

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Дергачева Лидия Викторовна

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ И
НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В
ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОЙ
БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Специальность 01.04.05 — оптика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2018

Работа выполнена на кафедре общей физики физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

Научный руководитель: **Манцызов Борис Иванович**,
доктор физико-математических наук,
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
профессор кафедры общей физики

Официальные оппоненты: **Маймистов Андрей Иванович**,
доктор физико-математических наук, профессор,
Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего
образования "Национальный исследовательский
ядерный университет "МИФИ", профессор
кафедры физики твердого тела и наноструктур

Сазонов Сергей Владимирович,
доктор физико-математических наук, профессор,
Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт», ведущий научный
сотрудник

Чиркин Анатолий Степанович,
доктор физико-математических наук, профессор,
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет,
профессор кафедры общей физики и волновых
процессов

Защита диссертации состоится «___» _____ 2018 г. в ___ ч. ___ мин. на заседании Диссертационного совета МГУ.01.08 на физическом факультете МГУ имени М. В. Ломоносова по адресу: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2, физическая аудитория имени Р.В.Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (г.Москва, Ломоносовский пр-т, д.27) и на сайте ИАС «ИСТИНА»: <https://istina.msu.ru/dissertations/144903978/>

Автореферат разослан «___» _____ 2018 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МГУ.01.08, д.ф.-м.н.

О. Г. Косарева

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертационная работа посвящена исследованию нелинейного взаимодействия оптического излучения с пространственно периодическими структурами с периодами порядка оптической длины волны, или фотонными кристаллами (ФК), в условиях динамической брэгговской дифракции. В частности, рассмотрены генерация второй оптической гармоники в условиях маятникового эффекта в геометрии Лауэ и нелинейное распространение оптических импульсов резонансного излучения в геометрии Брэгга при различных начальных условиях.

Актуальность работы

Одной из основных задач оптики является управление параметрами и динамикой оптических импульсов. Последнее время для этих целей активно используются искусственно созданные оптические материалы, в том числе фотонные кристаллы (ФК). Основной особенностью ФК является значительная решеточная дисперсия, которая приводит к формированию фотонных запрещенных зон (ФЗЗ), т.е. частотных диапазонов, в которых линейно взаимодействующее со средой излучение не распространяется. В ФК теоретически предсказан и экспериментально обнаружен целый ряд новых оптических эффектов: брэгговские (щелевые) солитоны, значительное изменение групповой скорости (медленный свет) и времени спонтанного распада возбужденных осцилляторов при варьировании частоты падающего импульса внутри, на краю и вне ФЗЗ, маятниковый эффект, деление и селективная компрессия фемтосекундных лазерных импульсов в одномерных ФК, эффективная квазисинхронная генерация оптических гармоник и другие явления. С начала 2018 года выпущено уже более тысячи публикаций по исследованиям фотонных кристаллов. Таким образом, диссертационная работа посвящена актуальной научной проблеме.

Исследование процессов синхронной генерации оптических гармоник традиционно является важной фундаментальной проблемой нелинейной оптики, имеющей также и большое прикладное значение. Задача квазисинхронной генерации второй гармоники (ВГ) при динамической брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в одномерной периодической среде была впервые теоретически решена в 1979 году. Тогда было показано, что при падении монохроматической волны на структуру в ней возбуждаются четыре сильные волны, две бормановские и две антибормановские, как на основной частоте, так и на частоте ВГ. Эти волны могут дополнительно включаться в условия квазисинхронизма (КС), обеспечивая эффективную генерацию ВГ. Однако не рассматривалась задача влияния пространственной структуры распределения интенсивности накачки при маятниковом эффекте на

возможность изменения условий квазисинхронизма. В диссертационной работе показано, что, благодаря включению дополнительного вектора обратной решетки, индуцированной маятниковым эффектом, появляются новые условия квазисинхронизма. Аналитически получена «генерация ВГ вперед»: помимо четырех сильных волн на частоте ВГ появляется новая, пятая, волна, распространяющаяся параллельно слоям структуры и не коллинеарная бормановским и антибормановским волнам на основной частоте.

Другое нелинейное явление, связанное с динамической брэгговской дифракцией – формирование и распространение брэгговского солитона (БС) в геометрии Брэгга – исследовалось в ФК с различными типами нелинейностей: квадратичной, кубической, а также с нелинейностью резонансного типа, обусловленной примесными резонансными двухуровневыми атомами, в так называемых резонансных фотонных кристаллах (РФК). Была детально развита теория динамики БС в дискретном РФК, который представляет собой брэгговскую решетку из тонких слоев, содержащих резонансные двухуровневые атомы, а также в комбинированном РФК, или резонансно поглощающем брэгговском отражателе, в котором дискретная решетка тонких слоев двухуровневых осцилляторов встроена в периодическую линейную диэлектрическую матрицу. На практике создать дискретные РФК с большим числом периодов и высоким оптическим качеством оказалось весьма сложно. В связи с этим была исследована качественно новая модель РФК с произвольным периодическим профилем концентрации резонансных атомов, так называемый непрерывный резонансный фотонный кристалл. Для нее были выведены соответствующие обобщенные двухволновые уравнения Максвелла-Блоха в двухволновом приближении и было показано, что в частном случае распределения резонансных атомов по гармоническому закону и при отсутствии начальной инверсии в такой структуре может распространяться БС самоиндуцированной прозрачности (СИП). Однако влияние формы профиля концентрации резонансных атомов, а также их начальной инверсии на динамику импульсов в ФК не было изучено. Именно эта задача решена в диссертационной работе: показано, что БС СИП может распространяться и в случае произвольного распределения концентрации резонансных атомов. Также впервые исследовано поведение оптических импульсов при начальной нулевой инверсии: они распространяются в среде совершенно исключительным образом, представляя собой квазилинейные 2π -импульсы, имеющие скорость, равную скорости света в линейной матрице, при этом в них отсутствует обратная дифрагированная волна.

В периодических оптических средах, в которых имеет место инвариантность преобразования четность-время [parity-time (PT)] для функции

диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon^*(-\vec{r})$, или РТ-симметричных ФК, в последние годы наблюдалось большое количество новых линейных и нелинейных оптических эффектов: однонаправленное нулевое брэгговское отражение, спонтанный распад РТ-симметричных мод в особой точке, увеличение области устойчивости нелинейных уединенных волн и другие. Эффект однонаправленного нулевого брэгговского отражения был предсказан теоретически и наблюдался экспериментально в периодической РТ-симметричной структуре при дифракции излучения в геометрии Брэгга в параксиальном приближении. РТ-симметричный фотонный кристалл демонстрирует интересные оптические явления также и при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ. В зависимости от вида функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\vec{r})$ в РТ-симметричных ФК существуют либо РТ-симметричные распространяющиеся моды с действительными константами распространения, либо усиливающиеся и поглощающиеся РТ-несимметричные моды. Однако динамическая брэгговская дифракция оптического излучения в ФК в геометрии Лауэ всё еще остается мало изученной. В частности, в диссертации впервые исследован асимметричный маятниковый эффект в геометрии Лауэ, который отсутствует в геометрии Брэгга. Также исследованы РТ-симметричные свойства уравнений Максвелла-Блоха (МБ) и их решений. Путем численного интегрирования уравнений МБ показано, что РТ-симметричное решение в виде брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности является устойчивым, в то время как РТ-несимметричное решение неустойчиво.

Цель и задачи работы

Целью диссертационной работы является исследование нелинейного взаимодействия оптического излучения с фотонными кристаллами в условиях динамической брэгговской дифракции.

Были поставлены и решены следующие задачи:

1. Исследование влияния маятникового эффекта на частоте накачки на квазисинхронную генерацию второй гармоники в исходно centrosymmetrical фотонных кристаллах с кубической нелинейностью и фоторефрактивных фотонных кристаллах.

2. Анализ нелинейного взаимодействия когерентного интенсивного оптического излучения с непрерывным резонансным фотонным кристаллом с произвольным распределением концентрации резонансных атомов при различных начальных условиях возбуждения среды.

3. Изучение влияния нулевой начальной инверсии, а также профиля распределения концентрации резонансных атомов на формирование и

динамику распространения нелинейного уединенного импульса.

4. Исследование зависимости параметров маятникового эффекта при динамической брэгговской дифракции от величины параметра усиления-поглощения, а также от знака брэгговского угла падения в РТ-симметричном фотонном кристалле в геометрии Лауэ.

5. Изучение РТ-симметричных свойств уравнений Максвелла-Блоха и их решений при различных профилях распределения концентрации резонансных атомов в непрерывных резонансных фотонных кристаллах в геометрии Брэгга.

Научная новизна

В работе впервые:

1. Показано, что в фоторефрактивных ФК и изначально centrosymmetric ФК с кубической нелинейностью существует дополнительное направление эффективной квазисинхронной генерации второй гармоники за счет формирования решетки интенсивности на частоте накачки при маятниковом эффекте. В структуре происходит генерация волны, не коллинеарной бормановской и антибормановской модам, и при выполнении условий КС ее интенсивность может существенно возрастать.

2. Исследовано влияние параметров непрерывного резонансного ФК на динамику и параметры солитоноподобного импульса. Показано, что на характер распространения излучения в указанной структуре влияет начальное возбуждение резонансных атомов. В невозбужденном ФК излучение распространяется в виде брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности, тогда как в случае нулевой начальной инверсии брэгговское отражение на границе структуры подавляется, а в среде распространяется квазилинейный 2π -импульс со скоростью, равной скорости света в линейной матрице, причем в нем отсутствует обратная дифрагированная волна.

3. Показана возможность компрессии солитоноподобных импульсов в непрерывном РФК: путем изменения профиля концентрации резонансных атомов можно увеличить интенсивность импульса, одновременно сократив его длительность.

4. Предсказан асимметричный маятниковый эффект. Показано, что при симметричном изменении знака брэгговского угла падения кардинально изменяется пространственное распределение поля внутри РТ-симметричного ФК, что приводит к изменению его оптических свойств. Ниже особой точки спонтанного распада РТ-симметрии $\varepsilon_i < \varepsilon_r$ при определенной толщине структуры смена знака $\theta > 0 \rightarrow \theta < 0$ приводит к переходу от поглощающего ФК к усиливающему ФК, причем интенсивность прямой волны на выходе

структуры может быть равна нулю, а усиливается лишь дифрагированная волна. В непосредственной близости от особой точки $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_r$ при изменении знака брэгговского угла падения фотонный кристалл превращается из полностью прозрачного в усиливающий при любой толщине структуры.

5. Изучены РТ-симметричные свойства уравнений МБ и их решений при дифракции в геометрии Брэгга. Показано, что в РТ-симметричном ФК аналитическое решение в виде брэгговского солитоноподобного импульса является устойчивым, а в РТ-несимметричном ФК соответствующий РТ-несимметричный солитоноподобный импульс теряет устойчивость и распадается.

Практическая значимость работы

Полученные в работе результаты могут быть использованы для разработки новых методов и устройств управления параметрами и динамикой лазерных импульсов и являются перспективными в плане практического применения в таких областях как лазерная техника, фотоника, информационные системы и телекоммуникации.

1. Появление новых условий квазисинхронизма при маятниковом эффекте, благодаря включению дополнительного вектора обратной решетки, параллельного слоям фотонного кристалла, открывает новые возможности для реализации эффективной квазисинхронной генерации оптических гармоник.

2. Изменение начальной инверсии резонансных атомов позволяет управлять динамикой и параметрами импульса в непрерывном РФК.

3. Изменение профиля концентрации резонансных атомов приводит к компрессии солитоноподобных импульсов в непрерывном РФК.

4. Малое изменение действительной части диэлектрической проницаемости и параметра усиления-поглощения ε_i предоставляет возможность переключения направления распространения выходного излучения из проходящей волны в усиленную дифрагированную волну в дифракционно-толстом РТ-симметричном ФК.

5. Свойство РТ-симметричности непрерывного резонансного ФК обеспечивает устойчивость распространения брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности.

Положения, выносимые на защиту

1. Пространственная решетка интенсивности поля накачки при маятниковом эффекте приводит к появлению дополнительных условий квазисинхронизма второй гармоники в фоторефрактивных ФК, а также в ФК с электроиндуцированной квадратичной нелинейностью.

2. В фоторефрактивных ФК, а также в ФК с электроиндуцированной квадратичной нелинейностью происходит генерация волны ВГ, не коллинеарной бормановской и антибормановской модам.

3. В изначально невозбужденном непрерывном резонансном ФК с произвольной четной функцией пространственного распределения концентрации резонансных атомов наблюдается распространение брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности.

4. При условии нулевой начальной инверсии в непрерывном РФК наблюдается подавление брэгговского отражения и распространение квазилинейного 2π -импульса со скоростью, равной скорости света в линейной матрице.

5. В РТ-симметричных фотонных кристаллах в геометрии Лауэ возникает асимметричный маятниковый эффект.

6. В случае четной функции пространственного распределения концентрации резонансных атомов нелинейные двухволновые уравнения Максвелла-Блоха, описывающие динамику квазимонохроматических импульсов в резонансном ФК в геометрии Брэгга, являются инвариантными относительно РТ-преобразования. В РТ-симметричных ФК аналитическое решение в виде брэгговского солитона является устойчивым. В РТ-несимметричном ФК соответствующий РТ-несимметричный солитоноподобный импульс неустойчив.

Достоверность полученных результатов подтверждена физической обоснованностью используемых теоретических моделей и методов решения поставленных задач, а также хорошим совпадением аналитических и численных результатов и согласием с более поздними результатами, независимо полученными другими авторами.

Апробация работы

Основные результаты работы были доложены на следующих международных и всероссийских конференциях: V Международная конференция “Фундаментальные проблемы оптики-2008” (Санкт-Петербург, 2008), Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов – 2010» (Москва, 2010), Всероссийская конференция «Фундаментальные проблемы оптики – 2010» (Санкт-Петербург, 2010), VII Международная конференция "Оптика-2011" (Санкт-Петербург, 2011), Всероссийская конференция «Фундаментальные проблемы оптики – 2012» (Санкт-Петербург, 2012), Школа-семинар «Волны-2012» (Звенигород, 2012), Advanced Photonics Congress. Nonlinear Photonics (Барселона, Испания, 2014), Int. Workshop “Nonlinear Photonics Theory, Materials, Applications” (Санкт-Петербург, 2015), European Conference on Lasers

and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, (Мюнхен, Германия, 2015), 17th International Conference "Laser Optics 2016" (Санкт-Петербург, 2016), VIII Международный научный семинар и VI Международная молодежная научная школа-семинар "Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные проблемы рентгеновской оптики" (Великий Новгород, 2016 г.), Всероссийская конференция «Рентгеновская оптика - 2018» (Черноголовка, 2018).

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 16 работах, в том числе в 4 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и 1 статье из списка ВАК РФ. Список публикаций приведён в конце автореферата.

Личный вклад автора

Автором лично были получены представленные в диссертации теоретические и численные результаты, проведен их анализ и сформулированы выводы по результатам работы. Кроме этого, автором лично или при его непосредственном участии были подготовлены публикации и выступления на конференциях.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, основных результатов, изложенных на 134 страницах, включает 30 рисунков, список цитируемой литературы из 152 наименований и список сокращений.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность проблемы и значимость диссертационной работы для физики линейного и нелинейного взаимодействия оптического излучения с фотонными кристаллами.

В **первой главе** дан обзор литературы, связанной с задачами брэгговской дифракции в фотонных кристаллах, а именно квазисинхронной генерацией второй оптической гармоники и распространением брэгговских солитонов. Также приведен обзор литературы, касающейся оптических эффектов в РТ-симметричных фотонных кристаллах.

Во **второй главе** рассматривается квазисинхронная генерация (КСГ) второй оптической гармоники (ВГ) при динамической брэгговской дифракции в фотонных кристаллах (ФК) в геометрии Лауэ. Получено теоретическое решение задачи квазисинхронной генерации ВГ для двух различных типов фотонных кристаллов: фоторефрактивных (ФР) решеток (рис. 1а) и centrosymmetric структур с кубической нелинейностью, например,

поляризованных стекол, т.е. оксидных стекол с фотоиндуцированной квадратичной оптической нелинейностью (рис. 1б).

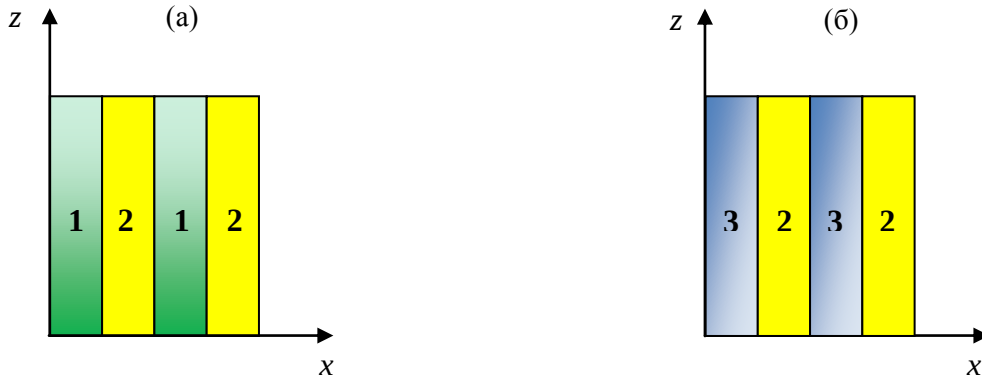


Рис. 1. (а) Модель фоторефрактивного ПК. Цифрой 1 обозначены слои, изготовленные из фоторефрактивных материалов (например, LiNbO_3), цифрой 2 - слои прозрачного диэлектрика. (б) Модель ПК с наведенной решеткой квадратичной восприимчивости $\beta(x, z) = 3\chi^{(3)}E_{DC}(x, z)$. Цифрой 3 обозначены слои фотополяризуемого стекла, цифрой 2 - слои линейного диэлектрика.

Показано, что включение дополнительного вектора обратной решетки, параллельного слоям фотонного кристалла, дает новые условия квазисинхронизма. Так, предсказана генерация ВГ «вперед»: помимо четырех сильных волн на частоте ВГ появляется пятая, распространяющаяся параллельно слоям структуры и неколлинеарная бормановским и антибормановским волнам на основной частоте.

В **первом** параграфе развита теория квазисинхронной генерации ВГ при динамической брэгговской дифракции в таких фотонных кристаллах, в которых при маятниковом эффекте наводится решетка квадратичной восприимчивости. Такой процесс описывается двумя волновыми уравнениями для комплексных амплитуд колебаний полей $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_1(x, z)$ и $\mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_2(x, z)$ на основной и удвоенной частотах соответственно.

$$\text{rot rot} \mathcal{E}_1(x, z) - k^2(1 + 4\pi\chi_1(x))\mathcal{E}_1(x, z) = 8\pi k^2 \beta \mathcal{E}_2(x, z) \mathcal{E}_1^*(x, z), \quad (1a)$$

$$\text{rot rot} \mathcal{E}_2(x, z) - 4k^2(1 + 4\pi\chi_2(x))\mathcal{E}_2(x, z) = 16\pi k^2 \beta \mathcal{E}_1^2(x, z), \quad (1б)$$

где $\chi_1(x) = \chi_1(x + d)$, $\chi_2(x) = \chi_2(x + d)$ – линейные восприимчивости на частотах ω и 2ω соответственно, d – период ПК, $\beta(x, z)$ – квадратичная восприимчивость, $k = \omega / c = 2\pi / \lambda_0$ – модуль волнового вектора падающей на структуру волны, λ_0 – длина падающей на структуру волны в вакууме. Электрическое поле волн на основной частоте и частоте ВГ определяются выражениями: $\mathcal{E}_1(t, x, z) = \mathcal{E}_1(x, z)e^{i\omega t} + \text{к.с.}$, $\mathcal{E}_2(t, x, z) = \mathcal{E}_2(x, z)e^{2i\omega t} + \text{к.с.}$

Система (1а)-(1б) решается при точном условии Брэгга $2q_{0x} = h$, $h = 2\pi / d$, в двухволновом приближении теории дифракции, а также в приближении заданного поля, т.е. в предположении, что амплитуды двух сильных волн на частоте накачки меняются незначительно в глубь структуры и что они гораздо больше, чем амплитуды волн второй гармоники.

В этом случае можно представить $\mathcal{E}_1(x, z)$ как суперпозицию собственных мод, распространяющихся в кристалле на основной частоте:

$$\mathcal{E}_1(x, z) = \mathcal{E}_{B,0}(x, z) + \mathcal{E}_{B,h}(x, z) + \mathcal{E}_{aB,0}(x, z) + \mathcal{E}_{aB,h}(x, z). \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E}_{B,0}(x, z)$, $\mathcal{E}_{B,h}(x, z)$, $\mathcal{E}_{aB,0}(x, z)$, $\mathcal{E}_{aB,h}(x, z)$ – комплексные быстро изменяющиеся в пространстве амплитуды колебаний полей прямой бормановской волны, дифрагированной бормановской волны, прямой антибормановской волны и дифрагированной антибормановской волны соответственно, которые можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{B,0}(x, z) &= E_{B,0} e^{i\vec{q}_{B,0}\vec{r}} = E_{B,0} e^{i(q_{0x}x + q_{0z}z)}, \\ \mathcal{E}_{B,h}(x, z) &= E_{B,h} e^{i\vec{q}_{B,h}\vec{r}} = E_{B,h} e^{i((q_{0x}-h)x + q_{0z}z)}, \\ \mathcal{E}_{aB,0}(x, z) &= E_{aB,0} e^{i\vec{q}_{aB,0}\vec{r}} = E_{aB,0} e^{i(q_{0x}x + (q_{0z}+G)z)}, \\ \mathcal{E}_{aB,h}(x, z) &= E_{aB,h} e^{i\vec{q}_{aB,h}\vec{r}} = E_{aB,h} e^{i((q_{0x}-h)x + (q_{0z}+G)z)}, \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $E_{B,0}$, $E_{aB,0}$, $E_{B,h}$, $E_{aB,h}$ – постоянные амплитуды указанных волн, $q_{0x} = k \sin \theta$ – x -компонента волнового вектора проходящей волны в ФК, как бормановской, так и антибормановской, $q_{0x} - h$ – x -компонента волновых векторов бормановской и антибормановской дифрагированных волн, $q_{0z} = k \sqrt{\varepsilon_0 - q_{0x}^2 / k^2} - \sqrt{\varepsilon_h \varepsilon_{-h}}$ – z -компонента волнового вектора проходящей бормановской волны, θ – угол падения волны на поверхность ФК. Суперпозиция волн (3) приводит к маятниковому эффекту – периодическому распределению интенсивности поля накачки в ФК. Такая решетка интенсивности описывается вектором обратной решетки $\vec{G}_0 = \{h, G\}$, где x -компонента h вектора $\vec{G}_0$ задается периодом структуры d , а z -компонента $G = \pi / \Lambda_{ex}$ – глубиной экстинкции среды $\Lambda_{ex} = \lambda_0 \gamma_{0r} / 2 |\varepsilon_h|$, где $\gamma_{0r} = \text{Re} \sqrt{\varepsilon_0 - (q_{0x} / k)^2}$, ε_0 , ε_h , ε_{-h} – коэффициенты Фурье в разложении в ряд по векторам обратной решетки функции диэлектрической проницаемости среды на основной частоте $\varepsilon(x) = \varepsilon_0 + \varepsilon_h e^{ihx} + \varepsilon_{-h} e^{-ihx}$.

Появление дополнительной периодичности по оси z позволяет предположить, что, помимо сильно дифрагирующих волн, связанных условием брэгговской дифракции, $E_{2,0}$ и $E_{2,h}$, будет возникать и третья не дифрагирующая волна ВГ $E_{2,\perp}$, распространяющаяся вдоль оси z перпендикулярно вектору обратной решетки структуры $\vec{h}$. Поэтому будем искать решение в следующем виде:

$$\mathcal{E}_2(x, z) = E_{2,0} e^{2i(q_{0,x}x + q_{0,z}z)} + E_{2,\perp} e^{iq_{2,\perp}z} + E_{2,h} e^{2i[(q_{0,x}-h)x + q_{0,z}z]}, \quad (4)$$

где $q_{2,\perp} = 2k\sqrt{1 + \chi_{2,0}}$.

Благодаря (2)-(4), исходная система (1а), (1б) упрощается, что позволяет получить аналитические решения.

Во **втором** параграфе получено решение системы (1а), (1б), описывающее генерацию волны $E_{2,\perp}$ ВГ, распространяющейся параллельно слоям, то есть перпендикулярно вектору обратной решетки $\vec{h}$, или, как мы в дальнейшем будем ее называть, неколлинеарной волны ВГ, поскольку она не коллинеарна волнам на основной частоте. Показано, что при выполнении условия

$$q_{2,\perp} - 2q_{0z} - nG = 0, \text{ где } n \in \mathbb{Z}, \quad (5)$$

в выражении для $E_{2,\perp}$ помимо осциллирующих членов появляются резонансные слагаемые, нарастающие пропорционально пройденному расстоянию z .

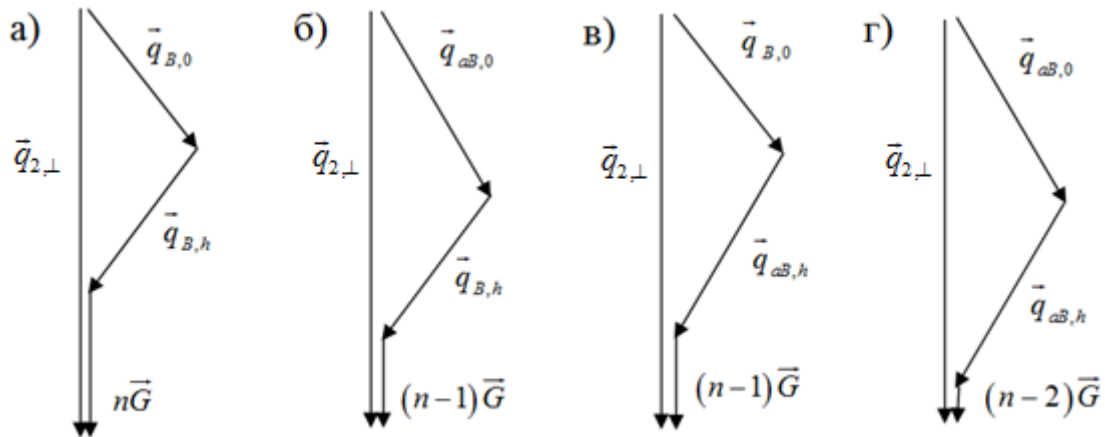


Рис.2. Квазисинхронизмы различных типов для неколлинеарной волны ВГ: а) $\vec{q}_{2,\perp} = \vec{q}_{B,0} + \vec{q}_{B,h} + n\vec{G}$; б) $\vec{q}_{2,\perp} = \vec{q}_{aB,0} + \vec{q}_{B,h} + (n-1)\vec{G}$; в) $\vec{q}_{2,\perp} = \vec{q}_{B,0} + \vec{q}_{aB,h} + (n-1)\vec{G}$; г) $\vec{q}_{2,\perp} = \vec{q}_{aB,0} + \vec{q}_{aB,h} + (n-2)\vec{G}$, n - целое число.

Условие (5), таким образом, является условием КС для волны ВГ в среде с наведенной периодической структурой нелинейной восприимчивости вдоль

оси z при брэгговской дифракции по схеме Лауэ. На рисунках 2а-2г представлены схемы различных комбинаций волновых векторов бормановских и антибормановских мод на основной частоте и неколлинеарной волны на удвоенной частоте для выполнения условия квазисинхронизма (5).

Таким образом, впервые теоретически показано, что в ФК существует дополнительное направление эффективной квазисинхронной генерации. Благодаря периодической квадратичной нелинейности, индуцированной полем накачки при маятниковом эффекте, в среде генерируется волна, не коллинеарная бормановской и антибормановской модам, и при выполнении условий квазисинхронизма ее интенсивность может существенно возрасти.

В **третьем** параграфе получены решения системы (1а), (1б), описывающие распространение проходящей и дифракционно отраженной волн ВГ $E_{2,0}$ и $E_{2,h}$, и показано, что для них существуют условия КС, аналогичные условиям КС для неколлинеарной волны ВГ: $\xi_{1,2} = nG$, где $n \in \mathbb{Z}$, а величины $\xi_{1,2}$ являются отстройками z -проекций волновых векторов бормановских и антибормановских мод $q_{1(2),z}^{2w}$ на удвоенной частоте от $2q_{0z}$, т.е. $\xi_{1,2} = q_{1(2),z}^{2w} - 2q_{0z}$. При выполнении этих условий в выражениях для интенсивностей бормановской проходящей $|E_{2B,0}|^2$ и дифракционно отраженной $|E_{2B,h}|^2$ волн появляются слагаемые, квадратично растущие с пройденным расстоянием z , что приводит к росту самих интенсивностей. Таким образом, индуцированная нелинейная решетка маятникового эффекта вдоль координаты z приводит к возникновению большого количества дополнительных условий КС для проходящей и дифрагированной волн ВГ.

В **четвертом** параграфе методом заданного поля в двухволновом приближении динамической дифракции решается задача квазисинхронной генерации второй гармоники в фоторефрактивной нелинейной среде, а именно в ФК из фоторефрактивного материала с одномерной периодической модуляцией функции диэлектрической восприимчивости на основной и удвоенной частотах $\chi_{1,2}(x) = \chi_{1,2}(x + d)$ и постоянной величиной нелинейной восприимчивости β . При маятниковом эффекте на частоте накачки в фоторефрактивном ФК линейные восприимчивости начинают зависеть от координаты z : $\chi_{1,2}(x, z) = \chi_{1,2}(x) + \Delta\chi_{1,2}(x, z)$. Таким образом, при маятниковом эффекте индуцируются периодические ФР решетки $\Delta\chi_{1,2}(x, z)$, пропорциональные интенсивности поля на частоте накачки в данной точке структуры. Из-за периодичности $\Delta\chi_1(x, z)$ по координате z также появляется периодическая амплитуда поля накачки в направлении оси z , чего не было в случае нелинейной решетки. Решение волновых уравнений (1а), (1б) при таких

условиях показывает, что условия КС для среды с линейной фоторефрактивной решеткой существуют и аналогичны условиям КС для ФК с наведенной решеткой квадратичной восприимчивости (5).

В третьей главе изучается динамика брэгговских солитонов и квазилинейных 2π -импульсов в непрерывных резонансных фотонных кристаллах (РФК).

В первом параграфе в рамках полуклассического приближения методом медленно меняющихся амплитуд решена задача когерентного взаимодействия квазимонохроматического интенсивного оптического излучения с непрерывным РФК в условиях двухволновой динамической брэгговской дифракции. Приведен вывод базовых уравнений системы Максвелла-Блоха (МБ) для непрерывного РФК:

$$\pm\Omega_{\xi}^{(\pm)}(\xi, \tau) + \Omega_{\tau}^{(\pm)}(\xi, \tau) = \left\langle P(\xi, \tau) \tilde{\rho}(\xi) e^{\mp ik'\xi} \right\rangle_{\lambda'}, \quad (6)$$

$$P_{\tau}(\xi, \tau) = n(\xi, \tau) [\Omega^{(+)}(\xi, \tau) e^{ik'\xi} + \Omega^{(-)}(\xi, \tau) e^{-ik'\xi}], \quad (7)$$

$$n_{\tau}(\xi, \tau) = -\text{Re} \left\{ P^*(\xi, \tau) [\Omega^{(+)}(\xi, \tau) e^{ik'\xi} + \Omega^{(-)}(\xi, \tau) e^{-ik'\xi}] \right\}, \quad (8)$$

где $\Omega^{(\pm)}(\xi, \tau) = (\mu\tau_c/\hbar) E^{(\pm)}$ – безразмерные нормированные амплитуды волн, $\xi = x/(\tau_c c)$, $\tau = t/\tau_c$ – безразмерные координаты пространства и времени соответственно, $k' = 2\pi/\lambda'$, $\lambda' = \lambda/(\tau_c c)$; угловые скобки обозначают усреднение по пространственной области $\sim \lambda'$; $\tilde{\rho}(\xi)$ – произвольная безразмерная периодическая функция концентрации.

Получено решение системы (6)-(8) для произвольной четной непрерывной периодической функции концентрации резонансных атомов $\tilde{\rho}(\xi)$ в случае изначально невозбужденной среды $n(\xi, \tau = 0) = -1$:

$$\begin{aligned} \Omega^{(\pm)} &= \Omega_0^{(\pm)} \text{sech}(\varphi), \\ P^+ &= \frac{C}{v\tau_p} \left[C_1(1-v)\Omega_0^{(+)} + C_0(1+v)\Omega_0^{(-)} \right] \text{sech}(\varphi) \text{th}(\varphi), \\ P^- &= -\frac{C}{v\tau_p} \left[C_0(1-v)\Omega_0^{(+)} + C_1(1+v)\Omega_0^{(-)} \right] \text{sech}(\varphi) \text{th}(\varphi), \\ n &= C \frac{C_0 v - \sqrt{C_0^2 - C_1^2(1-v^2)}}{v\tau_p^2} \left[1 - 2\text{sech}^2(\varphi) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } \tau_p = \sqrt{\frac{C}{v} \left[\sqrt{C_0^2 - C_1^2(1-v^2)} - C_0 v \right]}, \quad (10)$$

$$\Omega_0^{(+)} = \frac{2}{\tau_p} \sqrt{\frac{C_0(1-v) + C_1\alpha(v+1)}{C_0(1-v - \alpha^2(1+v)) + 2C_1\alpha v}}, \quad \Omega_0^{(-)} = \alpha\Omega_0^{(+)}, \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{C_0^2 - C_1^2(1-v^2)} - C_0}{C_1(1+v)}. \quad (12)$$

Здесь C_0, C_1 – коэффициенты Фурье $\tilde{\rho}(\xi), C = 1/(C_0^2 - C_1^2)$, $\varphi = (\xi - v\tau)/v\tau_p$; v, τ – скорость и длительность импульса.

Несмотря на то, что длина волны излучения точно соответствует условию Брэгга, решение (9) - (12) представляет собой стационарную, т.е. сохраняющую амплитуду, профиль и скорость, уединенную волну, распространяющуюся вдоль среды. Таким образом, полученные решения представляют собой БС СИП.

Численно исследована устойчивость солитоноподобных импульсов при столкновениях друг с другом. Импульсы с большими скоростями являются устойчивыми. Столкновение импульсов с меньшими скоростями происходит неупруго, импульсы становятся неустойчивыми.

Также было проведено численное исследование устойчивости солитоноподобных импульсов при наличии возмущений. Прошедший солитоноподобный импульс сохраняет свою форму и энергию и не меняет состояния всей структуры, что показывает устойчивость импульса при взаимодействии с возмущением.

Во **втором** параграфе вначале проводится численное интегрирование системы уравнений МБ (6) - (8) для двух случаев: изначально невозбужденной среды с инверсией $n(\xi, \tau = 0) = -1$ и нулевой начальной инверсией среды $n(\xi, \tau = 0) = 0$ (рис. 3).

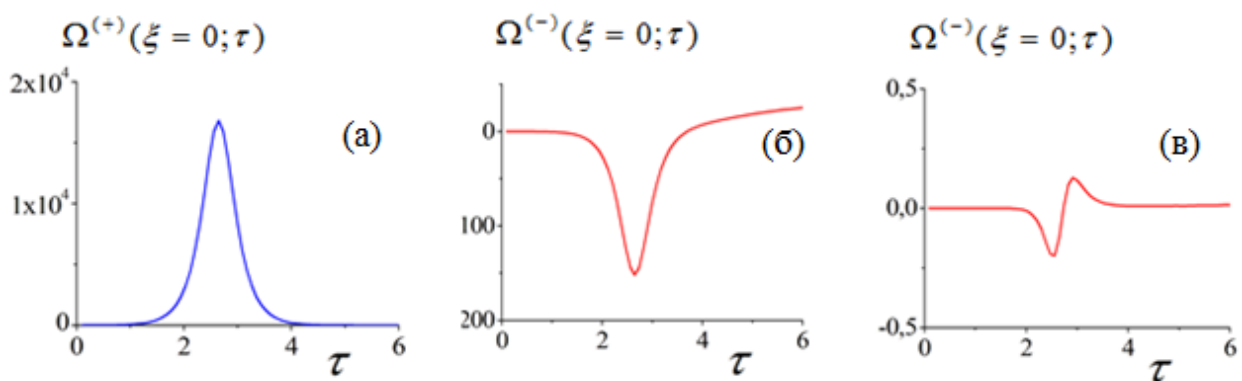


Рис. 3. Зависимости волновых амплитуд от безразмерного времени τ на входе непрерывного РФК $\xi = 0$, полученные при численном моделировании уравнений МБ (6)-(8). (а) Прямая волна $\Omega^{(+)}(\xi = 0; \tau)$ (произв.ед.), (б) обратная волн $\Omega^{(-)}(\xi = 0; \tau)$ (произв. ед.) в случае $n(\xi; \tau = 0) = -1$, (в) обратная волна $\Omega^{(-)}(\xi = 0; \tau)$ (произв. ед.) в случае $n(\xi; \tau = 0) = 0$.

На рисунке 3а показана зависимость амплитуды прямой волны от времени на входе в непрерывный РФК для двух случаев: нулевой начальной инверсии и изначально невозбужденной среды [$n(\xi, \tau = 0) = -1$]. Также показаны зависимости амплитуды обратной волны для случаев $n(\xi, \tau = 0) = -1$ (рис. 3б) и $n(\xi, \tau = 0) = 0$ (рис. 3в).

Динамика прямой и обратной волн в первом случае (рис.3 а, б) соответствует БС СИП, движущемуся со скоростью $v = 0.94$. Во втором случае (рис.3 а, в) амплитуда обратной волны $\Omega^{(-)}(\xi = 0, \tau)$ ничтожно мала по сравнению с амплитудой, соответствующей прямой волне $\Omega^{(+)}(\xi = 0, \tau)$, а также по сравнению с амплитудой обратной волны, образующейся в случае изначально невозбужденных атомов $n(\xi, \tau = 0) = -1$, что свидетельствует о подавлении полного брэгговского отражения на границе структуры. Внутри среды обратная брэгговская волна также не возбуждается.

Затем мы находим аналитическое решение системы двухволновых уравнений МБ (6) - (8) при условии нулевой начальной инверсии $n(\xi, \tau = 0) = 0$ для произвольной периодической функции концентрации резонансных атомов:

$$\Omega^{(+)}(\xi, \tau) = \Omega^{+}(\varphi),$$

$$\Omega^{(-)}(\xi, \tau) = 0,$$

$$P_1(\xi, \tau) = (1/2) \sin(2k'\xi) (\cos \theta(\xi, \tau) - 1),$$

$$P_2(\xi, \tau) = \sin^2(k'\xi) \cos \theta(\xi, \tau) + \cos^2(k'\xi),$$

$$n(\xi, \tau) = -\sin(k'\xi) \sin \theta(\xi, \tau),$$

где $\theta(\xi, \tau) = \int_{-\infty}^{\tau} \Omega^{(+)}(\xi, \tau') d\tau'$ - угол Блоха. В случае, если площадь импульса

$\theta = 2\pi$, состояние возбужденных атомов после прохождения импульса не изменяется. Таким образом, в среде распространяется «квазилинейный» 2π – импульс. Он нелинейно взаимодействует с каждым отдельным резонансным атомом, но возникающая при этом макроскопическая средняя поляризация среды в правой части волнового уравнения (6) оказывается нулевой. Поэтому нелинейность взаимодействия не сказывается на изменении групповой скорости огибающей импульса, фактически он распространяется в линейной среде матрицы. В отличие от нелинейного БС форма квазилинейного 2π – импульса может быть любой, а площадь должна быть равной 2π .

Отмечено, что аналогичный эффект наблюдается также и при некогерентной начальной накачке и нулевой инверсии $n(\xi, \tau = 0) = 0$, когда резонансные атомы имеют в начальный момент времени случайные фазы дипольных моментов резонансных переходов атомов.

В **третьем** параграфе исследовано влияние профиля распределения концентрации резонансных атомов на динамику импульсов в непрерывном РФК. Показано, что в непрерывном РФК, путем изменения профиля концентрации резонансных атомов, можно увеличить интенсивность импульса, одновременно сократив его длительность. Компрессия импульса возникает за счет перекачки энергии из отраженной волны в проходящую.

В **четвертой** главе теоретически исследовано распространение оптического излучения в РТ-симметричных фотонных кристаллах при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ и Брэгга.

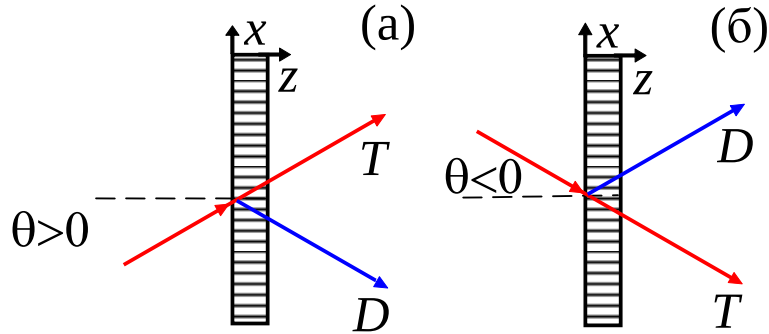


Рис. 4. Схематическое изображение двух случаев падения волны на фотонный кристалл: $\theta > 0$ (а) и $\theta < 0$ (б); T и D – проходящая и дифрагированная волны.

В **первом** параграфе представлено решение задачи динамической брэгговской дифракции в РТ-симметричных ФК в геометрии Лауэ для падающей плоской монохроматической волны вне параксиального приближения, т.е. при произвольном значении брэгговского угла падения θ_b (рис.4). Рассматривается РТ-симметричный одномерный ФК с модуляцией диэлектрической проницаемости по гармоническому закону:

$$\varepsilon(x) = \varepsilon'_0 + \varepsilon_r \cos(hx) + i\varepsilon_i \sin(hx), \quad (13)$$

где $h = 2\pi / d$ - модуль вектора обратной решетки, d - период решетки, ε'_0 , ε_r и ε_i - действительные величины, $\varepsilon'_0 - |\varepsilon_r| > 1$.

Комплексное поле $E(\vec{r}, t) = E(\vec{r}) \exp(-i\omega t)$ в ФК описывается волновым уравнением

$$\Delta E(\vec{r}, t) - \frac{\varepsilon(x)}{c^2} \frac{\partial^2 E(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad (14)$$

где $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$ - лапласиан. При точном выполнении условия Брэгга $q_{0x} = h / 2$ можно воспользоваться двухволновым приближением и представить поле в структуре как суперпозицию двух сильных дифракционно связанных волн (рис. 4):

$$E(\vec{r}) = A_0 \exp(i\vec{q}_0 \vec{r}) + A_h \exp(i\vec{q}_h \vec{r}), \quad (15)$$

где $A_{0,h}$ - амплитуды прямой (T) и дифрагированной (D) волн соответственно; $\vec{q} = (q_{0x}, q_{0z})$, $\vec{q}_h = (q_{hx}, q_{hz})$ - волновые векторы прямой и дифрагированной волн в ФК; $q_{hx} = q_{0x} - h$, $q_{0z} = q_{hz}$.

В случае слабого зеркального отражения излучения от границ ФК амплитуды проходящих волн равны:

$$A_{01} = -R_2 / (R_1 - R_2), \quad A_{02} = R_1 / (R_1 - R_2), \quad (16)$$

где коэффициенты дифракционного отражения $R_j = A_{hj} / A_{0j}$ ($j=1,2$) равны

$$R_{1,2} = \mp \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_{-1}} / \varepsilon_{-1}. \quad (17)$$

В частном случае РТ-симметричных сред величины $\varepsilon_{\pm 1}$ являются действительными, что и обуславливает появление распространяющихся мод. Действительно, $\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_{-1}} = \sqrt{\varepsilon_r^2 - \varepsilon_i^2} / 2$, поэтому распространяющиеся моды существуют при $|\varepsilon_r| > |\varepsilon_i|$ и являются РТ-симметричными. В особой точке $|\varepsilon_r| = |\varepsilon_i|$ происходит так называемый спонтанный распад РТ-симметричных мод, и выше особой точки $|\varepsilon_r| < |\varepsilon_i|$ в среде существуют усиливающиеся и поглощающиеся РТ-несимметричные моды.

Во **втором** параграфе показано, что в РТ-симметричном ФК пространственное распределение интенсивности суммарного поля при маятниковом эффекте зависит не только от величины параметра усиления-поглощения ε_i , но и от выбранного знака брэгговского угла падения $\theta_B > 0$ или $\theta_B < 0$. Таким образом, можно говорить об асимметричном маятниковом эффекте в РТ-симметричном ФК. Симметричное изменение знака брэгговского угла падения $\theta_B > 0 \rightarrow \theta_B < 0$ вызывает кардинальное изменение картины динамической дифракции в РТ-симметричном ФК. Изменение проекции волновых векторов на границе ФК q_{0x} и $q_{hx} = q_{0x} - h$ на $-q_{0x}$ и $q_{hx} = -q_{0x} + h$ приводит к тому, что коэффициенты отражения (17) теперь имеют вид

$$R_{1,2} = \mp \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_{-1}} / \varepsilon_1 = \mp \sqrt{(\varepsilon_r + \varepsilon_i) / (\varepsilon_r - \varepsilon_i)},$$

и амплитуды дифрагированных волн не уменьшаются, а растут по мере приближения величины ε_i к особой точке.

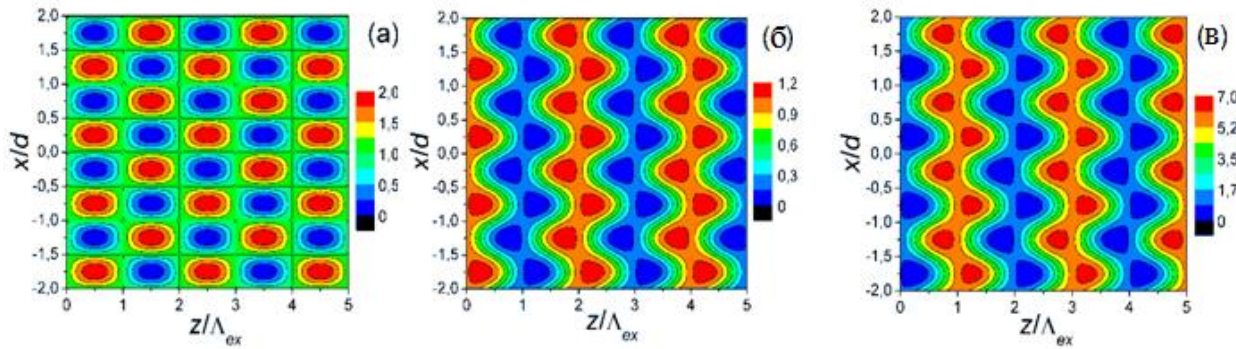


Рис. 5. Двумерное пространственное распределение интенсивности полного поля в ФК $I(x, z) = |E_0(x, z) + E_h(x, z)|^2$ при точном брэгговском условии. (а) Консервативный ФК с $\varepsilon_i = 0$. Максимум интенсивности равен $I_{\max} = 2$; (б) РТ-симметричный ФК, $\varepsilon_i = 0.07$, $\theta_B > 0$, $I_{\max} = 1.18$; (в) РТ-симметричный ФК, $\varepsilon_i = 0.07$, $\theta_B < 0$, $I_{\max} = 6.66$.

Изменение амплитуд дифрагированного поля в РТ-симметричных ФК при приближении к критической точке спонтанного нарушения РТ-симметрии решения приводит к существенному изменению пространственной локализации интенсивности полного поля в кристалле $I(x, z) = |E_0(x, z) + E_h(x, z)|^2$ по сравнению со случаем консервативного ФК (рис. 5а). В первом рассмотренном выше случае $\theta_B > 0$, выполняется условие $|E_0| \gg |E_h|$, поэтому структура поля определяется главным образом интерференцией проходящих волн (рис. 5б). Во втором случае $\theta_B < 0$, когда $|E_0| \ll |E_h|$, пространственную структуру суммарного поля в среде определяют дифрагированные волны. Максимумы интенсивности в интерференционной картине маятникового эффекта значительно усиливаются (рис. 5в).

В третьем параграфе развита теория распространения квазимонохроматических импульсов в нелинейных РТ-симметричных и РТ-несимметричных ФК в случае когерентного взаимодействия излучения с резонансными атомами в геометрии Брэгга. Показано, что нелинейные двухволновые уравнения МБ (6) - (8) являются инвариантными относительно РТ-преобразования (т.е. при выполнении пространственной инверсии $\xi \rightarrow -\xi$ и обращении времени $\tau \rightarrow -\tau$ с последующим комплексным сопряжением) в случае четной функции концентрации резонансных атомов $\tilde{\rho}(\xi)$. Для несимметричной функции $\tilde{\rho}(\xi)$ уравнения МБ являются РТ-несимметричными. Найдены аналитические решения в виде брэгговских солитоноподобных импульсов в таких структурах. Решения являются РТ-симметричными для симметричного ФК и РТ-несимметричными в случае РТ-несимметричных уравнений. Численное интегрирование уравнений показало,

что РТ-несимметричный солитоноподобный импульс теряет устойчивость и распадается при распространении в среде.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Развита теория квазисинхронной генерации второй оптической гармоники для двух типов одномерных ФК в условиях динамической брэгговской дифракции в геометрии Лауэ: исходно centrosymmetric структур с кубической нелинейностью и фоторефрактивных решеток. В рамках приближения заданного поля накачки и двухволнового приближения теории дифракции получены уравнения для связанных волн и аналитические выражения для амплитуд полей волн второй гармоники, коллинеарных и не коллинеарных бормановской и антибормановской модам накачки.

2. Впервые показано, что пространственная решетка интенсивности на частоте поля накачки при маятниковом эффекте, благодаря включению дополнительного вектора обратной решетки в условие квазисинхронизма, приводит к появлению дополнительных направлений квазисинхронной генерации второй гармоники в фоторефрактивных ФК, а также в ФК с электроиндуцированной квадратичной нелинейностью. В таких структурах происходит эффективная квазисинхронная генерация волн второй гармоники, не коллинеарных бормановской и антибормановской модам накачки.

3. В рамках полуклассического приближения с помощью двухволновых уравнений Максвелла-Блоха исследовано влияние параметров непрерывного резонансного ФК на динамику и параметры интенсивного когерентного солитоноподобного импульса. Впервые путем аналитического и численного интегрирования уравнений показано, что на характер распространения излучения в указанной структуре влияет начальное возбуждение резонансных атомов. В изначально невозбужденном ФК излучение распространяется в виде брэгговского солитона самоиндуцированной прозрачности, тогда как в случае нулевой начальной инверсии брэгговское отражение на границе структуры подавляется, а в среде распространяется квазилинейный 2π -импульс со скоростью, равной скорости света в линейной матрице, причем в нем отсутствует обратная дифрагированная волна.

4. Показана возможность компрессии солитоноподобного брэгговского импульса в непрерывном резонансном ФК: путем плавного изменения профиля концентрации резонансных атомов осуществляется нелинейное сжатие брэгговского импульса на 40% по интенсивности за счет одновременного

сокращения его длительности и медленной перекачки энергии из обратной волны в прямую.

5. Вне параксиального приближения решена граничная задача динамической брэгговской дифракции оптического излучения в геометрии Лауэ в РТ-симметричном фотонном кристалле. Предсказан асимметричный маятниковый эффект. Впервые показано, что при симметричном изменении знака брэгговского угла падения кардинально изменяется пространственное распределение поля внутри РТ-симметричного ФК, что приводит к изменению его оптических свойств. Ниже особой точки спонтанного распада РТ-симметрии $\varepsilon_i < \varepsilon_r$ при определенной толщине структуры смена знака угла падения $\theta > 0 \rightarrow \theta < 0$ приводит к переходу от поглощающего ФК к усиливающему, причем интенсивность прямой волны на выходе структуры может быть равна нулю, а усиливается лишь дифрагированная волна. В непосредственной близости от особой точки $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_r$ при изменении знака брэгговского угла падения фотонный кристалл превращается из полностью прозрачного в усиливающий при любой толщине структуры.

6. Исследованы РТ-симметричные свойства уравнений Максвелла-Блоха и их решений, описывающих динамику монохроматических импульсов в дискретном резонансном ФК в геометрии Брэгга. Впервые показано, что нелинейные двухволновые уравнения МБ являются инвариантными относительно РТ-преобразования в случае четной функции пространственного распределения концентрации резонансных атомов. Тогда аналитическое решение в виде брэгговского солитоноподобного импульса является устойчивым. В РТ-несимметричном ФК соответствующий РТ-несимметричный солитоноподобный импульс теряет устойчивость и распадается при распространении в среде.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЫ

Основные результаты диссертации опубликованы в 16 работах, в том числе в 4 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и 1 статье из списка ВАК РФ.

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

1. Bushuev V.A., **Dergacheva L.V.**, Mantsyzov B.I. Asymmetric pendulum effect and transparency change of PT-symmetric photonic crystals under dynamical Bragg diffraction beyond the paraxial approximation// Phys. Rev. A. 2017. V.95. №3. P.033843/1-033843/7. DOI: 10.1103/PhysRevA.95.033843 [Impact Factor 2.765].

2. Kopylov DA., Svyakhovskiy S.E., **Dergacheva L.V.**, Bushuev V.A., Mantsyzov B.I., and Murzina T.V. Observation of optical second-harmonic generation in porous-silicon-based photonic crystals in the Laue diffraction scheme// Phys. Rev. A. 2016. V.93. №5. P.053840/1-053840/7. DOI: 10.1103/PhysRevA.93.053840 [Impact Factor 2.765].

3. **Frolova L.V.**, Skorynin A.A., and Mantsyzov B.I. Gap soliton and quasilinear 2π pulse in continuous resonant photonic crystals// J. Opt. Soc. Am. B. 2013. V.30. №8. P.2240-2247. DOI: 10.1364/JOSAB.30.002240 [Impact Factor 2].

4. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б.И. Влияние начальной инверсии резонансных атомов на динамику распространения лазерных импульсов в непрерывном резонансном фотонном кристалле// Оптика и спектроскопия. 2013. Т.115. №3. С.426-430.

Публикация в рецензируемом научном журнале из списка ВАК РФ:

5. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б.И. Брэгговский солитон в периодической резонансной структуре с произвольным профилем концентрации резонансных атомов// Ученые записки Казанского ГУ. Серия физико-математические науки. 2010. Т.152. №2. С.172-178.

Тезисы докладов в сборниках конференций и семинаров:

6. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б. И. Брэгговские солитоны в резонансных фотонных кристаллах с непрерывным профилем модуляции концентрации резонансных атомов. Труды V Международной конференции “Фундаментальные проблемы оптики-2008” на CD, т.1, с. 203-204 (Санкт-Петербург 2008).

7. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б.И. Динамика брэгговских солитонов в непрерывном резонансном фотонном кристалле. Сборник тезисов международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов–2010», секция «Физика», т. 1, с. 277-278 (физический факультет МГУ, 2010).

8. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б.И. Компрессия лазерных импульсов в резонансном фотонном кристалле с непрерывной функцией концентрации резонансных атомов. Труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2010», с. 117-118 (Санкт-Петербург, СПбГУ ИТМО, 2010).

9. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б.И. Компрессия лазерных импульсов в непрерывных резонансных фотонных кристаллах с изменением профиля концентрации резонансных атомов. Сборник трудов VII международной конференции "Оптика-2011", с. 619-620 (Санкт-Петербург, 2011).

10. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б.И. Влияние начальной инверсии резонансных атомов на динамику распространения лазерных импульсов в непрерывном резонансном фотонном кристалле. Труды конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2012», с. 18-19 (Санкт-Петербург, СПбГУ ИТМО, 2012).

11. **Фролова Л.В.**, Манцызов Б.И. Подавление брэгговского отражения в непрерывном резонансном фотонном кристалле с нулевой начальной инверсией. Труды школы-семинара «Волны-2012». Секция 1, с. 32-33 (физический факультет МГУ, 2012).

12. Svyakhovskiy S.E., Skorynin A., Bushuev V.A., Chekalin S.V., **Frolova L.V.**, Kompanets V.O., Maidykovskiy A., Murzina T., Mantsyzov B. I. Selective Compression of Temporally Splitted Femtosecond Pulses and Nonlinear Effects under Dynamical Bragg Diffraction in 1D Photonic Crystals. Technical Digest, Advanced Photonics Congress. Nonlinear Photonics (Barcelona, Spain, July 27-31, 2014), p. NTu2A.7.

13. Svyakhovskiy S.E., Kopylov D.A., Novikov V.B., **Dergacheva L.V.**, Bushuev V.A., Chekalin S.V., Kompanets V.O., Murzina T.V., Mantsyzov B.I. Linear and Nonlinear Effects under Dynamical Bragg Diffraction at the Laue Scheme in Diffraction-Thick 1D Photonic Crystals. Technical Digest, Int. Workshop “Nonlinear Photonics Theory, Materials, Applications” (St.Petersburg, 2015), p. 53.

14. Kopylov D.A., Novikov V.B., Svyakhovskiy S.E., **Frolova L.V.**, Chekalin S.V., Kompanets V.O., Murzina T.V., and Mantsyzov B.I. Second Harmonic Generation and Pendulum Effect under Dynamical Diffraction at the Laue Scheme in Diffraction-Thick 1D PCs. Technical Digest, European Conference on Lasers and Electro-Optics - European Quantum Electronics Conference, (Munich, Germany, 2015), paper CD_P_31.

15. Kopylov D.A., **Dergacheva L.V.**, Maydykovskiy A.I., Svyakhovskiy S.E., Kompanets V.O., Chekalin S.V., Bushuev V.A., Murzina T.V., Mantsyzov B.I. Quasi-phase-matching second harmonic generation caused by pendulum effect in photonic crystals. Technical Digest, 17th International Conference “Laser Optics 2016” (St.Petersburg, June 27 – July 1, 2016), paper ThR8-51.

16. Бушуев В.А., Новиков В.Б., Свяховский С.Е., **Дергачева Л.В.**, Мурзина Т.В., Манцызов Б.И. Особенности многоволновой динамической дифракции в фотонных кристаллах в геометрии Лауэ. Сборник материалов VIII Международного научного семинара и VI Международной молодежной научной школы-семинара "Современные методы анализа дифракционных данных и актуальные проблемы рентгеновской оптики" (Великий Новгород, 22 июня - 02 июля 2016 г.), ISBN 978-5-98769-137-3, с. 35-42.