

на правах рукописи

Соболева Ирина Владимировна

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ И
НЕЛИНЕЙНАЯ ДИФРАКЦИЯ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Специальность **01.04.21** - лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2011

Работа выполнена на кафедре квантовой электроники физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Федянин Андрей Анатольевич

**Официальные
оппоненты:** доктор физико-математических наук
профессор **Манцызов Борис Иванович**,
кафедра общей физики, физический факультет
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

доктор физико-математических наук
профессор **Виноградов Алексей Петрович**,
Институт теоретической
и прикладной электродинамики РАН, Москва

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук
Институт спектроскопии РАН,
Троицк, Московская область

Защита состоится 17 ноября 2011 года в 16 часов 30 мин. на заседании диссертационного совета Д501.001.31 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, ул. Академика Хохлова, дом 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С.А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ.

Автореферат разослан “ ____ ” октября 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного
совета Д501.001.31, доцент

Т.М. Ильинова

Общая характеристика работы

Диссертационная работа состоит из двух частей, первая из которых посвящена исследованию особенностей генерации и распространения поверхностных электромагнитных волн в фотонных кристаллах (ФК), вторая — изучению явлений линейной и нелинейной дифракции света в трехмерных ФК синтетических опалов. Особое внимание уделено исследованию эффекта Гуса-Хенхен, усиленного поверхностными электромагнитными волнами, в фотонных кристаллах.

Одним из направлений современной оптики является поиск новых способов управления интенсивностью, локализацией и направлением распространения света и создание структур, обладающих этими способностями. В связи с этим в настоящее время активно развивается область оптики, занимающаяся исследованием оптических, в том числе нелинейно-оптических, эффектов в микроструктурах с фотонной запрещенной зоной — фотонных кристаллах. Многообразие оптических и нелинейно-оптических эффектов, существующих в ФК, таких как гигантская оптическая дисперсия, локализация поля, аномально малая групповая скорость света на краю фотонной запрещенной зоны, делает их перспективными объектами для создания на их основе устройств современной фотоники и оптоэлектроники, например, волноводов и оптических переключателей. По аналогии с поверхностными поляритонами в кристаллах, в ФК существует решение уравнений Максвелла, отвечающее возбуждению поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), распространяющихся вдоль границы раздела ФК — диэлектрик. В силу того, что ПЭВ распространяются в обеих средах, их характеристики и условия возбуждения зависят не только от свойств ФК, но и от свойств второй среды. Несмотря на внешнее сходство оптических свойств ПЭВ и поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела металл — диэлектрик, ПЭВ обладают более узким спектрально-угловым резонансом и большей длиной свободного пробега, что открывает возможность применения ПЭВ в оптических сенсорах. Характеристики ПЭВ в ФК, такие как более широкий спектральный диапазон возбуждения, малое поглощение и большая длина свободного пробега, позволяют ожидать увеличения чувствительности сенсоров, использующих ПЭВ, по сравнению с существующими сенсорами на основе резонанса поверхностных плазмон-поляритонов.

Локализация поля вблизи границы раздела в присутствии ПЭВ обуславливает усиление оптических и нелинейно-оптических эффектов, зависящих от интенсивности падающего света, таких как генерация оптических гармоник или флуоресценция красителя. Другая группа эффектов, например, эф-

эффект Гуса-Хенхен, представляющий собой сдвиг отраженного луча относительно положения, определяемого геометрической оптикой, при полном внутреннем отражении от идеального зеркала, может быть усилена за счет дополнительного переноса энергии, обеспечиваемого ПЭВ. Исследование влияния ПЭВ на эффект Гуса-Хенхен при отражении от поверхности ФК открывает дополнительные возможности для развития технологии оптических сенсоров.

С точки зрения нелинейной оптики, ФК представляют интерес как структуры, способные усиливать эффективность генерации оптических гармоник за счет выполнения условий фазового квазисинхронизма с участием вектора обратной решетки. В неколлинеарном случае, когда выполнение условий фазового квазисинхронизма обеспечивается выполнением нелинейного аналога закона Брегга-Вульфа, такой нелинейный процесс называют нелинейной дифракцией. Нелинейная дифракция хорошо исследована в одномерных или двумерных оптических сверхрешетках, где вектор обратной решетки много меньше длины волнового вектора излучения, генерируемого в структуре, что ограничивает пространственный диапазон направлений распространения прогенерированного в кристалле излучения. В ФК длина вектора обратной решетки сравнимо с длиной волнового вектора излучения, генерируемого в структуре, что позволяет ожидать увеличения числа возможных направлений и значений углов нелинейной дифракции.

Трехмерные ФК дают широкие возможности для исследования и последующего применения неколлинеарной дифракции, поскольку в них дифракция не ограничена плоскостью и дифракционный максимум может быть получен практически в любом направлении. Примером трехмерного ФК служит синтетический опал, представляющий собой искусственно изготовленную плотноупакованную структуру, в узлах которой находятся сферические частицы аморфного диоксида кремния субмикронного размера. Исследование оптических свойств опалов в условиях низкого контраста показателей преломления позволяет уменьшить влияние дефектов упаковки, возникающих в процессе изготовления, и позволяет использовать макроскопические толщины образцов, что увеличивает эффективность перекачки энергии из волны накачки в волну излученной гармоники. Трехмерная периодичность оптических свойств синтетических опалов дает возможность ожидать появления дифракционных пиков одновременно в нескольких направлениях.

Целями диссертационной работы являются исследование свойств поверхностных электромагнитных волн в одномерных фотонных кристаллах, обнаружение эффекта Гуса-Хенхен на поверхности фотонных кристаллов, а

также экспериментальное обнаружение и исследование процессов генерации второй и третьей оптических гармоник в образцах синтетических опалов в условиях нелинейной дифракции при одновременной пространственной модуляции линейной и нелинейной восприимчивостей.

Актуальность проведенных исследований обусловлена фундаментальным интересом к изучению новых оптических и нелинейно-оптических эффектов в ФК, таких как генерация поверхностных состояний и нелинейная дифракция света в неколлинеарных направлениях, а также развитию связанных с ними аналогий между физикой ФК и физикой твердого тела. Приведенные в работе исследования являются перспективными для применений в устройствах оптической сенсорики, в частности, оптических биосенсорах и сенсорах, чувствительных к изменениям условий окружающей среды, например, оптических газовых сенсорах. Результаты работы могут быть использованы в качестве основы для создания нового типа оптических сенсоров на основе генерации ПЭВ в ФК.

Практическая ценность работы состоит в развитии возможностей применения ПЭВ на поверхности ФК в оптических сенсорах в качестве аналога сенсоров на поверхностных плазмон-поляритонах, а также в выяснении применимости синтетических опалов в качестве основы для нового типа нелинейных сред.

Научная новизна работы состоит в следующем: впервые проведено исследование влияния ПЭВ на интенсивность флуоресценции красителя, нанесенного на поверхность ФК; предложен новый способ измерения величины эффекта Гуса-Хенхен методом оптической флуоресцентной микроскопии в дальней зоне; впервые проведены исследования влияния ПЭВ на величину эффект Гуса-Хенхен при отражении света от ФК, установлена зависимость величины сдвига Гуса-Хенхен от структуры ФК; впервые проведено исследование эффекта нелинейной дифракции света в трехмерном ФК синтетического опала.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

- Метод оптической и флуоресцентной микроскопии поверхности в дальней зоне применим для исследования поверхностных электромагнитных волн в одномерных фотонных кристаллах.
- Интенсивность флуоресценции красителя, нанесенного на поверхность фотонного кристалла, возрастает за счет локализации поля в поверхностной электромагнитной волне.
- Наблюдение эффекта Гуса-Хенхен, вызванного поверхностной электро-

магнитной волной, осуществлено при отражении от границы раздела фотонный кристалл – воздух. Величина сдвига Гуса-Хенхен увеличивается за счет поверхностных электромагнитных волн не менее, чем в два раза, по сравнению с величиной сдвига, наблюдаемого при отражении от металлических поверхностей.

- Усиление генерации второй и третьей оптических гармоник в трехмерных фотонных кристаллах синтетических опалов наблюдается в неколлинеарных направлениях при выполнении условий эффективной дифракции, определяемых нелинейным аналогом закона Брэгга-Вульфа. Усиление генерации третьей оптической гармоники наблюдается в двух направлениях за счет одновременной нелинейной дифракции света на кристаллографических направлениях $[111]$ и $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ решетки синтетического опала.

Апробация работы проводилась на следующих конференциях: Международная конференция “FiO/LS/OF&T/OPE 2006” (Рочестер, США, 2006), Международная конференция “3rd International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics” (Кишинев, Молдова, 2006), Международная конференция “SPIE Photonics West 2007” (Сан-Хосе, США, 2007), Международная конференция “4th International Conference On Materials Science And Condensed Matter Physics” (Кишинев, Молдова, 2008), Международная конференция “SPIE Europe Optics + Optoelectronics 2009” (Прага, Чехия, 2009), Международная конференция “Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS)” (Сан-Хосе, США, 2010), Международная конференция “ICONO/LAT 2010” (Казань, Россия, 2010), Международная конференция “Frontiers in Optics (FiO) 2010” (Рочестер, США, 2010). Результаты, вошедшие в диссертационную работу, опубликованы в 11 печатных работах, из них 3 научных статьи в журналах из списка ВАК.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 128 страниц, включая список литературы, 43 рисунка. Список литературы содержит 95 наименований.

Личный вклад. Все результаты диссертационной работы получены автором лично или при его непосредственном участии.

Содержание работы

Глава I. Обзор литературы

Первая глава содержит обзор литературы, касающейся теоретического и экспериментального исследования линейных и нелинейных оптических свойств ФК, а также методов их описания. Основное внимание уделено описанию условий генерации и детектирования ПЭВ на поверхности ФК, а также усилению оптических эффектов, например, эффекта Гуса-Хенхен, за счет ПЭВ вблизи поверхности ФК.

Глава II. Поверхностные волны в одномерных фотонных кристаллах

Во второй главе представлены результаты экспериментального и численного исследования свойств ПЭВ в ФК.

Методом матриц распространения (МР) [1] проведен расчет дисперсионных зависимостей ПЭВ в одномерных ФК. Показано, что при освещении ФК, состоящего из 26 слоев, ТЕ-поляризованным светом возбуждаемые волны являются поверхностными, поскольку локализованы в первых 6-7 слоях вблизи границы раздела ФК – воздух. ПЭВ при ТЕ-поляризации падающего света существуют при всех углах падения больше угла полного внутреннего отражения для одной и той же структуры образца. Для экспериментального исследования ПЭВ в ФК более удобным является ТЕ-поляризованное освещение, поэтому структура экспериментальных образцов была выбрана так, чтобы обеспечить наилучшие резонансные свойства ПЭВ при ТЕ-поляризации падающего света.

Для исследования оптических свойств ПЭВ в ФК использовались два типа образцов. Первый тип образцов представлял собой одномерные ФК (распределенные брэгговские отражатели) на основе аморфного нитрида кремния ($\alpha\text{-Si}_{1-x}\text{N}_x\text{:H}$) на стеклянных подложках, полученные методом послойного плазменного химического осаждения из газовой фазы [2]. Характеризация полученных образцов одиночных пленок и многослойных структур осуществлялась методом оптической спектроскопии отражения и пропускания с последующей аппроксимацией спектров методом матриц распространения. Полученные образцы одномерных ФК состояли из 15 пар чередующихся слоев нитрида кремния $\alpha\text{-Si}_{1-x}\text{N}_x\text{:H}$ с показателями преломления $n_1 = 1.99$ и $n_2 = 1.72$ на длине волны $\lambda = 532$ нм и толщинами $d_1 = 60$ нм и $d_2 = 125$ нм, соответственно. Второй тип образцов представлял собой одномерные ФК, состоящие из 9, 11, 13 и 15 бислоев $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ ($n_1 = 1.95$ и $n_2 = 1.46$ на $\lambda = 532$ нм) на стеклянной подложке, полученные методом термического напыления. Период ФК контролировался методом растровой электронной микроскопии и

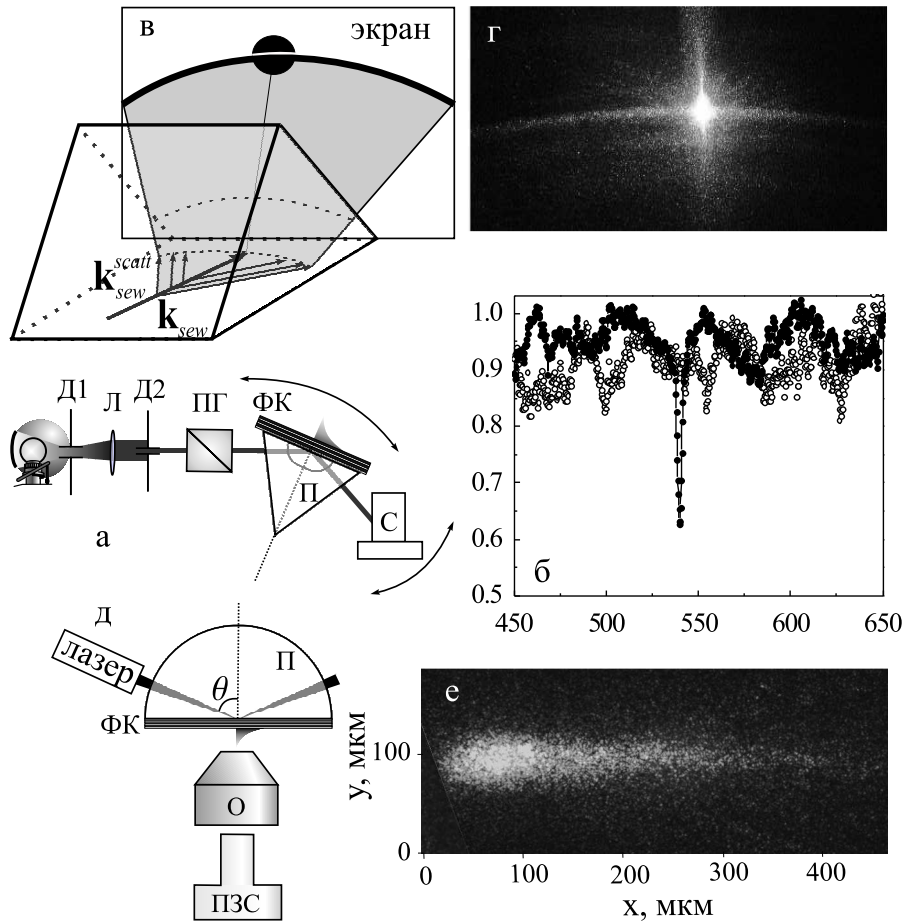


Рис. 1: а) Схема установки для спектроскопии ПЭВ. б) Спектры коэффициента отражения ФК, измеренные в схеме Кречманна при угле падения $\theta = 49^\circ$ ТЕ- (черные точки) и ТМ-поляризованного (белые точки) света. в) Схематичное изображение рассеяния ПЭВ в плоскости распространения в ФК; \mathbf{k}_{sew} - волновой вектор поверхностной моды, \mathbf{k}_{sew}^{scatt} - волновой вектор рассеянной моды. г) Картина рассеяния ПЭВ в направлении отражения от ФК. д) Схема установки для визуализации ПЭВ методом оптической микроскопии. е) Изображение ПЭВ на поверхности ФК, полученное методом оптической микроскопии при ТЕ-поляризации падающего света.

составил 250 ± 10 нм. В качестве подложек использовались покровные стекла для оптической микроскопии с показателем преломления 1.52. Верхний слой всех образцов на границе с воздухом имел низкий показатель преломления n_2 .

Исследование ПЭВ на поверхности ФК проводилось в схеме Кречманна с использованием спектроскопической и микроскопической методик. При спектроскопии ПЭВ в ФК (рисунок 1а) в качестве источника белого света использовалась лампа накаливания, в качестве источника монохроматического света – непрерывный одномодовый АИГ: Nd^{3+} -лазер с длиной волны 532 нм и мощностью 10 мВт. Параллельный линейно-поляризованный пучок через призму П ($n=1.5$ при $\lambda = 532$ нм) освещал образец ФК. Оптический

контакт между призмой и образцом достигался с помощью иммерсионного масла. Свет, отраженный от образца, регистрировался спектрометром. Спектральное разрешение установки составляло $\Delta\lambda = 1$ нм, угловое – $\Delta\theta = 0.1^\circ$.

Спектр коэффициента отражения ФК R , измеренный в схеме Кречмана при угле падения света на образец $\theta = 49^\circ$, показан черными точками на рисунке 1б. Поскольку угол падения, при котором проведено измерение, больше угла полного внутреннего отражения, значение коэффициента отражения вне резонанса ПЭВ осциллирует вблизи $R = 1$. На длине волны $\lambda = 540$ нм в спектре наблюдается минимум, соответствующий возбуждению ПЭВ. Спектральная ширина резонанса ПЭВ на полувысоте составляет 3 нм. Для сравнения белыми точками приведена зависимость $R(\lambda)$, измеренная при ТМ-поляризации падающего света. Зависимость демонстрирует осцилляции вблизи $R = 1$, что связано с достижением эффекта полного внутреннего отражения, при этом возбуждения ПЭВ не происходит.

Для ПЭВ известно два основных механизма релаксации: поглощение в среде и рассеяние энергии ПЭВ в дальнюю зону на шероховатостях поверхности. Эти процессы подробно описаны для поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл – диэлектрик [3]. Поскольку коэффициент поглощения диэлектриков, составляющих ФК, пренебрежимо мал в видимом диапазоне длин волн, при релаксации ПЭВ в ФК большее значение имеет рассеяние. Можно предположить, что на неровностях поверхности ФК происходит рассеяние ПЭВ не только из плоскости распространения в дальнюю зону, как в случае поверхностных плазмон-поляритонов, но и в плоскости распространения волны (рисунок 1в). До рассеяния распространяющаяся ПЭВ имеет волновой вектор \mathbf{k}_{sew} , совпадающий с тангенциальной компонентой волнового вектора падающего света. В процессе рассеяния волновой вектор \mathbf{k}_{sew}^{scatt} части ПЭВ отклоняется на некоторый угол от первоначального \mathbf{k}_{sew} , оставаясь при этом в плоскости поверхности ФК. Высвечиваясь назад в призму, рассеянное таким образом излучение ПЭВ образует на экране дугу вокруг отраженного пучка. На рисунке 1г показана фотография экрана, установленного в отраженный от ФК пучок, при наличии ПЭВ, возбуждаемой на поверхности ФК ТЕ-поляризованным излучением лазера ($\lambda = 532$ нм). В центре картины рассеяния находится яркое пятно, соответствующее части пучка, отраженной от поверхности ФК. Вокруг этого пятна наблюдается дуга, образованная ПЭВ, рассеянной в плоскости распространения и переизлученной в призму.

Рассеяние ПЭВ на микрошероховатостях поверхности ФК в дальнюю зону дает возможность визуализировать ПЭВ с помощью оптического микро-

скопа (рисунок 1д). В качестве источника использовался непрерывный одномодовый АИГ:Nd³⁺-лазер с длиной волны 532 нм и мощностью 10 мВт. Рассеянное на поверхности образца излучение собиралось объективом с числовой апертурой NA = 0.28 и детектировалось ПЗС-камерой. Возбуждение ПЭВ на поверхности образца контролировалось по характерному вытянутому изображению на поверхности ФК, детектируемому ПЗС-камерой, а также по распределению интенсивности в отраженном от образца пятне на экране.

Визуализация ПЭВ проводилась на образцах ZrO₂/SiO₂. На рисунке 1е приведено оптическое микроскопическое изображение поверхности ФК, освещенного ТЕ-поляризованным излучением под углом падения, соответствующим резонансу ПЭВ. При ТМ-поляризации освещения на изображении присутствует симметричное пятно, соответствующее сечению падающего пучка поверхностью ФК. В случае ТЕ-поляризации на изображении присутствует пятно в форме кометы, вытянутое в направлении распространения ПЭВ на поверхности ФК.

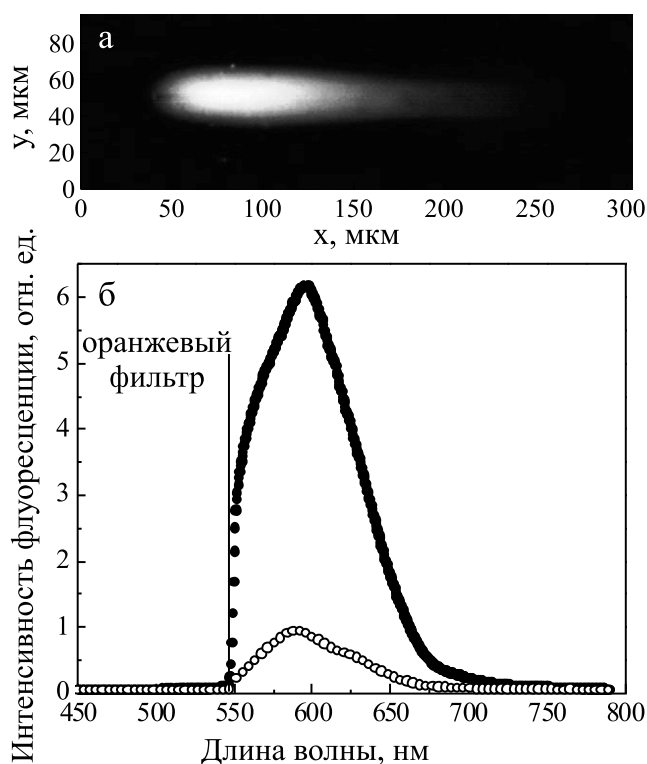


Рис. 2: а) Пространственное распределение ПЭВ, визуализированное по флуоресценции красителя на поверхности ФК. б) Спектр флуоресценции красителя в присутствии (черные точки) и в отсутствие (белые точки) ПЭВ.

В качестве образцов для исследования влияния поверхностных волн на интенсивность флуоресценции красителя, нанесенного на поверхность ФК, использовались образцы одномерных ФК на основе α -Si_{1-x}N_x:H. В качестве источника флуоресценции использовался краситель родамин 6Ж. Тонкий слой спиртового раствора родамина 6Ж концентрацией 10⁻⁵ М наносился на поверхность образца и затем высушивался. Толщина пленки родамина составляла по оценкам от 100 до 150 нм. Принципиальная схема установки показана на рисунке 1д. Излучение флуоресценции собиралось с поверхности образца объективом (NA = 0.2) флуоресцентного микроскопа, совмещенного с монохроматором/спектрометром. Перед объективом ставился оранжевый фильтр с длиной волны отсечки на 545 нм для подавления излучения

накачки.

На рисунке 2а приведено экспериментальное микроизображение пространственного распределения интенсивности флуоресценции красителя. Изображение повторяет форму изображения на рисунке 1е, вызванного рассеянием, но является значительно более однородным. Изменений в интенсивности флуоресценции, связанных с микродефектами поверхности, не наблюдается, что означает, что рассеянный свет не вносит вклада, сравнимого с вкладом ПЭВ, в возбуждение флуоресценции родамина вблизи поверхности. Это дает возможность предположить, что флуоресценция красителя на поверхности ФК способна дать более реалистичное изображение ПЭВ, чем упругое рассеяние в дальнюю зону. Благодаря ПЭВ вблизи поверхности ФК возникает локальное усиление электромагнитного поля, что приводит к усилению флуоресценции красителя, нанесенного на поверхность ФК. Величина усиления флуоресценции оценивалась из сравнения спектров флуоресценции родамина в присутствии и в отсутствие ПЭВ, показанных на рисунке 2б. Черными точками показан спектр, измеренный в центральной зоне ПЭВ, возбуждаемой ТЕ-поляризованным светом. Для сравнения белыми точками приведен спектр, измеренный в той же части образца при ТМ-поляризации падающего излучения, когда возбуждения ПЭВ не происходит. Изменение поляризации падающего света осуществляется так, что интенсивность пучка для обеих поляризаций остается неизменной. Оба спектра достигают максимума на длине волны в окрестности 590 нм, причем интенсивность флуоресценции в максимуме в 6 раз выше в присутствии ПЭВ.

Глава III. Эффект Гуса-Хенхен в одномерных фотонных кристаллах

Третья глава содержит описание новой методики измерения сдвига Гуса-Хенхен методом оптической флуоресцентной микроскопии, результаты численного и экспериментального исследования усиления сдвига Гуса-Хенхен поверхностными волнами в ФК.

Величина сдвига Гуса-Хенхен D связана с изменением фазы φ комплексного коэффициента отражения (коэффициента отражения по полю) r среды следующим соотношением [4]:

$$D = -\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}, \quad (1)$$

где θ – угол падения света на поверхность среды, λ – длина волны. В диссертационной работе оценка величины ожидаемого эффекта Гуса-Хенхен на поверхности ФК проводилась путем аппроксимации данных уг-

ловой спектроскопии отражения ФК и получения зависимости $r(\theta)$ методом МР с последующим вычислением $D(\theta)$ по выражению (1). На рисунке 3а показана расчетная зависимость коэффициента отражения R от угла падения θ света с длиной волны $\lambda = 532$ нм для ФК, состоящего из 10 пар четвертьволновых слоев с показателями преломления

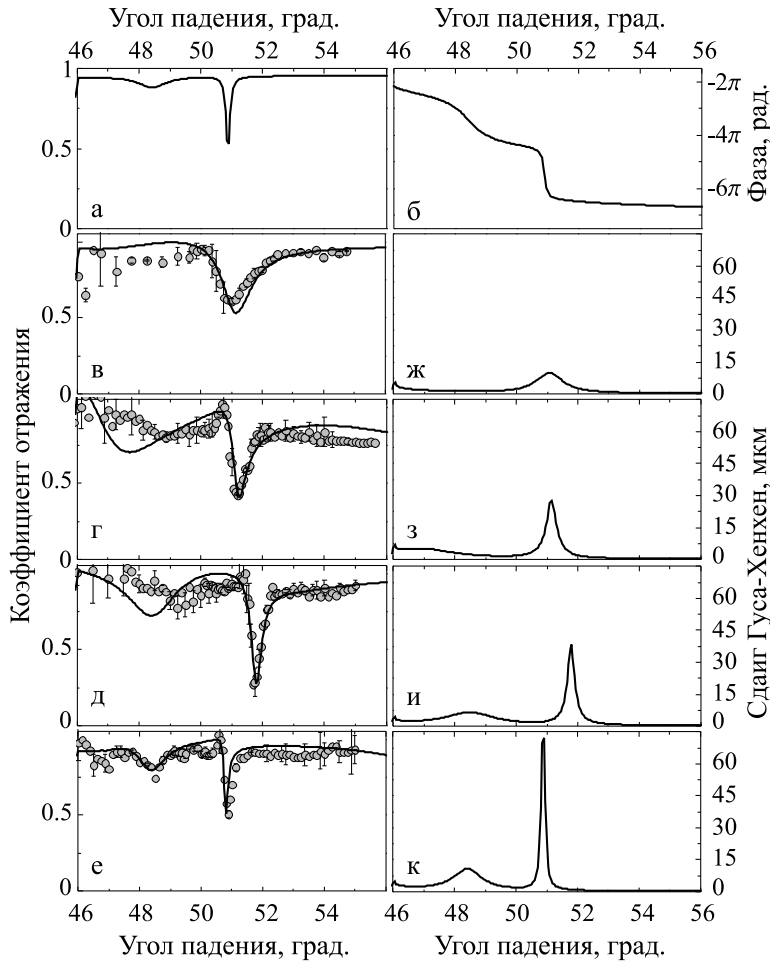


Рис. 3: а) Зависимость коэффициента отражения ФК от угла падения света с длиной волны 532 нм. б) Зависимость фазы $\varphi = \text{Im}(r)$ от угла падения. Экспериментальные угловые спектры коэффициента отражения фотонных кристаллов, состоящих из 9 (в), 11 (г), 13 (д) и 15 (е) бислоев. Аппроксимация угловых спектров методом МР показана сплошной линией. Расчет величины сдвига ГХ по формуле (1) на поверхности фотонных кристаллов, состоящих из 9 (ж), 11 (з), 13 (и) и 15 (к) бислоев.

$n_1 = 1.46$ и $n_2 = 1.95$ и толщинами, соответственно, 146 нм и 109 нм, так что спектральное положение центра фотонной запрещенной зоны такой структуры при нормальном падении составляет 850 нм. В окрестности $\theta = 48.5^\circ$ наблюдается уменьшение коэффициента отражения, обусловленное возбуждением волноводной моды, и при $\theta = 50.9^\circ$ наблюдается провал, связанный с возбуждением ПЭВ на поверхности ФК. Ширина на полувысоте углового резонанса ПЭВ составляет 0.15° . На рисунке 3б показан соответствующий угловой спектр $\varphi(\theta)$. При $\theta = 50.9^\circ$ наблюдается резкое уменьшение значения φ , обусловленное резонансом ПЭВ. Угловая зависимость сдвига ГХ, рассчитанная из зависимости $\varphi(\theta)$ по выражению (1), имеет максимум при резонансе ПЭВ ($\theta = 50.9^\circ$) и составляет 70 мкм.

Экспериментальные зависимости коэффициента отражения ФК от угла падения показаны на рисунке 3 в – е. Измерения проводились в схеме Кречманна при монохроматическом

освещении (рис. 1д). В начале и конце исследуемого диапазона углов вследствие полного внутреннего отражения $R(\theta)$ близко к единице. В окрестности $\theta = 51^\circ$ во всех зависимостях наблюдаются минимумы коэффициента отражения, связанные с резонансным возбуждением ПЭВ. При этом провалы имеют несимметричную форму резонансов Фано. Причиной возникновения резонанса Фано является когерентное сложение спектрально узкой линии ПЭВ и постоянного по углу фона. Угловая полуширина резонанса ПЭВ на полувысоте составляет в ФК менее 0.5° . Часть падающего излучения, не попавшая в резонанс ПЭВ, испытывает полное внутреннее отражения на границе ФК – воздух, представляя собой когерентный постоянный фон. Поскольку основным механизмом релаксации ПЭВ является рассеяние, доля излучения, вернувшегося в призму, достаточно велика для детектирования. Интерференция переизлученной ПЭВ части пучка с нерезонансной его частью, составляющей постоянный фон, приводит к возникновению резонанса Фано в угловых спектрах коэффициента отражения ФК.

Для моделирования резонанса Фано в угловых спектрах коэффициента отражения методом МР рассмотрим коэффициент отражения R в виде:

$$R = |E_r/E_i|^2 = \left| \frac{E_r^{res} + qE_r^{unres}}{E_i} \right|^2, \quad (2)$$

где E_r – амплитуда отраженной электромагнитной волны на выходе из образца ФК, E_r^{res} и E_r^{unres} – резонансная и нерезонансная части падающего пучка, E_i – амплитуда падающей волны. Весовой параметр q представляет собой долю нерезонансной энергии относительно энергии излучения, попавшего в резонанс ПЭВ.

Аппроксимация экспериментальных угловых спектров коэффициента отражения образцов ФК показана на рисунках 3в – е сплошными линиями. Соответствующие угловые зависимости сдвига Гуса-Хенхен $D(\theta)$, рассчитанные по формуле (1), показаны на рисунках 3ж – к. $D(\theta)$ имеет выраженный максимум в области резонанса ПЭВ, что дает возможность говорить об усилении эффекта ГХ поверхностными электромагнитными волнами в ФК. Сдвиг ГХ, усиленный ПЭВ, растет с увеличением толщины, или числа бислоев, ФК и достигает 70 мкм в образце толщиной в 15 бислоев.

Визуализация сдвига Гуса-Хенхен при возбуждении ПЭВ на поверхности ФК проводилась методом оптической микроскопии в дальней зоне. Новый подход для исследования усиления эффекта Гуса-Хенхен на поверхности одномерных ФК методом флуоресцентной микроскопии схематично показан на рисунке 4. В иммерсионную жидкость И между призмой П и подложкой ФК в соотношении 1:100 добавляется спиртовой раствор красителя

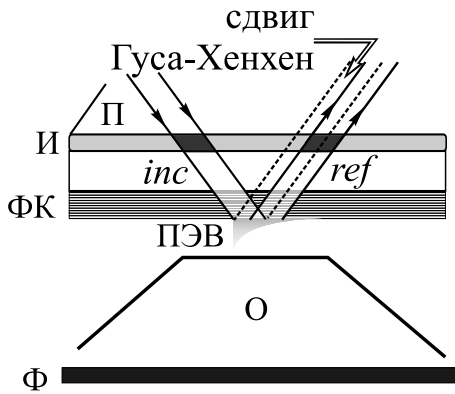


Рис. 4: Схема установки для визуализации эффекта Гуса-Хенхен методом оптической микроскопии.

родамина 6Ж (концентрация $10^{-5}M$), объектив О микроскопа фокусируется внутрь иммерсионного слоя. При этом положения падающего (*inc*) и отраженного (*ref*) лучей в этой области визуализируются благодаря флуоресценции красителя. Фильтр ОС13 толщиной 2 мм (Ф), помещенный после объектива перед ПЗС-камерой, позволяет выделить из изображения только часть, соответствующую флуоресценции красителя. Поскольку возбуждение ПЭВ в используемых образцах возможно только при ТЕ-поляризованном излучении накачки, величина сдвига Гуса-Хенхен в такой схеме определяется из сравнения изображений, полученных при ТМ- и ТЕ-поляризациях накачки, по изменению расстояния между падающим и отраженным лучами при смене поляризации падающего луча.

На рисунке 5а показано изображение, полученное при ТМ-поляризации падающего излучения и фокусировке объектива микроскопа на поверхность ФК. Пятно в центре изображения, обозначенное на рисунке как *surf*, является изображением сечения лазерного луча, отразившегося от поверхности ФК. Два пятна по краям изображения, *inc* и *ref*, представляют собой изображения флуоресценции красителя, вызванной прохождением падающего и отраженного лучей через иммерсионный слой, окрашенный родамином 6Ж. На рисунках 5в – 5е для образцов ФК различной толщины показаны сечения ТЕ-поляризованного отраженного луча, падающего под углом резонанса ПЭВ, при фокусировке объектива микроскопа внутрь иммерсионного слоя. Для сравнения на рисунке 5б приведены аналогичные изображения, полученные при ТМ-поляризации падающего света. В случае ТМ-поляризации отраженный луч имеет симметричное распределение интенсивности с максимумом в центре пятна. В условиях возбуждения ПЭВ пятно становится неоднородным, разделяется на две части. Пространственные распределения интенсивности флуоресценции красителя вдоль оси *x*, соответствующей направлению распространения ПЭВ, показаны на рисунках 5ж – 5к. Сплошным линиям соответствует ТЕ-поляризация освещения; пунктирным – ТМ-поляризация. При ТЕ-поляризации левая часть отраженного пятна остается неподвижной, правая часть пятна смещается и

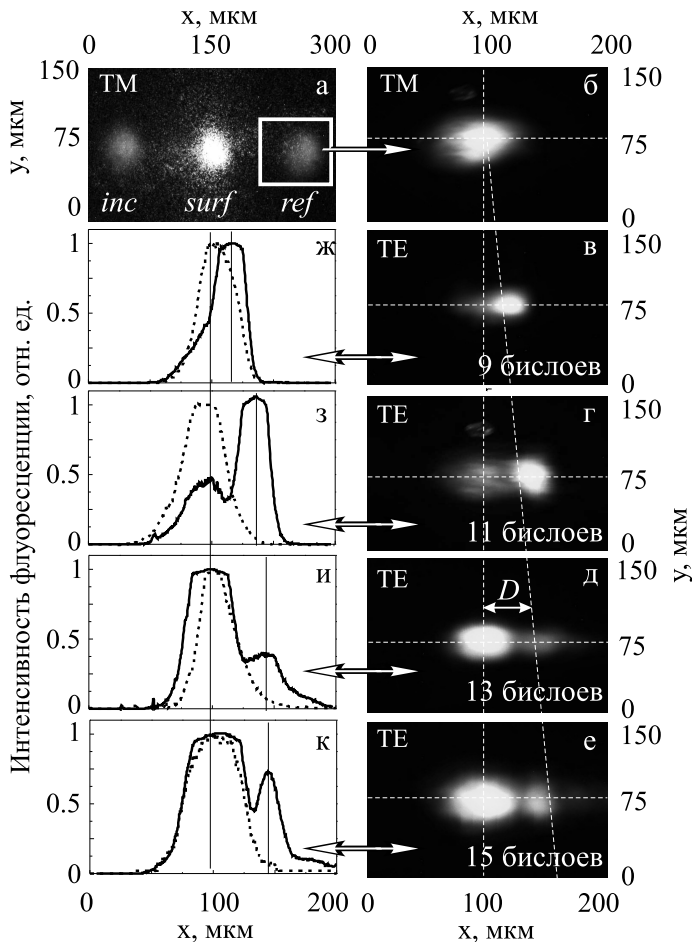


Рис. 5: а) Микроизображение поверхности ФК, освещенной ТМ-поляризованным светом. б) Флуоресцентное микроизображение отраженного ТМ-поляризованного пучка. в) – е) Флуоресцентные микроизображения отраженного ТЕ-поляризованного пучка в ФК различной толщины. Сдвиг Гуса-Хенхен обозначен как D . ж) – к) Пространственные профили интенсивности флуоресценции.

расстояние между ее центром и центром сечения падающего луча увеличивается с ростом толщины ФК. Неподвижная, совпадающая по положению с ТМ-поляризованным отраженным лучом, часть луча представляет собой нерезонансную часть, испытывающую полное внутреннее отражение на границе ФК. Смена поляризации и изменение толщины ФК не влияют на положение этой части луча. Смещенное пятно соответствует части пучка, которая, напротив, переходит в ПЭВ, испытывает сдвиг Гуса-Хенхен, усиленный ПЭВ, и затем высвечивается обратно в образец. Таким образом, измерение сдвига Гуса-Хенхен заключается в измерении расстояния между смещенной и несмещенной частями ТЕ-поляризованного отраженного луча. Результаты измерения сдвига Гуса-Хенхен по профилям интенсивности флуоресценции и сравнение их с расчетными данными, полученными методом МР из аппроксимации данных угловой спектроскопии, даны в таблице 1. Сдвиг Гуса-Хенхен увеличивается с ростом толщины ФК, что совпадает с данными угловой спектроскопии. Наибольшее полученное значение сдвига наблюдается для ФК, состоящего из 15 бислоев, и составляет 66 мкм, что на два порядка больше, чем величина сдвига на диэлектрической поверхности и по крайней мере в два раза больше, чем известное значение сдвига Гуса-Хенхен, усиленного поверхностными плазмон-поляритонами на металлической поверхности.

расстояние между ее центром и центром сечения падающего луча увеличивается с ростом толщины ФК. Неподвижная, совпадающая по положению с ТМ-поляризованным отраженным лучом, часть луча представляет собой нерезонансную часть, испытывающую полное внутреннее отражение на границе ФК. Смена поляризации и изменение толщины ФК не влияют на положение этой части луча. Смещенное пятно соответствует части пучка, которая, напротив, переходит в ПЭВ, испытывает сдвиг Гуса-Хенхен, усиленный ПЭВ, и затем высвечивается обратно в образец. Таким образом, измерение сдвига Гуса-Хенхен заключается в измерении расстояния между смещенной и несмещенной частями ТЕ-поляризованного отраженного луча. Результаты измерения сдвига Гуса-Хенхен по профилям интенсивности флуоресценции и сравнение их с расчетными данными, полученными методом МР из аппроксимации данных угловой спектроскопии, даны в таблице 1. Сдвиг Гуса-Хенхен увеличивается с ростом толщины ФК, что совпадает с данными угловой спектроскопии. Наибольшее полученное значение сдвига наблюдается для ФК, состоящего из 15 бислоев, и составляет 66 мкм, что на два порядка больше, чем величина сдвига на диэлектрической поверхности и по крайней мере в два раза больше, чем известное значение сдвига Гуса-Хенхен, усиленного поверхностными плазмон-поляритонами на металлической поверхности.

Толщина ФК	Измеренный D	Расчетный D
9 бислоев	13 ± 4 мкм (26λ)	10 мкм
11 бислоев	23 ± 5 мкм (43λ)	27 мкм
13 бислоев	44 ± 7 мкм (83λ)	38 мкм
15 бислоев	66 ± 8 мкм (124λ)	72 мкм

Таблица 1: Сравнение величин сдвига Гуса-Хенхен, измеренных методом оптической микроскопии и рассчитанных методом МР из аппроксимации угловых спектров коэффициента отражения, в зависимости от толщины ФК.

Глава IV. Нелинейная дифракция в искусственных опалах

Четвертая глава посвящена экспериментальному исследованию линейной и нелинейной дифракции в синтетических опалах, приводятся результаты угловой спектроскопии второй (ВГ) и третьей (ТГ) оптических гармоник в образце синтетического опала, обсуждаются возможные причины усиления нелинейного отклика и уширения дифракционных максимумов.

В качестве образца для исследования нелинейной дифракции ВГ и ТГ использовался образец трехмерного ФК искусственного опала, полученный методом естественного осаждения из суспензии микрочастиц плавленого кварца радиусом $R = 130$ нм, последующего отжига и полировки для получения гладкой поверхности. В качестве иммерсионной жидкости был выбран этиловый спирт ($n = 1.36$ при $\lambda = 532$ нм).

Для описания процессов дифракции и нелинейной дифракции в фотонном кристалле синтетического опала использовался графический метод, основанный на построении сфер Эвальда [5] в пространстве обратных векторов и иллюстрирующий выполнение закона Брэгга-Вульфа:

$$\lambda_B = 2dn\sqrt{1 - \sin(\theta)^2/n^2}, \quad (3)$$

где λ_B – длина волны света, падающего под углом θ , d – период и n – показатель преломления слоев искусственного опала. На рисунке 6а и б показаны построения, сделанные для дифракции ВГ и ТГ, соответственно, лазера с длиной волны 1064 нм в образце синтетического опала. В основе построения лежит сечение зоны Бриллюэна плоскостью падения. Результатом построения является треугольник квазисинхронизма, описывающий процесс дифракции и состоящий из волновых векторов падающего луча \mathbf{k}_{in} , дифрагированного луча \mathbf{k}_{dif} и вектора обратной решетки \mathbf{G} , соответствующего системе кристаллографических плоскостей, на которых происходит дифракция. Замыкание треугольника в случае нелинейной дифракции означает, что фазовая расстройка волновых векторов, возникающая из-за дисперсии пока-

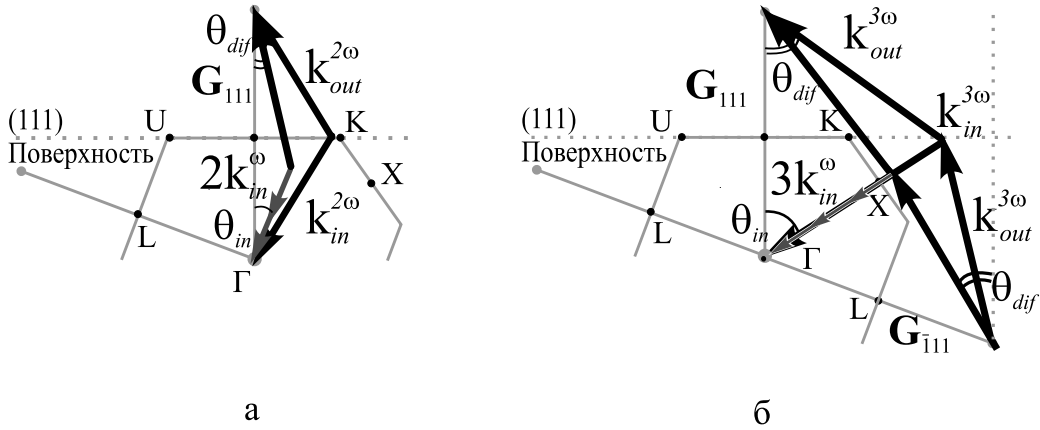


Рис. 6: а) Схематичное изображение в пространстве обратных векторов линейной (серые линии) и нелинейной (черные линии) дифракции на частоте ВГ в ФК синтетических опалов. б) Изображение в обратном пространстве линейной (черные вектора) и нелинейной (серые вектора) дифракции на частоте ТГ.

зателей преломления материала, из которого изготовлен ФК, компенсируется за счет модификации закона дисперсии вследствие периодичности, так что достигается квазисинхронизм между \mathbf{k}_{dif} и \mathbf{k}_{in} , необходимый для эффективной генерации ВГ и ТГ. Угол θ_{dif} между векторами \mathbf{G} и \mathbf{k}_{dif} соответствует углу дифракции в среде. С помощью такого построения можно определить, при каких углах падения и дифракции будет наблюдаться линейная и нелинейная дифракция для данного образца.

Если волновые вектора падающего и дифрагированного света достаточно велики, так что $k \sim G$, можно наблюдать одновременно несколько порядков дифракции света в искусственном опале. В этом случае два треугольника квазисинхронизма замыкаются одновременно на двух векторах обратной решетки, например, \mathbf{G}_{111} и $\mathbf{G}_{\bar{1}\bar{1}\bar{1}}$, как показано на рисунке 6б. Мультинаправленная нелинейная дифракция может наблюдаться как при генерации второй, так и третьей гармоник, однако для исследуемых образцов необходимое условие выполняется только для ТГ.

Поскольку в нелинейном случае углы падения, θ_{in} , и дифракции, θ_{dif} , не равны, схема эксперимента дает возможность отдельного измерения нелинейного сигнала в зависимости от θ_{in} и угла детектирования $\theta_{det} \equiv \theta_{in} + \theta_{dif}$ между волновым вектором накачки и направлением детектирования при фиксированном θ_{in} . Реализованы две экспериментальные схемы: измерение индикатрисы нелинейного сигнала $I_{nw}(\theta_{det})$ при фиксированном θ_{in} и угловых зависимостей $I_{nw}(\theta_{in})$ при фиксированном θ_{det} . В экспериментах по исследованию нелинейной дифракции на частоте ВГ значение θ_{det} было фиксировано и составило 68° . Угловой спектр нелинейной дифракции второй гармоники показан на рисунке 7.

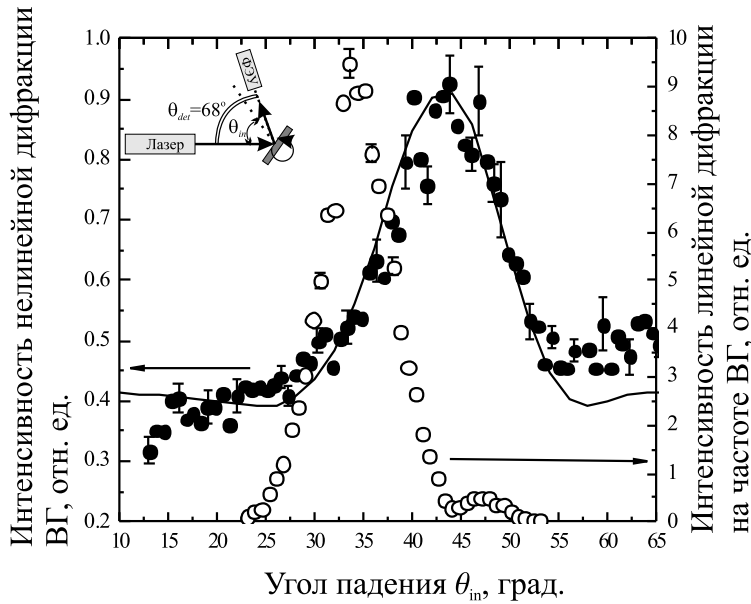


Рис. 7: Угловая зависимость нелинейной дифракции ВГ (черные точки) и линейной дифракции (белые точки) излучения АИГ-лазера на удвоенной частоте в опалах.

Пик ВГ сдвинут в сторону больших значений угла падения, поскольку $2k_\omega < k_{2\omega}$ за счет нормальной дисперсии плавленого кварца. Наблюдается усиление генерации ВГ в два раза по сравнению с уровнем сигнала ВГ вне дифракционного максимума. Угловое положение пика нелинейной дифракции ВГ составляет $\theta_{in} = 44^\circ$ с полушириной на полувысоте $\Delta\theta_{NL} = 5.5^\circ \pm 0.3^\circ$.

Усиление генерации ВГ в зеркальном направлении исследовалось ранее на краю фотонной запрещенной зоны в одномерных и трехмерных ФК [6, 7]. Усиление генерации ВГ в одномерных ФК связывалось с выполнением условий фазового квазисинхронизма за счет периодичности среды. В трехмерных ФК пик ВГ, наблюдаемый в зеркальном направлении, может рассматриваться как -1^u порядок нелинейной дифракции, возникающий благодаря выполнению нелинейного аналога закона Брэгга-Вульфа с участием вектора обратной решетки \mathbf{G}_{111} .

Пик нелинейной дифракции ВГ уширен по сравнению с пиком линейной дифракции. Уширение $W_{SH} = \Delta\theta_{NL}/\Delta\theta_L = 1.55 \pm 0.05$ обусловлено различием в значениях показателей преломления и коэффициентах поглощения волн накачки и ВГ. Форма дифракционного пика ВГ описывается фактором фазовой расстройки $F(\theta) \sim \text{sinc}^2[(\Delta\mathbf{k}_{NL}(\theta) - \mathbf{G}_{111})L/2]$, где L – эффективная длина взаимодействия. Аппроксимация экспериментального углового спектра ВГ с помощью фактора $F(\theta_{in})$ показана на рисунке 7 в сплошной линии. Эффективная длина взаимодействия, полученная из аппроксимации пика дифракции ВГ, составила $L \sim 4.5$ мкм, что соответствует толщине 20 слоев

Для сравнения на том же рисунке приведен угловой спектр линейной дифракции удвоенного по частоте излучения накачки. Максимум интенсивности линейной дифракции света ВГ наблюдается в зеркальном направлении ($\theta_{det} = 2\theta_{in}$). Поскольку длина вектора обратной решетки $G_{111} \equiv 2\pi/d$ близка к величине $2k_{2\omega}$, в угловой зависимости нелинейной дифракции ВГ присутствует единственный пик в направлении, близком к зеркальному.

образца опала. Низкое по сравнению с толщиной образца значение L , по-видимому, является результатом значительного числа дефектов в упаковке опала. Рэлеевское рассеяние на дефектах приводит к ослаблению волны накачки в направлении падения, уширению конуса дифракции и уменьшению

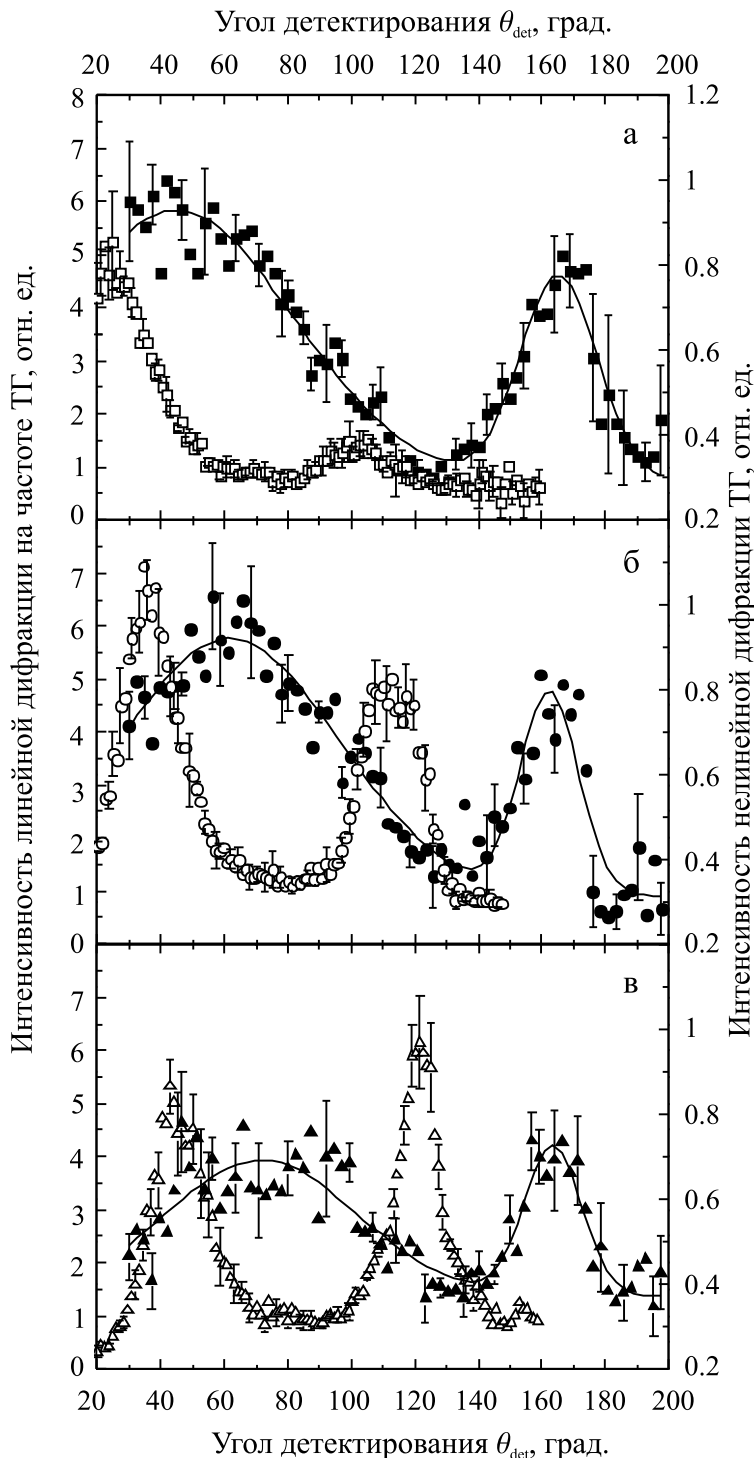


Рис. 8: Серия индикатрис линейной и нелинейной дифракции на частоте третьей гармоники АИГ-лазера, полученные для углов падения 60° (а), 68° (б), 76° (в) (сплошные линии проведены для удобства чтения).

эффективной длины взаимодействия.

При угловой спектроскопии ТГ угол падения θ_{in} не менялся и составлял 68° , в то время как θ_{det} менялся от 20° до 200° . Индикатрисы нелинейной дифракции ТГ показаны на рисунке 8 черными точками. Для сравнения белыми точками приведены индикатрисы линейной дифракции утроенного по частоте лазерного излучения. Индикатрисы интенсивности нелинейной дифракции ТГ имеют два пика. Дифракционный пик при больших θ_{det} возникает вследствие нелинейной дифракции с участием вектора обратной решетки \mathbf{G}_{111} . Пик наблюдается в направлении, близком к зеркальному, и сдвинут относительно пика линейной дифракции в сторону больших углов вследствие нормальной дисперсии показателя преломления плавленого кварца. Пик дифракции ТГ при значениях θ_{det} в диапазоне $40^\circ - 80^\circ$ вызван нелинейной дифракцией на кристаллографических

плоскостях $(\bar{1}11)$. Пики нелинейной дифракции ТГ уширены по сравнению с пиками линейной дифракции. Величина $W_{TH,111}$ сравнима с величиной W_{SH} , полученной для нелинейной дифракции ВГ, тогда как величина $W_{TH,\bar{1}11}$ значительно выше. Пики аппроксимированы угловыми зависимостями фактора фазовой расстройки $F(\theta_{det})$ при значениях параметров $L = 1.0$ мкм и $n_\omega = 1.34$ and $n_{3\omega} = 1.37$.

Уширение дифракционных пиков ТГ может быть обусловлено строением синтетических опалов. Синтетические опалы, полученные методом естественного осаждения, имеют поликристаллическую структуру с характерным размером домена в плоскости роста порядка 50 – 100 мкм и толщиной порядка 10 – 20 мкм [8]. Поликристаллическая структура синтетического опала характеризуется также наличием нормалей к локальным поверхностям доменов, не совпадающих с нормалью к макроскопической поверхности образца [9]. Набор таких локальных направлений $[111]$ и соответствующих векторов обратной решетки \mathbf{G}_{111} образуют конус вокруг макроскопической оси роста. Вероятность существования домена с некоторым локальным вектором \mathbf{G}_{111} , отличным от макроскопического, имеет угловое распределения, близкое к гауссову с максимумом вдоль макроскопической оси роста образца. Форма спектральных особенностей поликристаллического синтетического опала, например, минимума в спектре коэффициента пропускания или пика в спектре коэффициента отражения, представляет собой огибающую к набору спектральных особенностей, соответствующих всем локальным направлениям $[111]$. В результате поликристалличности эффективная брэгговская дифракция в образце синтетического опала, определяемая выражением (3), может наблюдаться для одного направления дифракции в некотором диапазоне углов падения, определяемом шириной конуса, образованного локальными нормальными. Это дает возможность наблюдать одновременно дифракцию на двух системах кристаллографических плоскостей $(\bar{1}11)$ и (111) при нескольких углах падения.

Полученные зависимости демонстрируют разное соотношение уровней сигнала в максимуме интенсивности для двух дифракционных пиков при разных углах падения. При $\theta_{in} = 60^\circ$ наблюдается единственный пик при малом угле детектирования, при $\theta_{in} = 68^\circ$ интенсивность сигнала в малоугловом дифракционном пике больше, чем в пике, наблюдаемом при большом угле детектирования; при $\theta_{in} = 76^\circ$, наоборот, малоугловой пик имеет меньшую интенсивность. Интенсивности дифракционных максимумов определяются числом доменов опала, участвующих в процессе дифракции. Чем сильнее направление падения луча отличается от основного направления, при

котором происходит дифракция с участием \mathbf{G} , определяемым макроскопической нормалью к поверхности образца, тем меньше интенсивность соответствующего дифракционного пика. Величина углового диапазона, где можно наблюдать выполнение закона Вульфа-Брэгга одновременно для плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$, оценивается как 10° для исследуемого образца опала.

На рисунке 8 показано, что дифракционные максимумы ТГ имеют разную ширину при дифракции с участием векторов \mathbf{G}_{111} и $\mathbf{G}_{\bar{1}\bar{1}\bar{1}}$. Небольшое уширение в линейном случае связано с различным размером доменов в плоскостях (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Поскольку ширина доменов в среднем больше, чем их толщина, эффективный размер домена в плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ в 3 – 5 раз меньше, чем в плоскости (111). Это объясняется тем, что случайный порядок чередования слоев вдоль оси роста сохраняет упаковку в плоскости (111) и нарушает ее в плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Ширина незеркального пика нелинейной дифракции ТГ обусловлена взаимодействием естественного нелинейного уширения, вызванного дисперсией показателя преломления материала, и дополнительного уширения, обусловленного увеличением числа дефектов упаковки в плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ относительно плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$.

Основные результаты и выводы

1. Разработаны схемы возбуждения и детектирования поверхностных электромагнитных волн в фотонных кристаллах. Исследованы частотные и угловые зависимости коэффициента отражения одномерного фотонного кристалла в призмной схеме Кречманна. Показано, что основным механизмом релаксации является рассеяние поверхностных электромагнитных волн в плоскости образца и в дальнюю зону, что дает возможность визуализации поверхностной электромагнитной волны с помощью частотно-угловой спектроскопии, а также оптической микроскопии поверхности фотонного кристалла.
2. Экспериментально и численно исследована эффективность возбуждения (амплитуда и ширина резонанса) поверхностных электромагнитных волн в зависимости от числа пар слоев, составляющих фотонный кристалл, на примере одномерных фотонных кристаллов в диапазоне от 9 до 15 пар слоев. Показано, что зависимость амплитуды резонанса от толщины фотонного кристалла немонотонна и достигает максимума при оптимальном числе пар слоев, составляющих фотонный кристалл.
3. Обнаружено усиление интенсивности флуоресценции родамина 6Ж на поверхности одномерного фотонного кристалла в области распространения

ПЭВ. Интенсивность флуоресценции красителя возрастает в 6 раз по сравнению с уровнем сигнала в отсутствие ПЭВ.

4. Разработана методика прямого наблюдения сдвига Гуса-Хенхен, основанная на визуализации путей падающего и отраженного луча флуоресцентным красителем. Обнаружен эффект Гуса-Хенхен в фотонных кристаллах различной толщины. Величины сдвига Гуса-Хенхен составили 13 мкм, 23 мкм, 44 мкм и 66 мкм для фотонных кристаллов толщиной 9, 11, 13 и 15 пар слоев, соответственно. Измеренные величины сдвига согласуются с величинами, рассчитанными из аппроксимации экспериментальных угловых спектров. Значения сдвига Гуса-Хенхена в фотонных кристаллах, составляющие от 26 до 124 длин волн, не менее, чем двукратно превышают эффект Гуса-Хенхена по сравнению с известными аналогами.
5. Обнаружена нелинейная дифракция на частотах второй и третьей оптических гармоник в фотонных кристаллах синтетических опалов. Показано, что угловое положение максимума нелинейной дифракции второй гармоники обусловлено выполнением условий фазового квазисинхронизма с участием вектора обратной решетки G_{111} . Двукратное усиление генерации второй и третьей гармоник наблюдалось на длинноволновом краю фотонной запрещенной зоны.
6. Зарегистрирована нелинейная дифракция в фотонных кристаллах синтетических опалов на частоте третьей оптической гармоники одновременно в направлениях $[111]$ и $[\bar{1}11]$. Угловые положения максимумов интенсивности третьей гармоники связаны с выполнением условий фазового квазисинхронизма с участием векторов обратной решетки G_{111} и G_{-111} . Двукратное усиление интенсивности генерации третьей гармоники наблюдалось на длинноволновых краях фотонных запрещенных зон в направлениях $[111]$ и $[\bar{1}11]$.

Список цитируемой литературы

- [1] D. S. Bethune, Optical harmonic generation and mixing in multilayer media: analysis using optical transfer matrix techniques// J. Opt. Soc. Am. B. – 1989. – Том 6, стр. 910–916.
- [2] F. Giorgis, C.F. Pirri, E. Tresso, Structural properties of a-Si_{1-x}N_x:H films grown by plasma enhanced chemical vapour deposition by SiH₄+NH₃+H₂ gas mixtures// Thin Solid Films – 1997. – Том 307, стр. 298–305.

- [3] H. Raether, *Surface-Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*. – Berlin: Springer Tracts in Modern Physics, 1988.
- [4] V.K. Artmann, Berechnung der Seitenverseizung des totalreflektierten Strahles // *Annalen der Physik* – 1948. – Том 6, стр. 88.
- [5] V. Berger, Nonlinear photonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Том 81, стр. 4136–4139.
- [6] A. V. Balakin, V. A. Bushuev, B. I. Mantsyzov, I. A. Ozheredov, E. V. Petrov, A. P. Shkurinov, P. Masselin, G. Mouret, Enhancement of sum frequency generation near the photonic band gap edge under the quasiphase matching conditions // *Phys. Rev. E* – 2001. – Том 63, стр. 046609-1 – 046609-11.
- [7] J. Martorell, R. Vilaseca, R. Corbalán, Second harmonic generation in a photonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – Том 70, стр. 702–704.
- [8] V. N. Astratov, A. M. Adawi, S. Fricker, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, P. N. Pusey, Interplay of order and disorder in the optical properties of opal photonic crystals // *Phys. Rev. B* – 2002. – Том 66, стр. 165215-1 – 165215-13.
- [9] А. В. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.Е. Усвят, Брэгговская дифракция света в искусственных опалах // *ФТТ* – 2003. – Том 45, стр. 434.

Содержание диссертации отражено в следующих основных работах:

Статьи

- [1] I.V. Soboleva, A.A. Fedyanin, E. Descrovi, F. Giorgis, C. Summonte. Fluorescence emission enhanced by surface electromagnetic waves on one-dimensional photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Т. 94, С. 231122-1 – 231122-3.
- [2] В.В. Москаленко, И.В. Соболева, А.А. Федянин. Усиление эффекта Гуса-Хенхен поверхностными волнами в одномерных фотонных кристаллах // *Письма в ЖЭТФ*. 2010. Т. 91, С. 414 – 418.
- [3] I.V. Soboleva, S.A. Seregin, A.A. Fedyanin, O.A. Aktsipetrov. Efficient bidirectional optical harmonics generation in three-dimensional photonic crystals // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2011. Т. 28, С. 1680 – 1684.

Тезисы

-
- [1] I. V. Soboleva, S. A. Seregin, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov. Second- and Third-Harmonic Generation Enhancement in Three-Dimensional Photonic Crystals // FiO/LS/OF&T/OPE 2006 Conference Program – Optical Society of America (OSA). 2006. C.JSuA67.
- [2] I. V. Soboleva, S. A. Seregin, A. A. Fedyanin and O. A. Aktsipetrov. Nonlinear Diffraction Of Second- And Third-Harmonics In Three-Dimensional Photonic Crystals // 3rd International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics Program – Институт прикладной физики Академии наук Молдовы. 2006. С. 170.
- [3] I. V. Soboleva, S. A. Seregin, A. A. Fedyanin, O. A. Aktsipetrov. Nonlinear diffraction of second- and third-harmonics in three-dimensional photonic crystals of opals // SPIE Photonics West 2007 Conference Program – The International Society for Optical Engineering (SPIE). 2007. С. 210.
- [4] I.V. Soboleva, A.A. Fedyanin, L. Dominici, F. Michelotti, E. Descrovi, F. Giorgis. Fluorescence Enhancement In Surface Electromagnetic Waves In One-Dimensional Photonic Crystal // 4th International Conference On Material Science And Condensed Matter Physics Abstract Book – Институт прикладной физики Академии наук Молдовы. 2008. С. 243.
- [5] I. V. Soboleva, A. A. Fedyanin, F. Michelotti, E. Descrovi, F. Giorgis. Visualization of surface electromagnetic waves in one-dimensional photonic crystal by fluorescence dye // SPIE Europe Optics + Optoelectronics 2009 Abstract Book – The International Society for Optical Engineering (SPIE). 2009. С. 7356-14.
- [6] I. V. Soboleva, V. V. Moskalenko, A. A. Fedyanin. Goos-Hänchen Effect Enhancement by Surface Electromagnetic Waves in Photonic Crystals // Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS) Abstract Book – Optical Society of America (OSA). 2010. С. JThE22.
- [7] I.V.Soboleva, V.V.Moskalenko, A.A.Fedyanin. Goos-Hänchen effect enhanced by surface electromagnetic waves in photonic crystals // ICONO/LAT 2010 Conference Program – Российская академия наук. 2010. С. IMC2.
- [8] I. V. Soboleva, V. V. Moskalenko, A. A. Fedyanin. Giant Goos-Hänchen Effect at Photonic Crystals Surfaces // Frontiers in Optics (FiO) Conference Abstract Book – Optical Society of America (OSA). 2010. С. FThJ5.