesario, R. Quidant, G. Badenes, Localized surface plasmon resonance effects on the magneto-optical activity of continuous Au/Co/Au trilayers // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16. – P.16104-16112.
100. M. V. Sapozhnikov, S. A. Gusev, B. B. Troitskii, L. V. Khokhlova, Optical and magneto-optical resonances in nanocorrugated ferromagnetic films // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36. – P. 4197-4199.
101. G. Ctistis, E. Papaioannou, P. Patoka, J. Gutek, P. Fumagalli, M. Giersig, Optical and Magnetic Properties of Hexagonal Arrays of Subwavelength Holes in Optically Thin Cobalt Films // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9. – P. 1-6.
102. J. F. Torrado, J. B. González-Díaz, G. Armelles, A. García-Martín, A. Altube, M. López-García, J. F. Galisteo-López, A. Blanco, C. López, Tunable magneto-photonics response of nickel nanostructures // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – Vol. 99. – P. 193109.
103. B. M. Newman, M. L. Wears, R. J. Matelon, I. R. Hooper, Magneto-optic behaviour in the presence of surface plasmons // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2008. – Vol. 20. – P. 345230.
104. Y. M. Strelniker, D. J. Bergman, Transmittance and transparency of subwavelength-perforated conducting films in the presence of a magnetic field // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 77. – P. 205113.
105. G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, J. M. García-Martín, M. U. González, J. B. González-Díaz, E. Ferreira-Vila, J. F. Torrado, Magnetoplasmonic nanostructures: systems supporting both plasmonic and magnetic properties // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – Vol. 11. – P. 114023.
106. J. F. Torrado, J. B. González-Díaz, M. U. González, A. García-Martín, G. Armelles, Magneto-optical effects in interacting localized and propagating surface plasmon modes // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 15635.
107. T. V. Murzina, I. A. Kolmychek, A. A. Nikulin, E. A. Gan'shina, O. A. Aktsipetrov, Plasmonic and magnetic effects accompanying optical second-harmonic generation in Au/Co/Au nanodisks // *JETP Lett.* – 2009. – Vol. 90. – P. 504-508.
108. A. B. Khanikaev, S. H. Mousavi, G. Shvets, Y. S. Kivshar, One-way extraordinary optical transmission and nonreciprocal spoof plasmons // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 105. – P. 126804.
109. M. S. Kushwaha, P. Halevi, Magnetoplasmons in thin films in the perpendicular configuration // *Phys. Rev. B.* – 1988. – Vol. 38. – P. 12428.
110. V. E. Kochergin, A. Yu. Toporov, M. V. Valeiko, Polariton enhancement of the Faraday magnetooptic effect // *JETP Lett.* – 1998. – Vol. 68. – P. 400-403.

111. V. I. Safarov, V. A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marlière, Magneto-optical Effects Enhanced by Surface Plasmons in Metallic Multilayer Films // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 73. – P. 3584-3587.
112. B. Hermann, V. A. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V. I. Safarov, P. Bertrand, Surface-enhanced magneto-optics in metallic multilayer films // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64. – P. 235422.
113. A. Sepúlveda, L. M. Lechuga, G. Armelles, Magnetooptic Effects in Surface-Plasmon-Polaritons Slab Waveguides // *J. Lightwave Technol.* – 2006. – Vol. 24. – P. 945-955.
114. J. Judy, Variation of Longitudinal Kerr and Faraday Effects With Angle of Incidence in Thin Iron Films // *IEEE Trans. Mag.* – 1970. – Vol. 6. – P. 563-569.
115. M. Diwekar, V. Kamaev, J. Shi, Z. V. Vardeny, Optical and magneto-optical studies of two-dimensional metallodielectric photonic crystals on cobalt films // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 84. – P. 3112-3141.
116. B. Khanikaev, A. V. Baryshev, A. A. Fedyanin, A. B. Granovsky, M. Inoue, Anomalous Faraday Effect of a system with extraordinary optical transmittance // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15. – P. 6612-6622.
117. Y. H. Lu, M. H. Cho, J. B. Kim, G. J. Lee, Y. P. Lee, J. Y. Rhee, Magneto-optical enhancement through gyrotropic gratings // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16. – P. 5378-5384.
118. G. A. Wurtz, W. Hendren, R. Pollard, R. Atkinson, L. Le Guyader, A. Kirilyuk, Th. Rasing, I. I. Smolyaninov, A. V. Zayats, Controlling optical transmission through magneto-plasmonic crystals with an external magnetic field // *New J. Phys.* – 2008. – Vol. 10. – P. 105012.
119. L. Wang, C. Clavero, Z. Huba, K. J. Carroll, E. E. Carpenter, D. Gu, R. A. Lukaszew, Plasmon Enhanced Electro-Magnetic fields and Magneto-Optical response in core-shell Co-Ag nanoparticles // *Nano Lett.* – 2011. – Vol. 11. – P. 1237-1240.
120. A. Th. Papaioannou, V. Kapaklis, P. Patoka, M. Giersig, P. Fumagalli, A. Garcia-Martin, E. Ferreira-Vila, G. Ctistis, Magneto-optic enhancement and magnetic properties in Fe antidot films with hexagonal symmetry // *Phys. Rev. B.* – 2010. – Vol. 81. – P. 054424.
121. V. Bonanni, S. Bonetti, T. Pakizeh, Z. Pirzadeh, J. Chen, J. Nogués, P. Vavassori, R. Hillenbrand, J. Åkerman, A. Dmitriev, Designer Magnetoplasmonics with Nickel Nanoferrromagnets // *Nano Lett.* – 2011. – Vol. 11. – P. 5333-5338.
122. B. Sepúlveda, J. B. González-Díaz, A. García-Martín, L. M. Lechuga, G. Armelles, Plasmon-Induced Magneto-Optical Activity in Nanosized Gold Disks // *Phys. Rev. Lett.* – 2010. – Vol. 104. – P. 147401.
123. G.-X. Du, S. Saito, M. Takahashi, Magnetic Field Effect on the Localized Plasmon Resonance in Patterned Noble Metal Nanostructures // *IEEE Trans. Magn.* – 2011. – Vol. 47. – P. 3167-3169.
124. V. K. Valev, A. V. Silhanek, W. Gillijns, Y. Jeyaram, H. Paddubrouskaya, A. Volodin, C. G. Biris, N. C. Panoiu, B. De Clercq, M. Ameloot, O. A. Aktsipetrov, V. V. Moshchalkov, T.

- Verbiest, Plasmons reveal the direction of magnetization in nickel nanostructures // *ACS Nano*. – 2011. – Vol. 5. – P. 91-96.
125. J. B. González-Díaz, A. García-Martín, G. Armelles, D. Navas, M. Vázquez, K. Nielsch, R. B. Wehrspohn, U. Gösele, Enhanced Magneto-Optics and Size Effects in Ferromagnetic Nanowire Arrays // *Adv. Mater.* – 2007. – Vol. 19. – P. 2643-2647.
 126. J. B. González-Díaz, A. García-Martín, J. M. García-Martín, A. Cebollada, G. Armelles, B. Sepúlveda, Y. Alaverdyan, M. Käll, Plasmonic Au/Co/Au Nanosandwiches with Enhanced Magneto-optical Activity // *Small*. – 2008. – Vol. 4. – P. 202-205.
 127. A. X. Du, T. Mori, S. Saito, M. Takahashi, Shape-enhanced magneto-optical activity: Degree of freedom for active plasmonics // *Phys. Rev. B*. – 2010. – Vol. 82. – P. 161403.
 128. S. Tomita, T. Kato, S. Tsunashima, S. Iwata, M. Fujii, S. Hayashi, Magneto-optical Kerr effects of yttrium-iron garnet thin films incorporating gold nanoparticles // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96. – P. 167402.
 129. S. Tkachuk, G. Lang, C. Krafft, O. Rabin, I. Mayergoyz, Plasmon Resonance Enhancement of Faraday Rotation in Thin Garnet Films // *J. Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 109. – P. 07B717.
 130. R. Fujikawa, A. V. Baryshev, J. Kim, H. Uchida, M. Inoue, Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi:YIG-Au nanostructure // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 103. – P. 07D301.
 131. H. Uchida, Y. Mizutani, Y. Nakai, A. A. Fedyanin, M. Inoue, Garnet composite films with Au particles fabricated by repetitive formation for enhancement of Faraday effect // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 44. – P. 064014.
 132. A.A. Zharov, V. V. Kurin, Giant resonant magneto-optic Kerr effect in nanostructured ferromagnetic metamaterials // *J. Appl. Phys.* – 2007. – Vol. 102. – P. 123514.
 133. A. D. Mayergoyz, G. Lang, L. Hung, S. Tkachuk, C. Krafft, O. Rabin, Plasmon resonance enhancement of magneto-optic effects in garnets // *J. Appl. Phys.* – 2010. – Vol. 107. – P. 09A925.
 134. K. J. Chau, M. Johnson, A. Y. Elezzabi, Electron-Spin-Dependent Terahertz Light Transport in Spintronic-Plasmonic Media // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98. – P. 133901.
 135. A. Bai, J. Tervo, J. Turunen, Polarization conversion in resonant magneto-optic gratings // *New J. Phys.* – 2006. – Vol. 8. – P. 205.
 136. K. Fang, Z. Yu, V. Liu, S. Fan, Ultracompact non-reciprocal optical isolator based on guided resonance in a magneto-optical photonic crystal slab // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36. – P. 4254-4256.
 137. R. Roseri, F. Antonangeli, U. M. Grassano, D bands position and width in gold from very low temperature thermomodulation measurements // *Surf. Sci.* – 1973. – Vol. 37. – P. 689-699.
 138. N. Rotenberg, M. Betz, H. M. van Driel, Ultrafast control of grating-assisted light coupling to surface plasmons // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33. – P. 2137-2139.

139. N. Rotenberg, J. N. Caspers, H. M. van Driel, Tunable ultrafast control of plasmonic coupling to gold films // *Phys. Rev. B.* – 2009. – Vol. 80. – P. 245420.
140. H. Baida, P. Billaud, S. Marhaba, D. Christofilos, E. Cottancin, A. Crut, J. Lerme, P. Maioli, M. Pellarin, M. Broyer, N. D. Fatti, F. Vall'ee, Quantitative Determination of the Size Dependence of Surface Plasmon Resonance Damping in Single Ag@SiO₂ Nanoparticles // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9. – P. 3463-3469.
141. A. Devižis, V. Gulbinas, Ultrafast dynamics of the real and imaginary permittivity parts of a photoexcited silver layer revealed by surface plasmon resonance // *Appl. Opt.* – 2008. – Vol. 47. – P. 1632-1637.
142. N. Del Fatti, R. Bouffanais, F. Vall'ee, C. Flytzanis, Nonequilibrium electron interactions in metal films // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 81. – P. 922-925.
143. B. K. Sun, F. Vall'ee, L. H. Acioli, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, Femtosecond-tunable measurement of electron thermalization in gold // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 50. – P. 15337-15348.
144. N. Del Fatti, C. Voisin, M. Achermann, S. Tzortzakis, D. Christofilos, F. Vall'ee, Nonequilibrium electron dynamics in noble metals // *Phys. Rev. B.* – 2000. – Vol. 61. – P. 16956-16966.
145. R. H. M. Groeneveld, R. Sprik, A. Lagendijk, Femtosecond spectroscopy of electron-electron and electron-phonon energy relaxation in Ag and Au // *Phys. Rev. B.* – 1995. – Vol. 51. – P. 11433-11445.
146. X. Liu, R. Stock, W. Rudolph, Ballistic electron transport in Au films // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 72. – P. 195431-195437.
147. A. S. Kirakosyan, M. Tong, T. V. Shahbazyan, Z. V. Vardeny, Ultrafast dynamics of surface electromagnetic waves in nanonohole array on metallic film // *Appl. Phys. B.* – 2008. – Vol. 93. – P. 131-138.
148. V. E. Gusev, O. B. Wright, Ultrafast nonequilibrium dynamics of electrons in metals // *Phys. Rev. B.* – 1998. – Vol. 57. – P. 2878-2888.
149. J. Chen, D. Tzou, J. Beraun, A semiclassical two-temperature model for ultrafast laser heating // *Int. J. Heat Mass Transf.* – 2006. – Vol. 49. – P. 307-316.
150. J.-Y. Bigot, V. Halte, O. Cregut, A. Daunois, Electron dynamics in metallic nanoparticles // *Chem. Phys.* – 2000. – Vol. 251. – P. 181-203.
151. J. Hamrle, Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayers. – Université Paris-Sud XI, Orsay and Charles University in Prague: PhD thesis, 2003. – 200 p.
152. S. B. Borisov, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Normal Electromagnetic Waves in Bigyrotropic Magneto optic Layered Structures // *Opt. Spectrosc.* – 1993. – Vol. 74. – P. 670-675.

153. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord, Formulation of stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings// JOSA A. – 1995. – Vol. 12. – P. 1068-1076.
154. L. Li, Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors // Journ. Opt. A Pure Appl. Opt. – 2003. – Vol. 5. – P. 345-355.
155. D. M. Whittaker, I. S. Culshaw, Scattering-matrix treatment of patterned multilayer photonic structures // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 60. – P. 2610-2618.
156. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov et al., Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs// Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 66. – P. 045102-045118.
157. M. Neviere, E. Popov, R. Reinisch, Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator // J. Opt. Soc. Am. A. – 1995. – Vol. 12. – P. 513-523.
158. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, T. Ishihara, Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 72. – P. 045138-045145.
159. N. A. Gippius, T. Weiss, S. G. Tikhodeev, H. Giessen, Resonant mode coupling of optical resonances in stacked nanostructures // Optics Express. – 2010. – Vol. 18. – P.7569-7574.
160. K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1966. – Vol. AP-14 – P. 302-307.
161. М. А. Ильгамов, А. Н. Гильманов, Неотражающие условия на границах расчетной области. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 240 с.
162. J.-P. Berenger, Three-Dimensional Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves // Journal of Computational Physics. – 1996. – Vol. 127. – P.363-379.
163. А. В. Закиров, В. Д. Левченко, Эффективный алгоритм для трехмерного моделирования распространения электромагнитных волн в фотонных кристаллах // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. – 2008. - № 21. – 20 с.
164. В. М. Дубовик, Л. А. Тосунян, Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1983. – Т. 14. – С. 1193-1228.
165. А. К. Звездин, Тороидный момент и новые Т-нечетные оптические эффекты в антиферромагнетиках // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2000. – Т. 6. – С. 35-42.
166. I. A. Akimov, V. I. Belotelov, A. V. Scherbakov, M. Pohl, A. N. Kalish, A. S. Salasyuk, M. Bombeck, C. Brüggemann, A. V. Akimov, R. I. Dzhiyev, V. L. Korenev, Yu. G. Kusrayev, V. F. Sapega, V. A. Kotov, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Hybrid structures of magnetic semiconductors and plasmonic crystals: a novel concept for magneto-optical devices // Journal of the Optical Society of America B. – 2012. – Vol. 29. – P. A103-A118.

167. V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, A. N. Kalish, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, V. A. Kotov, D. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Intensity magneto-optical effect in magnetoplasmonic crystals // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2011. – V. 303. – P. 012038.
168. В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, А. Н. Калиш, А. К. Звездин, Гигантский экваториальный эффект Керра в магнитоплазмонных гетероструктурах. Метод матрицы рассеяния // *Журнал экспериментальной и теоретической физики.* – 2010. – Т. 137. – С. 932-942.
169. U. Fano, Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // *Phys. Rev.* – 1961. – Vol. 124. – P. 1866-1878.
170. M. Sarrazin, J. P. Vigneron, Bounded modes to the rescue of optical transmission // *Europhys. News.* – 2007. – Vol. 38. – P. 27-31.
171. N. Chateau, J.P. Hugonin, Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction// *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1994. – Vol. 11. – P. 1321-1331.
172. P. B. Johnson, R. W. Christy, Optical constants of the noble metals // *Phys. Rev. B.* – 1972. – Vol. 6. – P. 4370-4379.
173. F. Marquier, J. Greffet, S. Collin et al., Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13. – P. 70-76.
174. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, A. K. Zvezdin, Extraordinary Transmission and Giant Magneto-optical Transverse Kerr Effect in Plasmonic Nanostructured Films // *Journal of the Optical Society of America B.* – 2009. – V. 26. – P.1594-1598.
175. R. W. Wood, Anomalous diffraction gratings // *Phys. Rev.* – 1935. – Vol. 48. – P. 928-936.
176. V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, D. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nature Nanotechnology.* – 2011. – Vol. 6. – P. 370-376.
177. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, Giant magneto-optical orientational effect in plasmonic heterostructures // *Optics Letters.* – 2009. – Vol. 34. – P. 398-400.
178. В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, А. Н. Калиш, А. К. Звездин, Оптические свойства перфорированных металлодиэлектрических гетероструктур, намагниченных в плоскости // *Физика твердого тела.* – 2009. – Т. 51. – С.1562-1567.
179. А. Н. Калиш, В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, А. К. Звездин, Оптические свойства двуслойных одномерных магнитоплазмонных кристаллов // *Оптический журнал.* – 2010. – Т. 77. – С. 62-64.
180. V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov, A. N. Kalish, D. A. Bykov, S. Kasture, Achanta Venu Gopal, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L. L. Doskolovich, D. R. Yakovlev, K. Alameh, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Novel Magneto-Photonic Intensity Effects in Hybrid Metal-Dielectric Structures // *Physical Review B.* – 2012.

181. V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov, A. N. Kalish, D. A. Bykov, S. Kasture, Achanta Venu Gopal, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, L. L. Doskolovich, D. R. Yakovlev, K. Alameh, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Light intensity modulation in tailored magneto-plasmonic crystals by a novel longitudinal magneto-photonic effect. – 2012.
182. M. Vasiliev, M. Nur-E-Alam, V. A. Kotov, K. Alameh, V. I. Belotelov, V. I. Burkov, A. K. Zvezdin, RF magnetron sputtered (BiDy)₃(FeGa)₅O₁₂:Bi₂O₃ composite garnet-oxide materials possessing record magneto-optic quality in the visible spectral region // *Optics Express*. – 2009. – Vol.17. – P.19519-19535.
183. S. Kahl et al., Structure, microstructure and magneto-optical properties of laser deposited Bi₃Fe₅O₁₂/Gd₃Ga₅O₁₂ (111) films // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 91. – P. 9556-9560.
184. Л. Л. Досколович, Е. А. Безус, Д. А. Быков, В. И. Белотелов, А. К. Звездин, Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных решетках с намагниченным слоем // *Компьютерная оптика*. – 2007. – Т. 31. – С. 4-8.
185. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, E. A. Bezus, D. A. Bykov, A. K. Zvezdin, Magneto-optical Effects at the Rayleigh-Wood and Plasmon Anomalies // *Сборник статей Международного общества оптической инженерии SPIE*. – 2007. – Vol. 6728. – P. 67281M.
186. Y. P. Svirko, N. I. Zheludev, *Polarization of Light in Nonlinear Optics*. – New York: John Wiley & Sons, 1998. – 240 p.
187. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, E. A. Bezus, D. A. Bykov, A. K. Zvezdin, Magneto-optical Effects in the Metal-dielectric Gratings // *Optics Communications*. – 2007. – Vol. 278. – P. 104-109.
188. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, E. A. Bezus, D. A. Bykov, Faraday effect enhancement in metal-dielectric plasmonic systems // *Сборник статей Международного общества оптической инженерии SPIE*. – 2007. – Vol. 6581. – P. 65810S.
189. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, Magneto-optical properties of perforated metallic films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2007. – Vol. 310. – P.e843-e845.
190. В. И. Белотелов, Е. А. Безус, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, А. К. Звездин, Магнитооптические эффекты дифракционных решеток, связанные с аномалиями Рэлея-Вуда и возбуждением плазмонов // *Компьютерная оптика*. – 2007. – Т. 31. – С. 4-8.
191. А. Н. Калиш, В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, А. К. Звездин, Магнитооптические эффекты в плазмонных двуслойных гетероструктурах // *Ученые Записки Казанского государственного университета* – 2009. – Т. 151. – С. 95-102.
192. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, A. K. Zvezdin, Extraordinary magneto-optical effects and transmission through the metal-dielectric plasmonic systems // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98. – P. 077401-077404.

193. В. И. Белотелов, З. А. Волкова, Л. Л. Досколович, А. К. Звездин, В. А. Котов, Магнито-оптические эффекты в металлодиэлектрических плазмонных системах // Известия РАН. – 2007. – Т. 71. – С. 1530-1532.
194. V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin, Magneto-optics and extraordinary transmission of the perforated metallic films magnetized in polar geometry // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2006. – Vol. 300. – P. e260-e263.
195. J. Y. Chin, T. Steinle, T. Wehls, D. Dregely, T. Weiss, V. Belotelov, B. Stritzker, H. Giessen, Nonreciprocal plasmonics: Towards a thin film Faraday isolator. – 2012.
196. K. Sakoda, Optical properties of Photonic Crystals. – New York: Springer, 2001. – 223 p.
197. M. Plihal, A. Shambrook, A.A. Maradudin, Two dimensional photonic crystals // Opt. Commun. – 1991. – Vol. 80. – P. 199-211.
198. V. I. Belotelov, P. Perlo, A. K. Zvezdin, N. V Gaponenko, Magneto-optical effects in two dimensional photonic crystals // Functional materials. – 2004. – Vol. 11. – P. 454-461.
199. A. K. Zvezdin, V. I. Belotelov, Magneto-optical properties of photonic crystals // European Physical Journal B. – 2004. – Vol. 37. – P. 479-487.
200. V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin, Magneto-optical Properties of Photonic Crystals // Special issue of JOSA B. – 2005. – Vol. 22. – P. 286-292.
201. V. I. Belotelov, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, Slow light phenomenon and extraordinary magneto-optical effects in periodic nanostructured media // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2009. – Vol. 321. – P. 826-828.
202. А. Н. Калиш, В. И. Белотелов, Резонансное усиление магнитооптических эффектов в одномерных фотонных кристаллах // Ученые Записки Казанского государственного университета. – 2006. – Т. 148. – С. 129-134.
203. V. I. Belotelov, A. S. Logginov, A. V. Nikolaev, A. K. Zvezdin, Application of 1D magnetic photonic crystals for an optical shutter // The Physics of Metals and Metallography. – 2005. – Vol. 100. – P. S91-S93.
204. M. Vasiliev, V. I. Belotelov, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, K. Alameh, Effect of Oblique Light Incidence on Magneto-optical Properties of One-Dimensional Photonic Crystals // IEEE Transaction on Magnetism. – 2006. – Vol. 42. – P. 382-388.
205. M. Vasiliev, K. E. Alameh, V. I. Belotelov, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, Magnetic Photonic Crystals: 1-D Optimization and Applications for the Integrated Optics Devices // IEEE J. Lightwave Technol. – 2006. – Vol. 24. – P. 2156-2162.
206. А. П. Кузьменко, В. К. Булгаков, Особенности сверхзвуковой нелинейной динамики доменных границ в редкоземельных ортоферритах // ФТТ. – 2002. – Т. 44. – С. 864-872.
207. Л. П. Иванов, А. С. Логгинов, Г. С. Непокойчицкий, Экспериментальное обнаружение нового механизма движения доменных границ в сильных магнитных полях // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 84. – С. 1006-1021.

208. M. Klank, O. Hagedorn, M. Shamonin, H. Dotsch, Sensitive magneto-optical sensors for visualization of magnetic fields using garnet films of specific orientation // *J.Appl.Phys.* – 2002. – Vol. 92. – P. 6484-6488.
209. C. Kooy, U. Enz, Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ // *Philips Res. Repts.* – 1960. – Vol. 15. – P. 7-16.
210. Y. S. Lin, P. J. Grundy, E. A. Giess, Bubble domains in magnetostatically coupled garnet films // *Appl. Phys. Lett.* – 1973. – Vol. 23. – P. 485-488.
211. V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin, V. A. Kotov, New magneto-optical materials on a nanoscale // *Phase Transitions, special issue on Phase Transitions in Multiferroics.* – 2006. – Vol. 79. – P. 93-134.
212. M. Vasiliev, V. A. Kotov, K. Alameh, V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin, Novel Magnetic Photonic Crystal Structures for Magnetic Field Sensors and Visualizers // *IEEE Trans. Magn.* – 2008. – Vol. 44. – P. 323-328.
213. Н. Е. Хохлов, В. И. Белотелов, А. Н. Калиш, Обратный эффект Фарадея в плазмонных пленках // *Вестник Московского Университета.* – 2011. - Серия 3. – С. 31-34.
214. V. I. Belotelov, E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, A. K. Zvezdin, Inverse Faraday effect in plasmonic heterostructures // *Journal of Physics: Conference Series.* – 2012. – Vol. 200. – P. 092003-092007.
215. N. E. Khokhlov, V. I. Belotelov, A. N. Kalish, A. K. Zvezdin, Surface Plasmon Polaritons and Inverse Faraday Effect // *Solid State Phenomena.* – 2012. – Vol. 190. – P. 369-372.
216. B. Bai, L. Li Reduction of computation time for crossed-grating problems: a group-theoretic approach // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2004. – Vol. 21. – P. 1886-1894.
217. B. Bai, L. Li Group-theoretic approach to enhancing the Fourier modal method for crossed gratings with square symmetry // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2006. – Vol. 23. – P. 572-580.
218. E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, Grating-assisted generation of 2D surface plasmon interference patterns for nanoscale photolithography // *Optics Communications.* – 2010. – Vol. 283. – P. 2020-2025.
219. Е. А. Безус, В. И. Белотелов, Л. Л. Досколович, А. К. Звездин, Усиление обратного эффекта Фарадея в диэлектрических дифракционных решетках с волноводным слоем // *Компьютерная оптика.* – 2011. – Т. 35. – С. 432-437.
220. M. Born, E. Wolf, Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. – New York: Cambridge University press, 2003. – 986 p.
221. V.I. Belotelov and A.K. Zvezdin, Inverse transverse magneto-optical Kerr effect // *Phys. Rev. B* 2012, Vol. 86, p. 155133.
222. M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, M. R. Querry, Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W // *Appl. Opt.* – 1985. – Vol. 24. – P. 4493-4499.

223. M. Pohl, V. I. Belotelov, I. A. Akimov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A.V. Gopal, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Plasmonic crystals for ultrafast nanophotonics // *Phys. Rev. B.* – 2012. – Vol. 85. – P. 081401(R).
224. A. M. Grishin, S. I. Khartsev, Highly luminescent garnets for magneto-optical photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 95. – P. 102503.
225. C.-K. Sun, F. Vallee, L. H. Acioli, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, Femtosecond-tunable measurement of electron thermalization in gold // *Phys. Rev. B.* – 1994. – Vol. 50. – P. 15337-15348.
226. A. Pinchuk, G. Plessen, U. Kreibig, Influence of interband electronic transitions on the optical absorption in metallic nanoparticles // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2004. – Vol. 37. – P. 3133-3139.
227. H.-Y. Hao, H. J. Maris, Dispersion of the long-wavelength phonons in Ge, Si, GaAs, quartz, and sapphire // *Phys. Rev. B.* – 2001. – Vol. 64. – P. 064302.
228. V. F. Kitaeva, E. V. Zharikov, I. L. Chisty, The Properties of crystal with garnet structure // *Phys. Stat. Solid.* – 1985. – Vol. 92. – P.475-488.
229. N. E. Glass, R. Loudon, A. A. Maradudin, Propagation of Rayleigh surface waves across a large-amplitude grating // *Phys. Rev. B.* – 1981. – Vol. 24. – P. 6843-6861.
230. H.-P. Chen, Y.-C. Wen, Y.-H. Chen, C.-H. Tsai, K.-L. Lee, P.-K. Wei, J.-K. Sheu, C.-K. Sun, Femtosecond laser-ultrasonic investigation of plasmonic fields on the metal/gallium nitride interface // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – P. 201102.
231. G. A. Antonelli, H. J. Maris, S. G. Malhotra, J. M. E. Harper, Picosecond ultrasonics study of the vibrational modes of a nanostructure // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 91. – P. 3261-3268.
232. G. Sundaram, Q. Niu, Wave Packet Dynamics in Slowly Perturbed Crystals - Energy Gradient Correction and Berry Phase Effects // *Phys. Rev. B.* – 1999. – Vol. 59. – P. 14915.
233. M. V. Berry, Quantal phase factors accompanying adiabatic changes // *Proc. R. Soc. London A.* – 1984. – Vol. 392. – P. 45-57.
234. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. K. Zvezdin, On surface plasmon polariton wavepacket dynamics in metal–dielectric heterostructures // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2010. – Vol. 22. – P.395301-395309.
235. C. Zener, A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics // *Proc. Roy. Soc. London A.* – 1934. – Vol. 145. – P. 523-529.
236. M. Ghulinyan, C. J. Oton, Z. Gaburro, L. Pavesi, Zener Tunneling of Light Waves in an Optical Superlattice // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 94. – P. 127401-127405.
237. S.N. Andreev, V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.P. Tarakanov, A.K. Zvezdin, Dynamics of surface plasmon polaritons in plasmonic crystals // *Journal of the Optical Society of America B.* – 2011. – Vol. 28. – P. 1111-1117.