#### МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

Учреждение образования HWA.A. Kynelloga «МОГИЛЕВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени А. А. КУЛЕШОВА»

Е.В. Тимощенко

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ МАТЕРИАЛЬНОГО ОТКЛИКА ПЛОТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СЛОЕВ а пор имонография опенным армие НА РЕЗОНАНСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ



МГУ имени А. А. Кулешова 2023

РекомендованоРедакционно-издательским советом Белорусского государственного университета. Протокол № 1 от 17.03.2023 г.

#### Рецензенты:

доктор физико-математических наук Д. В. Ушаков; доктор физико-математических наук В. А. Юревич; кандидат технических наук В. Ю. Скобцов; кандидат технических наук И. В. Акиншева

#### Тимощенко, Е. В.

 Т41 Моделирование нелинейной динамики материального отклика плотных оптических слоев на резонансное излучение : монография / Е. В. Тимощенко. – Могилев : МГУ имени А. А. Кулешова, 2023. – 236 с. : ил.

ISBN 978-985-894-029-4

Монография предназначена кругу читателей, интересующихся нелинейной динамикой когерентного излучения и следствиями динамических процессов, происходящих в активных плотных резонансных средах и структурах на их основе при взаимодействии с оптическим когерентным излучением. Предлагаемая теоретическая модель, а также закономерности и нелинейные зависимости, характеризующие сверхбыстрые переходные процессы при резонансном отражении света оптическими элементами на основе таких сред, могут лечь в основу лекционных курсов учебных дисциплин, посвященных изучению физики лазеров и полупроводниковых сред. Приведенными в монографии системами НДУ и соотношениями, позволяющими компьютерное моделирование и качественный анализ, может быть дополнено содержание учебных дисциплин, изучающих численные методы решения задач математического моделирования и дисциплин, изучающих применение уравнений математической физики для целей моделирования физических процессов. Результаты автора, приведенные в монографии, могут стать примером практической реализации изучаемых методов компьютерного моделирования в рамках дисциплин специализации второй ступени получения высшего образования.

#### УДК 535.33 ББК 22.345

KANIGINOBS

© Тимощенко Е. В., 2023

© МГУ имени А. А. Кулешова, 2023

ISBN 978-985-894-029-4

Brekt

#### введение

В настоящее время достигли высокого уровня субмикронные технологии, применяемые для выращивания полупроводниковых и диэлектрических структур толщиной порядка или значительно меньше длины волны оптического излучения. Такие тонкие приповерхностные слои чувствительны к оптическому излучению и способны сильно изменить не только физические свойства поверхности раздела сред, но и оптические свойства воздействующего светового поля. Этим обусловлены широкое применение тонких планарных слоев активных сред в оптоэлектронике и лазерной физике, а также неиссякаемый интерес исследователей к закономерностям нелинейного взаимодействия когерентного оптического излучения с тонкопленочными системами.

1083

Субмикронные технологии могут использоваться также для решения проблем контроля состояния окружающей среды. Этим также обусловлено проведение интенсивной работы по совершенствованию методов изучения свойств тонкопленочных структур и созданию оптических и лазерных устройств на их основе.

Еще одно перспективное направление разработки теории материального отклика плотных оптических слоев на резонансное излучение связано с практическим применением таких структур для создания систем оптической обработки и передачи информации. В современном мире, где массово используются мобильные технологии, и где большая часть существующей мировой информации уже приобрела цифровой формат, потоки обрабатываемых данных все время увеличиваются в объеме, при этом скорость их обработки становится чрезвычайно важной. Это обстоятельство, несомненно, увеличивает важность и необходимость продолжения исследовательской работы в этом направлении, тем самым подтверждая актуальность таких исследований.

Следует отметить, что особую необходимость исследовательской работы инициировала развернувшаяся после открытия графена (за которое, к слову, А. Гейм и К. Новоселов были удостоены Нобелевской премией по физике 2010 года) широкомасштабная разработка и изучение физических свойств низкоразмерных двумерных систем. Были синтезированы кристаллические квазидвумерные материалы, такие как суперкристаллы полупроводниковых квантовых точек, дихалькогениды переходных металлов ( $MoSe_2$ ,  $WSe_2$  и др.), многослойные фосфорены и квазикристаллы органических полимеров. Данные материалы в планарном исполнении, характеризуясь предельно малой толщиной, обладают уникальными транспорт-

3

ными и оптическими свойствами. На их основе разрабатываются так называемые метаповерхности – элементы оптических устройств, способные эффективно изменять фазу действующих извне световых полей. Теоретическое описание нелинейных оптических свойств подобных объектов, которые являются перспективными для использования в устройствах нанофотоники, в настоящее время находится в начале своего становления и на пике актуальности.

спроиствах наноликодится в начале своего становления и на В расчетно-теоретическом плане тонкие планарные слои, образованные дипольными активными центрами при условии их относительно высокой концентрации, могут быть представлены физической моделью на основе суперкристаллов из квантовых точек. В сравнительно простой модели взаимодействия излучения с тонким слоем из резонансных атомов могут быть проанализированы типичные для низкоразмерной квазикристаллической структуры нелинейные эффекты отстройки частот действующего излучения с частотой оптического резонанса. Величина этой отстройки зависит от интенсивности излучения и ею определяется резонансный материальный отклик тонкого слоя резонансных атомов или квазидвумерной структуры из метаатомов типа экситонов или квантовых точек, способных поляризоваться в условиях воздействия когерентного излучения.

Переходные процессы, происходящие при взаимодействии света с тонкопленочными структурами из резонансно поляризуемых материалов, изучены недостаточно именно в части выяснения следствий автомодуляционного смещения частоты (фазы) действующего излучения, которые называют фазовыми. В монографии динамическая роль этих эффектов (влияние квазирезонансной поляризации, квадратичный эффект Штарка, диполь-дипольное взаимодействие, затягивание частоты к центру спектральной линии поглощения) анализируется в основном для тонких приповерхностных пленок, образованных резонансными атомами.

Важность фазовых эффектов представляется в том, что, дополнительно к обычно учитываемому насыщению поглощения когерентным полем, ими стимулируется действенная нелинейная связь между полем прошедшей волны и оптическими свойствами резонансно поляризуемых сред, образующих систему тонких слоев. При этом амплитудно-фазовая связь в оптической схеме взаимодействия возникает только за счет нелинейности материала слоя, без дополнительных отражателей. В его пропускании или отражении инициируются такие важные физические явления, как оптическая бистабильность и мультистабильность, самоподдерживающиеся самопульсации при квазинепрерывном воздействии света, образование солитонов в режиме ультракоротких длительностей. Особое значение для использования в системах обработки и передачи информации имеет взаимодействие светового поля с тонкопленочной структурой в динамическом режиме. В таких условиях также проявляются нетривиальные свойства подобных систем, такие как оптический гистерезис или автоколебательная динамика, понимаемая как трансформация временной структуры отраженного или прошедшего светового поля по отношению к внешнему полю. Этими свойствами и явлениями, которые эти свойства вызывают, обусловлена возможность применения таких систем для создания логических элементов, активных покрытий или устройств, пассивно модулирующих световое излучение. Используя такие устройства в качестве структурных элементов современных сенсорных и информационных систем, можно достичь значительного продвижения в оптимизации их действия.

OBS

Планарные структуры пониженной размерности и тонкие пленки, изготовленные на основе диэлектрических и полупроводниковых сред с резонансной оптической нелинейностью, становятся основными функциональными элементами компактных устройств управления светом, широко востребованных в оптике, нанофотонике, опто- и микроэлектронике. Внедрение таких слоев в структуру схемы оптического устройства может без нарушения его компактности обусловить изменение реакции всей системы на излучение. Оптимальным образом в нелинейном отклике тонкого активного слоя на резонансное излучение это выражено при наличии свойства внутренней бистабильности и, соответственно, оптического гистерезиса в его отражении.

Значительная нелинейность поглощения и рефракции, а также обусловленные ими явления, в высокой степени присущи так называемым плотным резонансным средам (то есть материалам с относительно высокой концентрацией активных центров и большими значениями их дипольных моментов). К ним относят активные среды на основе кристаллов и стекол, активированных элементами из ряда редкоземельных или переходных металлов, но особенно перспективными считаются используемые в оптике и лазерной физике полупроводниковые наноструктуры с квантоворазмерными эффектами (в том числе, уже упомянутые суперкристаллы квантовых точек, интенсивно исследуемые как особый род метаматериалов). Нелинейность резонансного отклика среды приводит к возникновению взаимосвязи амплитуды и фазы светового поля, действующего на образующие планарный низкоразмерный квазикристалл активные центры. Наличие амплитудно-фазовой связи дает возможность реализовать тот тип обратной связи, который позволяет при отражении от резонансно поляризуемого слоя эффективно преобразовать нелинейные девиации фазы излучения в осцилляции его интенсивности.

Явление бистабильности к настоящему времени изучено подробно как для протяженных образцов активных сред, так и для особо тонких слоев. Реализованы оптические устройства, которые служат в качестве логических элементов, переключателей, мультиплексоров и ряда пассивных структурных компонентов в волоконно-оптических линиях связи и системах обработки лазерных сигналов. Значение бистабильности и связанного с ней гистерезиса, способного вызвать резкое переключение отклика оптических систем, в нелинейной динамике отражения пока менее изучены. Хотя очевидно, что следствием переключения будет «внутреннее» нарушение устойчивости системы, самопроизвольная стимуляция в ней ударного возбуждения и, в итоге, развитие осцилляций или автоколебаний характеристик поля и материальных переменных.

1088

Для определения количественных характеристик изучаемых физических явлений и процессов ученые чаще всего используют компьютерное моделирование, в основе которого лежит создание математической модели исследуемого физического процесса. Типичные математические модели формулируются на основе уравнений математической физики, к которым затем применяют численные методы решения.

Компьютерное моделирование как самостоятельный процесс, а также применение методов математического моделирования для исследования физических явлений и интерпретация полученных результатов уже давно стали неотъемлемой частью работы каждого современного исследователя любой сферы научных интересов. При этом целью математического моделирования становится либо нахождение численных значений физической величины, либо установление зависимости между физическими величинами в виде математических уравнений (в большинстве случаев – сложных систем нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных).

Компьютерное моделирование нелинейной динамики материального отклика плотных оптических слоев на резонансное излучение, составляет важную часть работы, проведенной автором монографии в рамках ее научных исследований.

Таким образом в настоящей монографии будет показано как, учитывая комплекс нелинейных эффектов, сопровождающих резонансное взаимодействие света с веществом, можно теоретически изучать динамические аспекты проявления бистабильности и гистерезиса. Кроме того, будет показано как использование предложенной теоретической модели сверхтонкого резонансно поляризуемого слоя дает возможность применить для анализа нелинейного отражения приповерхностных слоев не только методы компьютерного моделирования происходящих процессов и явлений, но и известные в описании нелинейной динамики приемы оценки устойчивости получаемых решений, обоснованные качественной теорией дифференциальных уравнений.

1083

Предлагаемая монография предназначена кругу читателей, интересующихся нелинейной динамикой когерентного излучения и следствиями динамических процессов, происходящих в активных плотных резонансных средах и структурах на их основе при взаимодействии с оптическим когерентным излучением. Предлагаемая теоретическая модель, а также закономерности и нелинейные зависимости, характеризующие сверхбыстрые переходные процессы при резонансном отражении света оптическими элементами на основе таких сред могут лечь в основу лекционных курсов учебных дисциплин, посвященных изучению физики лазеров и полупроводниковых сред. Содержание учебных дисциплин, изучающих применение уравнений математической физики для целей моделирования физических процессов, также может быть дополнено сформулированными и приведенными в монографии системами нелинейных дифференциальных уравнений и соотношениями, позволяющими компьютерное моделирование и качественный анализ нелинейного отклика активной среды на когерентное излучение. Эти соотношения могут быть также приведены на лекциях и практических занятиях учебных дисциплин, изучающих численные методы решения задач математического моделирования физических процессов. Кроме того, приведенные в монографии результаты проводимых автором научных исследований в области нелинейной резонансной оптики, могут стать примером практической реализации изучаемых методов компьютерного моделирования в рамках дисциплин специализации второй ступени получения высшего образования. 3 Tek Potthel

#### КРАТКИЙ ОБЗОР СОДЕРЖАНИЯ МОНОГРАФИИ

1083

Предлагаемая монография представляет собой обобщение результатов, полученных автором в развитии теории динамики нелинейнооптических взаимодействий в структурах пониженной размерности, используемых для разработки компактных пассивных устройств, модулирующих когерентное излучение, планарных структур пониженной размерности и тонких пленок, толщиной порядка или значительно меньше длины волны оптического излучения, изготовленных на основе диэлектрических и полупроводниковых сред с резонансной оптической нелинейностью. В основу рассмотрения положен полуклассический подход представлений обобщенной двухуровневой схемы взаимодействия излучения с веществом, модифицированные уравнения Максвелла-Блоха для переменных полей входного, отраженного и действующего на атомы в пленке, а также уравнения для квантовомеханических вероятностных переменных поляризованности и разности заселенности уровней резонансного перехода. Оригинальность результатов представлена доказательством значимости механизмов нелинейности, сопровождающих резонансное взаимодействие, существенно определяющих внутреннюю динамическую неустойчивость происходящих оптических процессов. Методика исследования состояла в расчетном моделировании переходных процессов на основе модифицированных балансно-кинетических систем нелинейных дифференциальных уравнений, на линейном анализе их равновесных состояний в рамках теории математической устойчивости, на численных расчетах и компьютерном моделировании полученных зависимостей с последующим анализом полученных результатов.

Первая глава монографии «Развитие представлений о нелинейном отклике плотных резонансных сред на когерентное излучение» посвящена обзору предметной области проводимых исследований. На основе анализа информации, содержащейся в научной литературе, охарактеризовано современное состояние тематики исследования и обозначен круг вопросов, которые необходимо решать при проведении научно-исследовательской работы из этой области интересов. В обзоре литературных источников отслеживаются эволюция, современное состояние и перспективы практических и теоретических исследований нелинейных оптических свойств тонких резонансных слоев и планарных систем на их основе. Отмечена особая актуальность развернувшегося исследования квазидвумерных суперкристаллов и метаповерхностей, перспективных для развития устройств нанофотоники. Во второй главе «**Теоретическая модель взаимодействия света с тонким слоем резонансных атомов**» поставлены и подробно обоснованы задачи проводимых исследований, а также излагается используемый при этом подход к их изучению; сформулирована основная расчетнотеоретическая модель исследуемых явлений и обоснована ее оригинальность.

1083

Основой модели выступают уравнения Максвелла–Блоха для переменных входного, отраженного и действующего на атомы полей в тонком слое (планарной пленке), а также уравнения для квантовомеханических вероятностных переменных поляризованности и разности заселенности уровней резонансного перехода. Следуя электродинамическим условиям на границе раздела диэлектрических сред с различием проницаемости, уравнения для относительно медленных огибающих напряженностей полей выражены алгебраическими соотношениями. Уравнения содержат материальные компоненты с резонансной поляризованностью – в использовании такого рода выражений, связывающих напряженности полей с поверхностной поляризованностью, состоит приближение тонкого слоя резонансных атомов. Динамика этих компонентов выражает вклад сверхизлучения в амплитуду световой волны, отраженной или действующей на ансамбль активных центров (резонансных атомов или элементарных излучателей), образующих пленку.

Представления обобщенной двухуровневой схемы позволяют в рамках предложенной модели относительно просто учесть вклад в резонансную поляризованность переходов, соседних с основным (резонансным). В качестве важной характеристики поляризующего влияния полей квазирезонансных переходов выступает в этом случае дефект поляризуемости  $\Delta \alpha$ , который определяет разность поляризуемостей активных атомов на уровнях основного перехода. Квазирезонансная составляющая поляризованности входит в материальные компоненты, присутствующие в соотношениях для связи полей. С влиянием переходов, соседних с резонансным, также связана возможность квадратичного эффекта Штарка. При этом смещение резонансных уровней, составляющее сущность эффекта, в представлении обобщенной двухуровневой схемы описывается нерезонансным частотным компонентом с коэффициентом, пропорциональным Δα. Кроме того, при относительно малой толщине активного слоя и типичной для плотных резонансных сред высокой плотности активных центров становится значимой локальная поправка Лоренца. Ею учитывается изменение поля, действующего на каждый из элементарных излучателей, за счет влияния электрических моментов соседних атомарных диполей. В таком случае говорят о необходимости учета, так называемого, диполь-дипольного взаимодействия. Таким образом, предложенная модель позволяет учесть одновременно три механизма фазового сдвига поля, действующего на активные центры в пленке.

1088

В качестве примера значимости диполь-дипольного взаимодействия как фактора фазового сдвига приведены результаты моделирования эффекта расщепления отражаемого пленкой сверхкороткого оптического импульса. Моделирование совершено на основе расчета выражений для электродинамических условий на поверхности сверхтонкого слоя резонансных атомов совместно с квантовомеханической схемой двухуровневого отклика в виде нелинейного осцилляторного уравнения, описывающего резонансную поляризацию, и уравнения для разности населенности уровней основного перехода.

В третьей главе «Динамика резонансного отклика плотных резонансных сред» В рамках применения формализма вектора Блоха анализируются закономерности импульсного взаимодействия когерентного излучения с тонкими пленками резонансных атомов. Основной особенностью анализа является, во-первых, учет поглощения в переходах, соседних с основным, вызывающего нелинейную рефракцию и смещение частоты действующего поля. Кроме того, предполагается, что пленки, образованные активными центрами с высоким значением дипольного момента, характеризуются относительно высокой концентрацией этих центров. Поэтому второй особенностью отклика активных центров на излучение является большая вероятность их взаимодействия ближними полями. Для объектов, обладающих указанными особенностями, типична нелинейная реакция на излучение при сравнительно невысокой средней мощности. Здесь рассмотрена и проанализирована временная динамика реакции плотных резонансных сред на излучение в когерентном режиме взаимодействия, когда оказываются согласованными осцилляции резонансной поляризации ансамбля активных центров и действующего в нем волнового поля. Среди обусловленных этой корреляцией коллективных эффектов особо интерессными для исследования оказываются такие явления, как световая индукция и сверхизлучение. В ходе световой индукции оптический сигнал способен существенно трансформироваться из-за оптической нутации. В протяженной среде в процессе световой индукции проходящий импульс распадается на квазирегулярную серию из затухающих контрастных пульсаций (так называемых л-импульсов) с локальной энергией, удовлетворяющей определенному условию квантования. В явлении сверхизлучения (СИ), как и при световой индукции, существенным образом проявляется самопроизвольная фазовая корреляция изначально независимых активных центров.

В первом разделе главы приводится обобщенная формулировка ряда соотношений этого подхода, использующего формализм вектора Блоха к анализу сверхбыстрых оптических эффектов. Предсказывается возможность проявления световой индукции со спецификой ее развития в тонком слое плотной резонансной среды.

11083

Во втором разделе на основе численного интегрирования расчетной модели, модифицированной для случая наноразмерного квазикристалла квантовых точек, проведена количественная оценка отражения и изменения формы оптических сигналов, взаимодействующих со слоем квазикристалла. Расчет позволил предсказать нетривиальные следствия световой индукции – возможность снижения длительности отраженного сигнала и нелинейного изменения (повышения) динамического коэффициента отражения.

В двух последних разделах главы использованы две модификации основной схемы расчета для решения задачи о сверхизлучении в тонком слое для спектральных и материальных параметров квазидвумерного суперкристалла. Предсказана асимметрия излучаемых в условиях нелинейных фазовых эффектов импульсов сверхизлучения. Показано, что режим самовозбуждения, который может реализоваться в форме сверхизлучения при рассмотренных условиях инверсии в суперкристалле, образованном квантовыми точками, можно использовать для получения импульсной генерации в лазерных устройствах, где усиливающий элемент представляет собой тонкий слой резонансной среды с относительно большой концентрацией активных центров при достижении высокого уровня инверсии.

Отмечено, что проведенные в главе оригинальные расчетные оценки временного хода резонансного отражения или процесса СИ с учетом типичных для резонансного отклика нелинейностей могут быть использованы при разработке методик получения и профилирования оптических импульсов в субпикосекундном диапазоне длительностей в современных устройствах нанофотоники.

В четвертой главе «Бистабильность в тонком граничном слое с квазирезонансной поляризуемостью» проведен анализ условий проявлений бистабильности в граничном слое на поверхности раздела двух сред с различными значениями диэлектрической проницаемости. Бистабильность устанавливается на шкале зависимости пропускания (отражения) от интенсивности (нелинейная характеристика пропускательной способности), а также в условиях насыщения поглощения на спектральной шкале пропускания при фиксированном уровне мощности падающего на слой стационарного поля. Спектральная ширина падающего сигнала превышает спектральную ширину оптического резонанса.

В первом разделе главы показано, что динамическим следствием бистабильности в условиях квазирезонансной поляризованности, влияния локального поля Лоренца и когерентного взаимодействия является возникновение самомодуляции интенсивности отраженного сигнала, падающего в виде оптического импульса на граничный слой. Результаты моделирования свидетельствуют о том, что модуляционные выбросы на профиле отраженного импульса синхронны с нутационными колебаниями разности заселенности – следовательно, модуляция носит характер сверхизлучения. Однако развитие автомодуляционной составляющей интенсивности, связано с реализующейся в случае квазирезонансной поляризованности бистабильностью равновесных состояний колебательной системы «тонкая пленка активных атомов – резонансное излучение». Возникновение высокочастотной составляющей, модулирующей огибающую импульса действующего поля, обусловлена гистерезисным переключением между бистабильными состояниями рассматриваемой колебательной модели.

1088

Во втором разделе главы анализируются условия наблюдения бистабильности на частотной зависимости пропускания в режиме некогерентного взаимодействия, а именно при учете необратимой релаксации поляризованности в среде. Проведена оценка пропускания в критических точках зависимости, проявляющей гистерезисные свойства, расчет примерного расположения этих экстремумов на частотной шкале в зависимости от уровня возбуждения, а также расчет параметров среды, что позволит значительно облегчить поиск возможности проявления гистерезиса в условиях эксперимента.

Далее, *в третьем разделе* бистабильность на частотной зависимости пропускания рассчитывается в условиях неоднородного уширения. Показано, что бистабильность и гистерезис в этом случае может проявляться только при наличии фазового эффекта, связанного с автомодуляционным смещением линии резонанса из-за квазирезонансной поляризованности. Расчеты нелинейных и частотных характеристик пропускания в квазистационарном режиме проведены на основе полученных дисперсионных соотношений. Дано объяснение особенностям хода этой зависимости при определенном соотношении параметров поля и среды, проявляющей свойства гистерезиса.

В первом разделе пятой главы «Светодинамические эффекты в микрорезонаторной структуре» анализируется нелинейная и частотная зависимость отражения квазирезонансного светового поля, падающего на микрорезонаторную систему, в случае если слой-резонатор образован прозрачной для поля линейной средой, а пленка, помимо нелинейной абсорбции, характеризуется значительной нелинейной рефрактивностью. Действительно, для ряда исследуемых полупроводниковых материалов, используемых в планарной оптике, типична резонансная нелинейная рефракция. При отражении от активной пленки, примыкающей к отражающей грани резонатора, поле приобретает нелинейный фазовый сдвиг. Если для системы поле–двухслойная структура при относительно невысоких значениях мощности действующего светового поля выполнялось условие фазового синхронизма, то с ростом интенсивности поля это условие нарушается. Отражение света резонаторной структурой в этих условиях приобретает выраженный нелинейный характер. На основе полученных аналитических соотношений исследованы особенности этой зависимости.

1088

Во втором разделе главы проведен теоретический анализ экспериментально регистрировавшегося эффекта самоиндуцированной неустойчивости в излучении, прошедшем микрорезонаторную структуру в условиях, когда оба слоя характеризуются резонансной реакцией на излучение. Сформулирована расчетная модель эффекта – два кинетических дифференциальных уравнения для заселенности и соотношения для полей, насыщающих разность заселенности энергетических уровней основного перехода в обоих слоях (разность заселенности в каждом из слоев обладает свойством восстанавливаться при снижении уровня возбуждения). Соотношения следуют из электродинамических условий на границе и связывают величины полей в обоих слоях. Излучение в резонаторе рассматривается в приближении среднего поля.

Результаты численного интегрирования нелинейной системы уравнений описывают временну́ю развертку интенсивности, свидетельствующую о развитии автомодуляционного процесса. Моделирование проводилось для параметров, перекрывающихся с областью характеристик реальных структур, огибающая интенсивности внешнего поля во времени предполагалась постоянной.

Решения сформулированной системы для интенсивности во втором из слоев (резонаторе) указали на возникновение относительно контрастной регулярной временной структуры в излучении, прошедшем тонкопленочную систему, и, в целом, подтвердили наблюдаемую картину автомодуляции. Подтверждено, во-первых, наличие переходного этапа на временной развертке модуляции, во-вторых, определенное увеличение частоты модуляции с ростом уровня мощности зондирующего поля. Линейный анализ системы с использованием элементов теории математической устойчивости позволил установить область неустойчивости ее равновесных состояний на шкале уровня мощности внешнего возбуждения. Показано, что одним из условий возникновения неустойчивости в первоначально непрерывном излучении выступает сильное (на два порядка и более) различие во временах необратимой релаксации активного поглощения в пленках при относительном различии также сечений перехода. Основным фактором эффекта является резонансная нелинейность рефракции, обусловливающая динамический взаимный фазовый сдвиг излучения в среде пленок. Подтверждена высказанная при обсуждении эксперимента гипотеза о балансной природе эффекта.

OBS

В третьем разделе главы анализируется возможность использования предсказываемого эффекта самоиндуцированной неустойчивости для диагностики нелинейных и релаксационных параметров реальных пленок. Предложен алгоритм их расчета (позволяющий также компьютерное моделирование эффекта) для системы, состоящей из слоя-подложки с известными параметрами и пленки, часть параметров которой неизвестна. Сформулированы рекомендации по использованию результатов линейного анализа устойчивости равновесных состояний системы для разработки метода диагностики спектральных параметров планарных структур.

В четвертом разделе главы нелинейная характеристика пропускания активной пленки анализируется в некогерентном режиме взаимодействия. На основе полученного рекуррентного соотношения предложен метод расчета нелинейного пропускания системы из нескольких (двух и более) планарных слоев с различными спектроскопическими параметрами при воздействии интенсивного квазирезонансного светового поля в стационарном режиме. Указаны особенности проявления гистерезиса в пропускании такой системы.

В шестой главе «Пассивные лазерные модуляторы на основе тонкопленочных планарных структур» рассмотрены стационарный и динамический режим излучения твердотельных лазеров с плоскопараллельным резонатором. Характерной особенностью устройства таких лазеров выступает то, что в систему обратной связи включен пленочный элемент с нелинейной абсорбцией и резонансной нелинейностью показателя преломления. Нелинейно-рефрактивные элементы на основе используемых в оптике полупроводников в объемном и пленочном исполнении применяются в качестве модуляторов добротности реальных лазеров для получения импульсной генерации в режимах излучения релаксационных импульсов и синхронизации мод.

*В первом разделе* главы показано, что лазер с внутрирезонаторным пленочным элементом представляет собой эффективное бистабильное оп-

тическое устройство – зависимость интенсивности его выходного излучения от мощности накачки обладает явно выраженным гистерезисным характером. С учетом специфики лазеров на люминесцентных кристаллах формулируются дисперсионные соотношения для мощности накачки, параметров резонатора и спектроскопических характеристик усиливающей среды и нелинейного элемента. На основе параметрического расчета дисперсионных соотношений изучены условия проявления гистерезиса.

1083

Во втором разделе главы явление бистабильности в лазере с нелинейным тонкопленочным модулятором рассматривается на основе аналитического расчета модели, соответствующей полупроводниковым усиливающим средам, где продольная модуляция инверсии «смазывается» диффузией носителей. Поэтому условия проявления гистерезиса ваттамперной характеристики проанализированы с учетом этой специфики генерации излучения в активном слое лазерного диода на основе дисперсионных соотношений, полученых для усиливающих сред с различием специфики создания инверсной заселенности.

В третьем разделе главы проводится исследование динамики интенсивности лазера с тонкопленочным элементом. Учитывается автомодуляционное уширение линии генерации, связанное с резонансной зависимостью показателя преломления от энергетического состояния активной среды. Изменение пропускания пленки оказывает модулирующее действие на добротность лазерной системы. Сформулирована система кинетических уравнений для усредненных по резонатору величин интенсивности и относительной инверсной заселенности.

Проведен качественный анализ равновесных состояний одного из приближений модели, позволивший установить области устойчивости и неустойчивости в поведении траекторий на фазовой поверхности в зависимости от уровня мощности накачки. В случае неустойчивости аттрактором в фазовом пространстве системы выступает предельный цикл, тогда результаты численного моделирования расчетной системы воспроизводят картину регулярных релаксационных пульсаций. Анализируются условия развития такого сценария генерационного процесса. Важно, что предсказываемый для параметров реальной модели режим может быть осуществлен как автомодуляционный – при постоянном уровне накачки, без применения модулирующих устройств, синхронизированных с накачкой.

В четвертом разделе главы анализируется приближение кинетической модели лазера с нелинейным элементом для случая пленочной усиливающей среды. Изучена временная динамика излучения симметричной системы тонких слоев при условии инверсной заселенности (соответственно – усиления и генерации) в среднем из слоев, тогда как другие два слоя предполагаются пассивно модулирующими. На основе этой модификации модели проведена оценка возможности нестационарного режима вертикально излучающего лазера. Сформулированная расчетно-теоретическая модель допускает элементарный качественный анализ, позволивший указать на шкале тока накачки возможную область параметров, соответствующих автоколебательным решениям. Проведенное численное моделирование процесса формирования излучения показало, что для характеристик усиления и уровня обратной связи, реализующихся в устройствах этого типа, также можно получить автоколебательные режимы регулярных пульсаций с относительно невысокой средней мощностью излучения. Развивающиеся осцилляции носят балансный характер – в основе физического механизма их возникновения лежит различие скоростей релаксации в каналах усиления и абсорбции в активных пленках.

OBS

Завершает монографию раздел «Перспективы развития исследований в области субмикронных технологий», представляющий обзор актуальных исследовательских задач и направлений, которые автор определила для решения в ближайшем будущем.

Монография также содержит **Приложение**, которое состоит из листингов программых кодов, позволяющих компьютерное моделирование исследуемых процессов и следствий нелинейной динамики материального отклика плотных оптических слоев на резонансное излучение, выполненных на языке программирования TurboPascal. Нужно отметить, что выбор языка прогаммирования обусловлен тем, что TurboPascal является одним из старейших языков программирования. Он является базовым при обучении алгоритмизации и программированию учащихся старших классов и студентов младших курсов не профильных специальностей, так как обладает достаточно простым синтаксисом, не перегружен сложными алгоритмическими конструкциями и содержит базовые наборы операторов и типов данных, которые служат основой любых современных языков программирования.

Монография дополнена библиографическими описаниями использованных и цитируемых источников других авторов, ведущих исследования в той же области, что и автор настоящей монографии, и смежных областях научных интересов, а также перечнем работ, опубликованных непосредственно автором по теме проводимых ею исследований.

#### ПЕРЕЧЕНЬ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

c – скорость света;

 $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;

 $\hbar$  – постоянная Планка;

 $\lambda$  – длина волны излучения;

18/11088  $\beta$ ,  $\beta_0$  – параметр резонансной нелинейности рефракции (в разной нор мировке);

 $\Delta \alpha$  – разность поляризуемостей активного центра в основном и возбужденном состояниях;

 $\Delta \omega$  – нормированная по ширине спектральной линии поглощения отстройка частоты от резонанса (линейная отстройка частоты);

є – параметр люминесценции;

*Е*<sub>m</sub>- амплитуда поля спонтанной люминесценции (в задаче о сверхизлучении);

η – нерезонансный относительный показатель преломления;

к – параметр нелинейности резонансного поглощения;

 $\gamma_0 = \gamma \kappa$  – нормирующий коэффициент в нелинейном компоненте смещения частоты резонанса из-за влияния диполь-дипольного взаимодействия:

γ – коэффициент связи нелинейного компонента с материальным параметром нелинейности);

Е<sub>i</sub>, Е и Е<sub>r</sub> – напряженности внешнего, прошедшего и отраженного электрического поля;

Р – резонансная поляризованность сверхтонкого слоя;

n – вероятностная переменная разности населенностей уровней резонансного перехода;

*ρ* – вероятностная переменная резонансной поляризованности;

 $\rho(t)$  – квазистационарная амплитуда переменной поляризованности;

n(t) – резонансная вариация разности населенностей;

N – объемная плотность активных центров;

*L*, *l* – толщина приповерхностного слоя (в разных задачах);

r<sub>0</sub> – френелев коэффициент отражения тонкого слоя резонансных атомов;

 σ – сечение вынужденного перехода на частоте резонанса (величина, обратная характерной мощности насыщения);

 $\tau_R$  – время сверхизлучения;

τ<sub>r</sub> – время жизни фотона в резонаторе (параметр, определяемый временем прохода излучения по резонатору, коэффициентом оптического ограничения и линейными, включая полезные, потерями излучения генерации);

1088

 $T_1$  – время продольной релаксации (характерное время спонтанного распада возбужденного состояния активного центра);

 $T_2$  – время поперечной релаксации (время распада резонансной поляризации после прекращения действия поляризующего светового поля, его также называют временем необратимой фазовой релаксации);

 $\tau$  и  $\tau_2$  – нормированные по параметру продольной релаксации  $\tau$  характерные времена жизни фотона в резонаторе и распада резонансной поляризации;

t<sub>0</sub> – френелев коэффициент пропускания тонкого слоя резонансных атомов;

 $\Theta$  – полярный угол вектора Блоха;

Mert

*ω*<sub>0</sub>– собственная частота активного центра (центральная частота спектральной линии поглощения или усиления);

*Y* – нормированная по уровню характерной мощности насыщения интенсивность светового поля;

*у* – нормированная по величине порогового уровня потерь вариация инверсии;

*K*<sub>0</sub> – величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне мощности накачки;

α – параметр уровня накачки по отношению к пороговому (в лазерных задачах);

*к* – параметр ненасыщенного резонансного поглощения.

#### ГЛАВА 1

### РАЗВИТИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О НЕЛИНЕЙНОМ ОТКЛИКЕ ПЛОТНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕД

----- тение Интерес к исследованию нелинейной оптики тонкопленочных пла-их структур, в первую очередь, вызван тем, что такие структур-спользоваться при создании элементист б основой устрой нарных структур, в первую очередь, вызван тем, что такие структуры могут использоваться при создании элементной базы оптоэлектроники, служить основой устройств для эффективного управления лазерным излучением [1, 2]. Кроме того, подобные структуры являются довольно простой физической моделью для изучения следствий нелинейной связи между полем проходящих сквозь них световых волн и оптическими свойствами среды пленок [3–5]. Под бистабильностью в соотношениях между мощностью входящего в оптическое устройство поля и выходной мощностью понимают явление, при котором одному значению мощности внешнего сигнала соответствуют два и более (в последнем случае говорят о мультистабильности) значений выходной мощности. Это особый случай нелинейной связи, который возникает в ходе проявления нескольких механизмов нелинейности взаимодействия интенсивного поля и среды с различными, в принципе, временами релаксации. Важным условием их действия выступает их взаимозависимость – проявления нелинейности в пропускании или отражении по своим следствиям способны взаимно усиливать или компенсировать друг друга, способствуя реализации в оптическом устройстве свойства обратной связи.

Нелинейная связь свойств среды с напряженностью поля (интенсивностью) световой волны приводит к таким важным явлениям, как оптическая бистабильность [5-7], гистерезисные скачки в мощности отраженных или прошедших световых волн [7-9], нелинейному квазирезонансному пропусканию слоя [10-13], временной неустойчивости или самопульсациям при непрерывном воздействии света [14-18] (под самопульсациями понимают автомодуляционную временную структуру интенсивности с разной глубиной и частотой модуляции, возникающую как результат нелинейности взаимодействия света со средой, в первоначально квазинепрерывном излучении).

19

#### 1.1 Бистабильность тонкого слоя с нелинейной абсорбцией

1083

При резонансном взаимодействии частота внешнего электромагнитного поля близка к частоте одного из переходов в энергетической структуре активных атомов, образующих среду. Для отклика среды при этом характерно насыщение поглощения при относительно высоких интенсивностях, что выступает, в принципе, основной причиной важного свойства систем с резонансной нелинейностью – бистабильности [19]: отклик нелинейной системы неоднозначно определяется мощностью зондирующего сигнала. Явление бистабильности в оптических системах впервые наблюдалось в парах натрия [20], далее была реализована схема с оптической бистабильностью в полупроводниках на основе GaAs [21], где роль активных, по предположению резонансных, центров играли свободные экситоны. Несколько позже бистабильность этого рода была зарегистрирована в устройствах на основе GaAs – Al GaAs при температурах, близких к комнатной [22], в сильно легированных кристаллах GaAs и InP в области края фундаментального поглощения [23], а затем – в полупроводниках на основе антимонида индия [24], в слоистых полупроводниках в области экситонного поглощения [25].

Для проявления оптической бистабильности необходим определенный тип обратной связи [2]. Способ ее создания может быть довольно прост – перенаправить выходящее из среды волновое поле обратно в нее, например, с помощью отражателя, при этом реализуется дифракционная обратная связь [26, 27]. Анализировалась и усложненная схема – нелинейная среда в резонаторе Фабри-Перо [28-30]. Обычно в этом случае применяется приближение среднего поля [19, 30] (усредненного по длине резонатора), однако предпринимались попытки и более подробного описания [31-33]. Бистабильность, связанная с нелинейностью, предсказвалась и для иных физических ситуаций, например, в нелинейно-волоконных структурах [34] или в фотонных кристаллах [35]. Использование зеркала в схеме обратной связи является наиболее простым решением. В качестве нелинейного слоя вначале рассматривалась среда с нелинейностью Керра [26] или жидкокристаллическая пленка [36, 37]. Позднее рассматривались системы именно с планарными тонкопленочными системами из сред с резонансной нелинейностью [5, 8, 15-18]. Именно проявление резонансной нелинейности может предоставить возможность наблюдения бистабильности в пропускании единственного граничного слоя [38-40]. Можно сказать, что бистабильный изгиб характеристики пропускательной способности при значительном насыщении, сменяющий область крутого нарастания пропускания в случае просветления, представляет собой на шкале действующего в пленке светового поля особым образом трансформированный резонанс. Смещение условий бистабильности в сторону более реальных параметров (например, снижение плотности активных центров, требуемых для наблюдения эффекта) при учете дополнительных факторов фазовой нелинейности отмечено в [41-44]. Поэтому представляется логичным проанализировать в этом отношении и роль квазирезонансной поляризуемости активных атомов, обусловливающей нелинейную рефрактивность среды тонких слоев в области оптического резонанса, чтобы выяснить ее динамические следствия.

# 1.2 Модель описания бистабильности и ее динамических следствий в тонких слоях

В случае пленки с поверхностной поляризацией для описания взаимодействия света с нелинейной средой в основном используется двухуровневая схема в полуклассическом приближении. За основу этой модели принимают уравнения Максвелла-Блоха [45]. При расчете влияние толщины пленки на результат оказывается пренебрежимо мало [46], поэтому пленка рассматривается в приближении сверхтонкого слоя (т.е. по толщине много меньше длины волны зондирующего поля), что существенно упрощает расчетную модель [10, 40-42]. Дело в том, что вместо дифференциальных уравнений в частных производных для относительно «медленных» огибающих поля тогда используют выражения электродинамических условий для напряженностей падающего, прошедшего и отраженного граничным слоем плосковолновых полей с оптическими частотами. Замена уравнений в частных производных на условия для уравнений Максвелла (то есть на алгебраические соотношения для напряженностей полей и поверхностной поляризованности) впервые применялась в [3], в законченной форме обоснована в [46] как вполне приемлемая модель анализа ряда динамических нелинейных эффектов на поверхности резонансных сред. Уравнения для отклика среды на излучение используются в виде уравнений Блоха для квантовомеханической матрицы плотности [45].

Далее во второй главе настоящей монографии приведена и обсуждается одна из модификаций рассматриваемой в работе системы Максвелла-Блоха. В обзоре достаточно отметить только одну особенность этой модели и той физической ситуации, которая за ней стоит. В пленке пониженной размерности все атомы колеблются синфазно в ответ на действие внешнего лазерного поля, а это означает, что подобную когерентную реакцию среды можно рассмотреть как проявление кооперативного эффекта сверхизлучения [45]. При этом поляризационный отклик среды дает вклад в обоих направлениях по отношению к приложенному извне полю, что позволяет рассматривать сверхизлучательное пропускание и отражение слоем светового поля. Применение квантовомеханических двухуровневых материальных уравнений, которые обычно рассматриваются для оптических диэлектриков, считают вполне обоснованным и в случае описания динамики света в полупроводниковых средах, в том числе, в активных пленках на их основе [14, 47-49]. Хотя, безусловно, имеются определенные отличия в физических механизмах активного поглощения резонансного поля в обоих типах материалов. Кроме того, нужно отметить, что эти материальные уравнения используются для анализа взаимодействия света с тонкими слоями полупроводника на частотах как межзонной, так и экситонной области спектра [50-52].

1088

Именно на этих частотах спектра поглощения и при относительно невысокой средней мощности излучения проявляют нелинейные свойства квазикристаллы квантовых точек [53, 54]. В работе [55] сообщалось, что суперкристалл на основе монослоя *MoSe*<sub>2</sub> в области экситонного резонанса полностью отражает падающий свет, т.е. является идеальным зеркалом, имеющим атомную толщину. Кроме того, было показано, что это зеркало бистабильно [56], то есть его отражательная способность может быть переключена малым изменением внешнего сигнала. В связи с возможностью применений подобных объектов в нанофотонике активно исследуются квазидвумерные структуры, именуемые метаповерхностями [57, 58] и образованные излучающими или активно реагирующими на излучение элементами (квантовыми точками), превышающими обычный размер атома. Допуская более или менее простую модельную форму (например, элементарного диполя), эти активные центры при размере до нескольких нанометров обладают дискретными свойствами энергетического спектра. При условии их плотной упаковки в среде крайне низкоразмерные пленки приобретают выраженную способность нелинейного резонансного рассеяния внешнего электромагнитного излучения. Интересной закономерностью реакции метаповерхностей на излучение является возможность нелинейного изменения фазы действующего когерентного светового поля, описание которого возможно с применением модификаций уравнений Максвелла [59]. Среди следствий фазовых эффектов предсказывается бистабильность отражения и развитие осцилляций или хаотической временной структуры интенсивности в отраженном излучении [60].

Известно, что бистабильные устройства удобны как основа логических элементов в системах оптической обработки информации, поскольку два различных их состояния можно представлять 1 и 0. Для переключения

бистабильного элемента из состояния 0 в состояние 1, требуется положительный импульс, для обратного переключения необходим импульс противоположного знака. В оптическом исполнении импульсы одного знака, поэтому в реализации оптического логического элемента важна именно двухкомпонентная схема [61, 62]. В связи с этим для применения в оптоэлектронике полупроводниковые бистабильные элементы с резонансной нелинейностью наиболее перспективны с позиции скорости переключения и размеров по отношению к другим схемам, где может, например, использоваться тепловая нелинейность. Низкий контраст бистабильного отклика в полупроводниках предполагает, однако, использование многослойных систем. В подобных системах оказывается также существенным учет границ раздела. Поэтому соотношения для полей в этом случае усложняются, хотя основа для рассмотрения их динамики остается той же. В монографии будут рассматриваться случаи двухслойных систем, образующих, в частности, активный резонатор, причем важно, что типичная для их реакции временная неустойчивость может развиваться в условиях существенного различия в нелинейных свойствах и релаксационных параметрах обеих пленок.

1088

С бистабильностью в нелинейных колебательных моделях тесно связаны различные типы неустойчивостей, возникающих при изменении интенсивности действующего в системе поля. При увеличении апертуры прибора, т.е. при переходе собственно к планарным структурам из нескольких нелинейных слоев, становятся значимыми поперечные степени свободы. Этим обстоятельством порождается дополнительная неустойчивость основного состояния по отношению к другим пространственным гармоникам, вызывающая филаментацию излучения. Большой класс работ [26, 27, 29, 36, 37, 61-68] посвящен изучению пространственных структур, возникающих при воздействии светового поля на планарные системы активных пленок. Получаемые в результате развития неустойчивости пространственные структуры характеризуются нерегулярностью [62]. Однако конкуренция между формирующимися поперечными модами при нелинейном взаимодействии способна выделить одну из них, приводя к образованию в поперечном сечении луча упорядоченных структур, именуемых паттернами, в виде полос гексагонов, прямоугольников и т.п. [62, 63]. Предсказаны и более сложные упорядоченные структуры в виде квазипаттернов и деформированных паттернов [64, 65]. Структуры могут быть нестационарными, «подвижными» – в условиях временной неустойчивости хотя бы одной из взаимодействующих мод [66, 67]. Со свойством бистабильности связан еще один тип пространственных структур – локализованные структуры, которые представляют собой уединенное пятно на поверхности однородного состояния системы [68]. Их возникновение увязывается с явлением самоограничения пучка, прошедшего нелинейную среду. При этом различают светлые солитоны (светлое пятно на темном фоне) JIEILIOB2 и темные солитоны (темное пятно на светлом фоне).

#### 1.3 Временная неустойчивость и самопульсации в системе пленок

Наличие бистабильности само по себе влечет возникновение неустойчивости в оптической колебательной системе [4,5]. С бистабильностью связано происхождение разных типов неустойчивостей, возникающих при изменении мощности зондирующего поля. В этой ситуации обычно существует три состояния равновесия, одно из которых не реализуется, располагаясь между двумя другими. Это состояние всегда неустойчиво, а при выполнении определенных условий неустойчивыми могут оказаться и два остальных состояния. Режимы, которые при этом возникают в системе, конечно, не могут быть стационарными [19]. Имеют место, например, периодические и квазипериодические самопульсации, которые возникают как результат конкуренции двух и более процессов с различными временами релаксации [18], предсказываются в этих условиях и так называемые регенеративные пульсации [69]. Возможны самопульсации и в случае, когда интенсивность резонаторного поля достаточно велика, настолько, что частота Раби сравнима с межмодовым расстоянием, и соседние моды испытывают биения [70,71]. Случаи неустойчивости, приводящие к автомодуляционным эффектам, анализировались для вариантов с одной тонкой пленкой и образованной двумя пленками планарной резонаторной структурой при условии воздействия импульсного лазерного поля [72,73]. В работе [74] показано, что пульсации подобного рода способны возникать в системе из двух тонких полупроводниковых пленок.

Самопульсации развиваются также при условии, что их частоты кратны частоте обхода полем резонатора [75], при этом возможен не только периодический, но и хаотический характер временной развертки излучения [76]. В работах [4, 77] отмечено, что самопульсации можно рассматривать как переключения между бистабильными стационарными состояниями системы в поле, развивающемся в цепи обратной связи системы. Часто пульсации этого типа возникают и в области значений квазинепрерывного зондирующего поля, превышающей полосу проявления бистабильности [18], существуя в виде периодичной неустойчивости с невысоким контрастом, или даже при полном отсутствии бистабильности [16, 78].

Доказывается [79], что пространственные и временные неустойчивости в системе двух нелинейных тонких пленок могут быть взаимосвязанными.

1088

Из рассмотренных в литературе планарных структур, реагирующих на излучение, следует особо назвать систему, образованную тонким активным слоем, который включен в цепь обратной связи, реализуемой с помощью зеркала. Схожие задачи анализа структуры светового поля возникают при рассмотрении отражения света от нелинейной среды [80] или от тонкого слоя, покрывающего диэлектрическую подложку [4]. Именно в расчетах для этих условий было показано, что динамика отражения или пропускания, которые характеризуется бистабильностью, а, следовательно, гистерезисом, сопровождается неустойчивостью в квазинепрерывной огибающей воздействующего поля [4, 42, 69]. Схема интересна тем, что обе ее компоненты – нелинейный слой и резонатор, образованный этим отражающим слоем и зеркалом – характеризуются дисперсионной зависимостью пропускания с различным, однако, положением и шириной резонанса. При рассмотрении модели тонкой бистабильной пленки в комбинации с зеркалом с учетом конечности времени запаздывания в системе обратной связи предсказываются различные динамические режимы – самопульсации, связанные с осцилляциями Раби, автоколебания в резонаторной системе пленка-зеркало, способные перейти в хаотические при увеличении расстояния от пленки до зеркала [16, 17]. При этом исключительно значимы фазовые соотношения в схеме обратной связи – при изменении набега фаз на длине резонатора система может входить в режим самопульсаций, механизмы же возникновения автоколебательных режимов могут оставаться независимыми. Ряд результатов изучения нелинейной оптической динамики низкоразмерного квазикристалла полупроводниковых квантовых точек были представлены в недавно опубликованных работах [82-84], где энергетическая схема квантовых точек моделировалась трехуровневой системой, включающей основное, одноэкситонное и биэкситонное состояния. Было показано, что нелинейный оптический отклик системы, характеризуемый гитерезисом, может демонстрировать разнообразную оптическую динамику, включая мультистабильность, периодические и апериодические автоколебания, а также динамический хаос. 3stekt

#### 1.4 Бистабильность и автоколебания в лазерах с нелинейным затвором в резонаторе

Лазер как оптическое устройство, в котором активная среда помещается в резонатор, обеспечивающий обратную связь и поддерживающий направленную в пространстве квазимонохроматическую генерацию, представляет собой диссипативную излучающую систему.

Под термином излучающая система здесь будем понимать любую оптическую систему, содержащую активную среду, которой сообщается энергия за счет определенного механизма накачки. Полезное излучение выходит из резонатора через одно из полупрозрачных зеркал, что создает неизбежную утечку энергии из резонатора и определяет принадлежность лазера к классу активных диссипативных систем.

11083

Упоминаемые выше структуры из одной (на подложке) или нескольких планарных поглощающих пленок были пассивными системами. В качестве источника энергии рассматривались плоские волны, падающие в систему извне и по частоте находящиеся в области резонанса с частотой перехода нелинейной среды пленки.

Описание лазера вблизи порога генерации (по уровню мощности накачки), во многих случаях можно осуществить с помощью относительно простых нелинейных динамических моделей [84]. В зависимости от рабочей среды, рассматриваемые далее твердотельные лазеры (как активные системы, обладающие свойством бистабильности) могут быть полупроводниковыми или лазерами на люминесцентных кристаллах. Инверсия заселенности энергетических уровней в активной среде может создаваться различными видами накачки (электронной, оптической, химической). Обратная связь, обеспечивающая лазерную генерацию, создается различными видами резонаторов (Фабри-Перо, кольцевым), ниже будут рассматриваться лазеры с резонаторами, образованными плоско-параллельными зеркалами (т.е. резонаторами Фабри-Перо). Лазеры могут быть узкоапертурными, когда существуют продольные моды, и интерес представляет, в основном, чисто временная динамика. В широкоапертурных устройствах, помимо динамики, часто важны практические следствия возбуждения большого числа поперечных мод и формирования сложных пространственных структур.

Устройства, размещаемые в лазерном резонаторе, служат для оптимизации свойств излучения лазеров, для управления его характеристиками [85, 86]. В этом случае зеркала резонатора, как правило, выносные, а лазерный резонатор, осуществляющий обратную связь в схеме усиления излучения, – внешний. Наличие внешнего резонатора при условии неустойчивости частоты может означать фазочувствительную обратную связь (при условии, что не устранено отражение на торцах рабочей среды). В случае, когда резонатор образован более, чем двумя отражателями, а рабочая среда или особого рода внутрирезонаторный активный элемент характеризуются рефракционной нелинейностью, лазер представляет собой бистабильный элемент [86, 87]. Бистабильность проявляется на шкале зависимости средней и пиковой интенсивности от уровня накачки и базы резонатора. Временное поведение таких лазеров существенно нестационарное – лазеры, например, могут излучать в режиме серии регулярных импульсов без управляемых извне модулирующих устройств [78, 88-92]. Связь бистабильности и регулярных режимов излучения свойственна не только лазерам на основе полупроводников, но и целому классу лазеров, включая лазеры жидкостные и лазеры на активированных кристаллах [93].

,110BO

Установлены гистерезисные особенности динамики гетеро-структурных полупроводниковых лазеров, поведение которых анализируется на основе представления о квантовых ямах. В условиях продольных неоднородностей поглощения и насыщения, а также жесткого включения генерации в гетеростуктурах предсказывались и наблюдались самоподдерживающиеся регулярные пульсации, кроме того были реализованы также динамические режимы излучения с хаотической субструктурой [94-96].

Интерес к лазерным устройствам, способным работать в бистабильном режиме, не ослабевает из-за уникальных возможностей управления их характеристиками с помощью разного рода пассивных устройств, а также возможностей достижения предельных временных характеристик [97-102].

Новые возможности управления и контроля импульсного излучения лазерных устройств открылись благодаря применению нелинейно-рефрактивных элементов внутри резонатора. Фазочувствительная обратная связь, реализуемая в этом случае, позволила получать различные режимы генерации [103-105]. В дальнейшем происходила миниатюризация подобных элементов, на основе слоев активных полупроводниковых сред были разработаны так называемые SESAM-зеркала, критичные к колебаниям интенсивности и частоты генерации [106]. SESAM-отражатели, создаваемые на основе тонких слоев оптических полупроводников, успешно используются практически во всех устройствах, излучающих короткие когерентные импульсы [107]. Целесообразным представляется именно использование нелинейных пленок в структуре SESAM-отражателей ввиду повышенной чувствительности пропускания и отражения света на этих пленках к амплитуде и, особо, к фазе (частоте) внешнего излучения.

Полупроводниковые инжекционные лазеры, как правило, реализуются на основе микрорезонаторов, и компактность этих устройств имеет важное значение для их современного практического приложения [108]. Среди таких применений – инжекционные лазеры для систем диодной накачки [109]. Со времени одной из первых разработок [109] особое внимание уделяется полупроводниковым лазерам с вертикальным резонатором (ПЛВР) или вертикально излучающим лазерам (ВИЛ) [111-113]. Применение ВИЛ, как оказалось, особо эффективно для оптической связи внутри

интегральных электронных схем в современных средствах обработки и передачи информации [114]. В таком лазере оптический резонатор образован двумя брэгговскими зеркалами, а активный элемент обычно представляет собой квантовоямную *GaAs*-структуру. Выход излучения ВИЛ осуществляется как бы через боковую поверхность активного элемента. Сам же активный элемент образуется планарным слоем, динамику поля в котором можно описать на основе приближения особо тонкого нелинейного слоя.

1088

Такого рода лазер представляет широкоапертурное устройство и для исследователей интересен с точки зрения формирования пространственных структур поля выходного излучения [66, 115–120]. ВИЛ могут высвечивать как достаточно простые полосатые структуры, бегущие волны, так и сложные структуры в виде филаментов или ромашек, воспроизводить субструктуру сложных многомодовых режимов, поляризованные пространственные структуры [121] и структуры, получившие название квантовый биллиард [122]. Ряд работ посвящен изучению временной динамики ВИЛ. Особо интенсивно рассматривались задачи управления режимами излучения, в которых к устройству лазера добавляются различные виды внешней обратной связи (частотно- и поляризационно-селективной обратной связи) или в микрорезонатор инжектируется внешняя монохроматическая волна [92, 123–125]. Задача о динамике излучения ВИЛ имеет вполне конкретную значимость – регулярный режим излучения, надежно реализуемый в его свечении, может иметь приложение при разработке тактовых генераторов в схеме современных компьютеров [98], при создании так наacoby acoby зываемых «атомных часов» для применения в высокоточных измерениях

#### ГЛАВА 2

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА С ТОНКИМ СЛОЕМ РЕЗОНАНСНЫХ АТОМОВ

HOBS

Обзор научной литературы по теме исследования, проведенный в предыдущей главе свидетельствует об активном и неугасаемом интересе исследователей к рассматриваемой тематике, об ее актуальности и необходимости детализировать и углубить изучение проблем поиска условий наблюдения бистабильности и проявления ее динамических следствий в поведении активных и пассивных излучающих систем на основе тонких оптических пленок.

Обычно, говоря о рассматриваемой в этом контексте нелинейности в исключением работ [9-12, 18, 40, 41, 51, 68, 72тонких слоях (за 74, 119, 120, 123]), понимают резонансную нелинейность абсорбции, связанную с насыщением поглощения энергии поля на частотах в области одного из оптических резонансов. В работах [10, 11, 40, 41, 72, 73] схема взаимодействия излучения с пленкой учитывает фазовый эффект, вызванный влиянием диполь-дипольного взаимодействия, автомодуляционное смещение частоты, характерное для полупроводников, учтено в работах [9, 18, 68, 120]. Для энергетической структуры атомов характерно, однако, наличие переходов, близких к основному (резонансному). Это довольно часто встречающаяся особенность у активных атомов лазерных сред, практически универсальная, которая регистрируется по резонансной нелинейности показателя преломления [127, 128]. В полупроводниковых средах резонансная нелинейность, вызванная несколько иным физическим механизмом, теоретически описывается примерно аналогично тому, как в диэлектриках [42, 47]. Судя по расчетным и экспериментальным оценкам, рефракционная нелинейность в полосе межзонного, а также экситонного поглощения способна проявляться как «гигантская». Эффективность нелинейной рефракции на частотах генерации или резонансного поглощения доказана результатами ряда экспериментальных работ [109, 129, 130], ее следствия (фактор Хенри) характеризуют как автомодуляционное уширение спектральных линий генерации [131]. Считается, что эти следствия могут быть выражены в происходящем в инжекционных лазерах так называемом «коллапсе когерентности» [89, 90]. Нелинейная рефракция значительно усиливает фазочувствительность пленки на основе такого материала, возможности проявления бистабильных свойств тонкопленочной системы и наблюдения неустойчивости излучения значительно возрастают,

как показано, например, в [132]. Создается возможность преобразования колебаний фазы в колебания интенсивности поля без использования дополнительного отнесенного на расстояние отражателя.

1083

Нелинейная рефракция на частотах, близких к резонансной, появляется в сдвиге частоты (смещении фазы) излучения, создает фазовый эффект во взаимодействии светового поля и среды, который может конкурировать с заложенным в модели свойством захвата частоты к центру резонансной линии поглощения (усиления). По данным работ [49, 133] существенным в фазовых явлениях, сопровождающим взаимодействие, оказывается также квадратичный эффект Штарка, проявляющийся в смещении уровней резонансного перехода в интенсивном высокочастотном поле. Известно, что эффект Штарка возникает в условиях уже упомянутой квазирезонансной поляризованности, то есть при наличии переходов, близких к основному, и реагирующих на излучение [134]. Оба фазовых эффекта оказываются взаимосвязанными и в определенной области значений мощности действующего на атомы поля способны компенсировать друг друга [135].

В литературе рассматривается такой фактор, обусловливающий эффект фазового смещения в оптических средах и действенный в активных пленках, как влияние диполь-дипольного взаимодействия [10, 11, 35, 41, 72, 136]. Взаимное влияние атомарных диполей обычно учитывается путем введения локальной поправки к действующему на атомы пленки полю (поправки Лоренца). Его эффект в полупроводниковых средах не особо значителен, хотя в условиях когерентного взаимодействия, то есть при возможности пренебрежения факторами необратимой релаксации поляризованности, фактор локального поля может значительно усилиться [137]. В целом же, взаимовлияние перечисленных эффектов может означать их способность по своим следствиям на пропускание или отражение пришедшего извне излучения усиливать или компенсировать друг друга. Проявляющееся таким образом свойство обратной связи зависит от параметров модели, поиск условий его оптимизации важен для разработки устройств эффективного управления излучения за счет надежных и компактных пассивных систем. Такими системами и являются резонансные тонкопленочные структуры.

#### 2.1 Постановка задачи исследования

3stek

В связи со сказанным выше становится ясной целесообразность постановки основной задачи исследования – расчетно-теоретического изучения динамических следствий всех упомянутых выше проявлений нелинейности – автомодуляционного смещения спектральных линий поля из-за резонансной нелинейной рефракции и высокочастотного эффекта Штарка в условиях возможной действенности поправки, связанной с локальным полем Лоренца и описывающей нелинейное смещение спектральной линии резонансного поглощения (усиления). Задачи анализа влияния двух первых факторов фазового смещения, в основном, решены для тонкопленочных систем, которые образованы активными центрами, плотно упакованными в образованном ими массиве и резонансно реагирующими на когерентное излучение.

088

Для этих условий в следующих главах монографии будут рассматриваться следующие проблемы:

— резонансное отражение сверхкоротких оптических импульсов тонким слоем среды с относительно высокой концентрацией активных центров в режиме когерентного взаимодействия и особенности сверхизлучения в тонком слое;

— автомодуляция сверхкоротких импульсов, отражаемых тонким граничным слоем, проявляющая сверхизлучательный характер;

самоиндуцированная неустойчивость в первоначально непрерывном излучении, проходящем через пассивную микрорезонаторную систему двух пленок с разными релаксационными и нелинейными параметрами материалов, образующих пленки;

— нестационарные режимы излучения, возникающие в твердотельных лазерах, в том числе инжекционных, в условиях наличия в резонаторах пассивных нелинейно-рефрактивных затворов, представляющих активные тонкие поверхностные пленки.

Исследуемые динамические закономерности являются следствием бистабильных свойств отражения и пропускания планарных тонкопленочных систем. Поэтому одновременно решаются задачи определения условий бистабильности в условиях действенности взаимосвязанных механизмов нелинейности.

В следующих разделах главы будет показано, как получены и проанализированы соотношения для равновесных состояний тех модификаций теоретических моделей, которые использовались для описания динамических эффектов. Соотношения связывают равновесные значения мощности прошедшего или отраженного излучения со стационарными мощностями плосковолнового входного поля и параметрами планарных массивов, образованных активными центрами. Этими соотношениями может быть характеризована нелинейная отражательная или пропускательная способность тонких активных слоев или систем на их основе. Анализ зависимости пропускания и отражения границ раздела сред от интенсивности или частоты показывает возможность наблюдения бистабильных и гистерезисных качеств этих характеристик.

В контексте решения этих задач далее будет показано, как получены и проанализированы:

1083

 соотношение для спектральной зависимости пропускания тонкого слоя с поверхностной резонансной и квазирезонансной поляризованностью при учете неоднородного уширения образующей слой среды;

— соотношения для спектральной и нелинейной зависимости отражения микрорезонаторной системы, образованной тонким слоем с поверхностной поляризованностью и относительно более протяженным диэлектрическим слоем с линейным отражением на одной из границ;

— закон сохранения вектора Блоха и теорема «площадей» в модификациях, учитывающих фазовые эффекты и позволяющих моделирование процесса сверхизлучения и резонансного отражения сверхкоротких импульсов в режиме когерентного взаимодействия оптического поля с веществом тонкого слоя резонансных атомов;

— соотношения, связывающие выходную мощность твердотельного лазера с параметрами накачки, резонатора и внутрирезонаторного нелинейного элемента, модулирующего добротность.

На основе применения приемов анализа математической устойчивости равновесных состояний рассматриваемых кинетических моделей далее будет показано, как могут быть также решены задачи определения областей динамической стабильности регулярных режимов излучения, то есть существования самоподдерживающихся пульсаций в проходящем или генерируемом излучении:

 — для излучения, прошедшего через пассивную микрорезонаторную систему двух пленок с разными релаксационными и нелинейными параметрами материалов, образующих пленки;

— излучения, генерируемого лазерами с нелинейно-рефрактивным тонкопленочным затвором.

В процессе проведения исследований оптические параметры сред пленок и рабочих сред лазера брались в таких диапазонах значений, которые в целом, соответствовали реальным параметрам люминесцентных лазерных кристаллов, согласно, например, [127, 128, 135, 138, 139], а также материалов и планарных пленок на основе *GaAs, AlGaAs, InSb* и *CdSe* (согласно [23, 109, 129-131, 140]). Приоритет отдавался тем материалам, в которых наиболее сильно проявляется резонансная рефракционная нелинейность и резонансная абсорбция.

#### 2.2 Система уравнений для описания резонансного взаимодействия света с тонким слоем активных центров

082

При формулировке основных уравнений, описывающих нелинейное взаимодействие монохроматического светового поля с приповерхностным слоем, будем придерживаться довольно распространенного в литературе приближения сверхтонкого слоя резонансных атомов, обоснованного и применявшегося, например, в работах [3 – 7]. Рассматриваемый граничный слой находится на планарной поверхности непоглощающей среды, разделяя линейные среды с различием диэлектрической проницаемости. Толщина слоя l значительно меньше длины волны внешнего поля:  $l << \lambda = 2\pi c/\omega$ ; среда слоя способна поляризоваться под действием поля и характеризуется резонансной поляризацией. Предполагается также, что реакция среды слоя, представляемой ансамблем двухуровневых активных центров, на световое поле соответствует дипольному взаимодействию.

Применение модели сверхтонкого слоя значительно облегчает решение динамических задач взаимодействия поля с резонансной средой. Описание полей, однородных по толщине сверхтонкого слоя, производится более простыми алгебраическими выражениями. В этом предположении чаще ограничиваются рассмотрением действия ТЕ-волны в среде планарного слоя толщины l [5, 7]. Вызывающая реакцию слоя плоская внешняя волна характеризуется напряженностью светового поля  $E_i(t)$  и несущей частотой  $\omega$ . Основное внимание далее уделено анализу динамики энергообмена при взаимодействии резонансного поля с поляризуемыми частицами, образующими среду слоя. Поэтому целесообразно ограничиться рассмотрением случая нормального падения излучения на поверхность слоя.

## 2.2.1. Соотношения для поля и квантовомеханические материальные уравнения

Из граничных электродинамических условий для полей, следуя [3, 7, 11], можно получить соотношения между напряженностями внешнего ( $E_i$ ), прошедшего (E) и отраженного электрического поля ( $E_r$ ) и резонансной поляризованностью P:

$$E = \frac{2}{\eta + 1} E_i + \frac{l}{\varepsilon_0(\eta + 1)c} \frac{dP}{dt}, \quad E_r = -\frac{\eta - 1}{\eta + 1} E_i + \frac{l}{\varepsilon_0(\eta + 1)c} \frac{dP}{dt}, \quad (2.1)$$

где C – скорость света,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная,  $\eta$  – относительный нерезонансный показатель преломления, l – толщина приповерхностного слоя)

382

В соотношениях (2.1) видно, что отклик двухуровневой среды на действие падающего поля проявляется в обеих составляющих: в выражении связи напряженностей и отраженной, и прошедшей волны содержатся дополнительные к френелевым динамические резонансные компоненты, прямо пропорциональные скорости поверхностной поляризации среды (току поляризации, нелинейно зависящему от поля). Расстояние между активными центрами в ансамбле, образующем граничный слой, допускается достаточно большим во избежание перекрытия их электронных орбиталей – при этом условии применительно к квантоворазмерной структуре можно производить традиционное описание взаимодействия излучения с элементарными диполями [44].

Дополняя условия связи полей (2.1) материальными уравнениями, получают самосогласованную систему уравнений, в которой поле волны, действующей в слое, зависит от резонансных свойств активных центров, и, в свою очередь, определяет динамику их состояний в условиях одноквантового резонанса. Переменные резонансного отклика удобно представлять величинами вероятностного характера, отнесенными к одному активному центру [45].

При этом резонансную поляризованность можно представить формулой

 $P(t)=\mu N\rho(t)$ ,

где μ – среднее значение модуля дипольного момента, *N* – концентрация активных центров в единице объема, ρ – вероятностная переменная амплитуды поляризованности. Модуль переменной ρ с учетом ее вероятностной специфики способен изменяться в пределах [0, 1].

В наиболее общем случае рассматриваемого в дальнейшем взаимодействия поля со средой поляризуемого слоя учитывается конечность времен  $T_1$  и  $T_2$  соответственно продольной и поперечной релаксации отклика среды слоя. В процессе продольной релаксации происходит спонтанный распад возбужденного состояния (обращение разности населенностей уровней основного перехода). В течение времени поперечной (ее также именуют необратимой фазовой) релаксации за счет теплового движения и взаимодействия диполей с ионами матрицы в условиях «отключения» действующего поля происходит разброс (расфазировка) диполей, то есть, исчезает наведенная полем резонансная поляризация.

Уравнения материального отклика формулируются на основе квантовомеханической матрицы плотности и записываются в следующем виде (например, в [85] или [142]):

$$\frac{d^2\rho}{dt^2} + \frac{2}{T_2}\frac{d\rho}{dt} + \omega_0^2 \rho = \frac{2\mu}{\hbar}\omega_0 nE',$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_1}(n - n_0) = -\frac{2\mu}{\hbar\omega_0} \operatorname{Re}\left(\frac{d\rho^*}{dt}E'\right),$$

(2.2) HOBO где n(t) – действительная переменная вероятной разности населенностей уровней основного перехода, способная изменяться в пределах [-1, 1] (отрицательная величина n(t) определяет инверсию);

n<sub>0</sub> – начальная величина разности населенностей;

ω<sub>0</sub> – среднее значение собственной частоты элементарного диполя.

В представлении (2.2) поляризационный отклик среды имеет характер осцилляций; так как вероятная разность населенностей зависит от напряженности поля, индуцированные свойства отклика нелинейно определяются действующим на атомы полем напряженности Е'. Уравнением для разности населенности описывается баланс энергии, поступающей в среду и накапливаемой (поглощаемой) внутри нее (р\* – комплексно сопряженная по отношению к р величина). Величиной 1/T<sub>2</sub> определяется ширина спектральной линии, обычно называемой однородной (чувствительность поляризационного осциллятора). При анализе переходных процессов важно то, что в рассматриваемой системе учитывается конечность времени установления поляризационного отклика – вынужденными или спонтанными (релаксационными) процессами в схеме энергетического баланса определяется число диполей, ориентированных в направлении действующего поля, и излученных ими квантов.

Величина напряженности излученного поля и его интенсивности в рамках принятого подхода оценивается классически, на основе электродинамических соотношений (2.1). Отметим далее, что в рассматриваемых далее плотных резонансных средах напряженность поля Е', учитываемая в уравнениях (2.2), отлична от напряженности прошедшего поля, фигурирующей в уравнениях (2.1). Это обусловлено отличием значения напряженности поля, макроскопически усредненного, от локального ее значения в местах нахождения резонансных атомов. Влияние локального поля дипольных атомов на положение центра и форму контура линии резонансного поглощения надежно подтверждено данными спектроскопических измерений [68, 69]. Как известно, для объемной среды при расположении атомов в узлах кубической решетки, а также при совершенно беспорядочном их расположении (газообразный диэлектрик) действующее поле с учетом локальной (лорентцовой) добавки, в приближении среднего поля прямо пропорциональной объемной поляризованности  $P_s$ , представимо выражением  $E' = E + P_s/3\varepsilon_0$  [41]. В указанном представлении Е' приведенная локальная добавка применялась для оценки величины поля в слоях субмикронной [42, 43] и нанометрической толщины [70]. Однако считают, что при анализе динамики энергообмена между средой и полем можно пренебречь относительно статичным нерезонансным вкладом в локальное поле [73, 74].

Тогда с учетом лорентцовой добавки, обусловленной динамикой влияния ближних полей диполей, величину напряженности локального поля представляют в форме:

$$E' = E + \mu N \rho / 3\epsilon_0$$
.

Именно этой величиной определяется эффективное поле, действующее на резонирующие атомы и определяющее динамику переменных  $\rho(t)$  и n(t). Отметим, что в отличие от (2.1), где включены именно составляющие скорости поверхностной поляризации, величина локальной лорентцовой добавки определяется объемной поляризацией.

Объединим соотношения (2.1) и уравнения (2.2) с учетом дипольдипольного взаимодействия в приближении среднего поля; далее снова рассуждая аналогично [142], получаем для расчета резонансной динамики отражения следующую систему:

$$E = t_{0}E_{i} + \frac{2\mu Nl}{\varepsilon_{0}c}t_{0}\frac{d\rho}{dt}, \quad E_{r} = -r_{0}E_{i} + \frac{2\mu Nl}{\varepsilon_{0}c}t_{0}\frac{d\rho}{dt},$$
$$\frac{d^{2}\rho}{dt^{2}} + \frac{2}{T_{2}}\frac{d\rho}{dt} + \left(\omega_{0} - \frac{2\mu^{2}N}{3\hbar\varepsilon_{0}}n\right)\omega_{0}\rho = \frac{2\mu}{\hbar}\omega_{0}nE, \quad (2.3)$$
$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_{1}}(n - n_{0}) = -\frac{2\mu}{\hbar\omega_{0}}\operatorname{Re}\left[\frac{d\rho^{*}}{dt}\left(E + \frac{\mu N}{3\varepsilon_{0}}\rho\right)\right],$$

где t<sub>0</sub> и r<sub>0</sub> – амплитудные коэффициенты пропускания и отражения слоя, определяемые формулами Френеля при нормальном падении.

Система уравнений (2.3) может быть использована для численного моделирования импульсного взаимодействия светового поля с тонким слоем, если длительность импульса составляет от нескольких единиц до не-
скольких десятков периодов колебаний поля в электромагнитной волне [145–147]. Тогда имеется возможность учесть осцилляторный характер отклика среды и выявить особенности сверхбыстрого взаимодействия вещества оптических диэлектриков и полупроводников со световым полем.

Для описания более длительных импульсов (сотни и более периодов вых колебаний) применимо приближение вращающейся волитости и вероятность поляризованности предетова ких волн с неочной световых колебаний) применимо приближение вращающейся волны [2]. Поле и вероятность поляризованности представляются в виде квазигармонических волн с несущей частотой ω, близкой к ω<sub>0</sub>, и относительно медленными (слабо изменяющимися за период светового колебания) комплексными амплитудами E(t) и  $i\rho(t)$ , то есть

$$E(t) = E(t)exp(i\omega t),$$
  

$$\rho(t) = i\rho(t)exp(i\omega t),$$

(см., например, [45] или, в общем случае, - [142]). Материальные квантовомеханические уравнения движения в этом случае могут быть сведены к так называемым оптическим уравнениям Блоха [45] для квазистационарной амплитуды поляризованности  $\rho(t)$  и переменной разности населенности n(t), для которой динамика релаксации определяется «медленными» амплитудами поля и поляризации (их огибающими). Выводы квазистационарных аналогов (2.2) для случая плотных резонансных сред с учетом типичного для этих сред диполь-дипольного взаимодействия, достаточно обоснованы в литературе. Поэтому используемую далее для анализа реакции на поле приповерхностного слоя модифицированную систему уравнений Максвелла – Блоха сразу запишем в виде:

$$E = t_0 E_i - \frac{2\mu N l\omega}{\varepsilon_0 c} t_0 \rho, \quad E_r = -r_0 E_i - \frac{2\mu N l\omega}{\varepsilon_0 c} t_0 \rho,$$
  

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{T_2} \rho + i \left(\omega_0 - \omega\right) \rho = \frac{\mu}{\hbar} n \left(E + i \frac{\mu N}{3\varepsilon_0} \rho\right), \quad (2.4)$$
  

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_1} \left(n - n_0\right) = -\frac{\mu}{2\hbar} \left(\rho^* E + \rho E^*\right).$$

3 Tek Potthibi Рассматриваемая система, как и исходная система (2.3), неавтономна – решения для материальных составляющих и амплитуд напряженности отраженного и действующего на атомы поля существенно зависят от функциональной зависимости напряженности приложенного поля  $E_i(t)$ . При учете поправки к локальному полю уравнение для амплитуды поляризации в системе (2.4) содержит составляющую, которая описывает отстройку резонансной частоты, пропорциональную разности населенностей. Смещение, возникающее дополнительно к линейному сдвигу  $\omega - \omega_0$ , возможному при начальной отстройке несущей частоты и центра резонанса, в силу зависимости разности населенностей от интенсивности действующего поля нелинейно. Уменьшение *n* по мере квазинепрерывного увеличения мощности входного сигнала (насыщение резонансного поглощения) должно сопровождаться дрейфом резонансной частоты в направлении меньших частот. Указанный длинноволновый сдвиг резонанса действительно наблюдался и измерен, например, авторами работы [68].

382

Пользуясь обобщенной двухуровневой схемой [135], в рамках системы (2.4) относительно просто можно учесть вклад в резонансную поляризацию излучения переходов, соседних с резонансным. В качестве важной характеристики поляризующего воздействия поля, соответствующего квазирезонансным переходам, используется величина дефекта поляризуемости  $\Delta \alpha$  – различия поляризуемостей активных атомов на уровнях основного перехода (этой величиной определяется фазовое смещение, обусловленное нелинейной рефракцией). Для учета последнего вместо амплитуды поляризованности  $P(t) = i\mu N\rho(t)$  будем использовать, подобно [135, 136], ее уточненную в рамках обобщенной двухуровневой схемы величину, в которой выделена квазирезонансная составляющая:

$$P(t) = N \left[ i\mu\rho + 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0 \left( n - n_0 \right) E' \right]. \qquad (2.5)$$

С влиянием переходов, соседних с резонансным, связана возможность квадратичного эффекта Штарка [135, 144]: штарковское смещение резонансных уровней в рамках обобщенной двухуровневой схемы описывается в поляризационном уравнении оптической системы Блоха как один из нелинейных компонентов фазовой отстройки – в виде добавки, прямо пропорциональной  $\Delta \alpha \cdot E^* E/2$ .

#### 2.2.3 Полная система квазистационарных уравнений

С учетом штарковского эффекта и представления (2.5) квазистационарной амплитуды поляризации динамику резонансного отражения излучения тонким слоем плотной среды при нормальном падении светового поля можно анализировать на основе следующей системы кинетических уравнений:

$$E_{r} = -r_{0}E_{i} - \frac{Nl\omega}{(\eta+1)c} \left[ \frac{\mu}{\varepsilon_{0}} \rho - i 2\pi\Delta\alpha \left(n - n_{0}\right) E \right], \quad E = E_{i} + E_{r},$$

$$\frac{d\rho}{dt} + \left[ 1 + i \left(\Delta\omega + \gamma_{0}n + \pi \frac{\Delta\alpha}{\hbar} T_{2}\varepsilon_{0} |E|^{2}\right) \right] \frac{\rho}{T_{2}} = \frac{\mu}{\hbar} nE,$$

$$\frac{dn}{dt} + \frac{1}{T_{1}} \left(n - n_{0}\right) = -\frac{\mu}{2\hbar} \left(\rho^{*}E + \rho E^{*}\right), \quad \Delta\omega = \left(\omega - \omega_{0}\right) T_{2}, \quad r_{0} = \frac{\eta - 1}{\eta + 1},$$

$$(2.6)$$

где  $\Delta \omega = (\omega - \omega_0)T_2$  – нормированная по однородной ширине спектральной линии (1/  $T_2$ ) отстройка частоты поля от резонанса (линейная отстройка частоты);

 $\gamma_0 = \mu^2 N T_2 / 3 \epsilon_0 \hbar$  – нормировочный коэффициент в компоненте, учитывающем нелинейную отстройку частоты из-за смещения резонанса поглощения в результате влияния ближних полей диполей.

Материальные уравнения для резонансного отклика в системе (2.6) с учетом квазирезонансных компонентов поляризации, приведенных в (2.5), в монографии [135] были записаны и получены в предположении, что уровни основного (резонансного) перехода являются низшими уровнями системы и что вероятности переходов с обоих уровней на уровень ј (в данном случае единственный) существенно меньше вероятностей распада состояния ј с переходом в состояния 1 и 2 основного перехода. В системе возможна накачка, в результате которой система переходит в состояния с большей энергией, тогда вместо величины  $n_0$  используют параметр скорости накачки.

Уравнениями (2.6) в плосковолновом одночастотном приближении описывается кинетика лазерного поля в тонком поверхностном слое с учетом поляризации, обусловленной квазирезонансными переходами. Мнимое слагаемое, которое содержится в правой части уравнения для отраженного поля E(t) в системе (2.6), описывает эффект автомодуляционного смещения фазы поля в среде, возникающий при перераспределении частиц по уровням с различной поляризуемостью под действием резонансного поля (в литературе его называют спектральным уширением поля [128, 130–132]). Фазовым компонентом, прямо пропорциональным мощности поля –  $\Delta \alpha |E(t)|^2/\hbar$ , в уравнении для поляризации аналогично [135] описывается частотное смещение резонанса поляризации. Это смещение обусловлено штарковским сдвигом частоты, соответствующей переходу; при увеличении мощности добавка, обусловленная действием локальных полей, может

компенсироваться штарковским смещением. Также отметим, что динамический эффект, проявляющийся во взаимном смещении частоты поля и поляризации, зависит от величины суммарного фазового сдвига их при взаимодействии среды и поля. Акцентируем и то, что динамика изменения обеих составляющих, определяющих нелинейное уширение поля в условиях квазирезонансной поляризации, различна; параметр же  $\Delta \alpha$  для них общий; поэтому в стационарном режиме эти составляющие могут взаимно компенсировать друг друга при условии  $T_2/2T_1 \approx 1$ .

1083

Материальные уравнения (2.2), формулируемые с использованием квантовомеханической двухуровневой матрицы плотности, и их квазистационарные аналоги, получаемые с учетом квазирезонансных компонентов, в основном, формулировались для люминесцентных кристаллов и активированных стекол. Несмотря на определенное различие физических механизмов активного поглощения резонансного излучения в этих средах и полупроводниках, оптические уравнения Блоха эффективно используются для описания динамики или усиления светового поля в материалахполупроводниках [47]. Отметим, что указанные представления применялись также для рассмотрения взаимодействия света с используемыми в оптике полупроводниковыми квантоворазмерными структурами [49, 50], в том числе при объяснении когерентных эффектов в экситонной спектральной области [51, 52]. Поэтому использование в настоящей работе обобщенной двухуровневой схемы и сформулированных на ее основе уравнений системы (2.6) для расчетно-теоретического анализа динамики отражения света тонкими слоями плотных резонансных сред представляется правомерным. В членах, прямо пропорциональных поляризации среды, в соотношениях для поля учитывается отклик нелинейного материала, связанный со сверхизлучением тонкой пленки [46] – эффектом, возможным при когерентном взаимодействии, когда населенности уровней испытывают нутационные колебания. Было показано, что сверхизлучение может обусловить бистабильность даже в случае единственного поляризуемого граничного слоя [5, 8, 10, 11]. Взаимодействие двухуровневых дипольных центров друг с другом в плотной резонансной среде опосредовано излучаемым ими полем и их собственными электрическими полями. Нелинейные эффекты в такой среде существенно усиливаются, и условия проявления бистабильности соответственно изменяются. Это обусловлено тем, что влияние собственных полей и поглощения (излучения) на квазирезонансные переходы может нарушить когерентность взаимодействия. Колебания в фазовом соотношении поля и материала пленки индуцируют девиации амплитуды, то есть являются причиной модуляции отраженного (прошедшего) излучения. Уравнения (2.6) образуют полную систему, пригодную для описания нелинейной динамики рассматриваемых оптических систем в принятых приближениях.

кой поляризации среды и однородного поля, которая инициирована диполь-дипольным взаимодействием в условиях квазирезонансной поляризации, и ее следствия можно адекватно описать в рамках динамической модели (2.6).

Оценим далее значения параметров (2.3) и (2.6). Значимость одного из основных фазовых эффектов – влияния ближних полей дипольных центров – обычно определяется величиной коэффициента в выражении для сдвига, которое возникает в уравнении для  $\rho$  в (2.6) при учете лорентцовой поправки:

$$\gamma_0 = \frac{\mu^2 N}{3\varepsilon_0 \hbar} T_2. \qquad (2.7)$$

Коэффициент у<sub>0</sub> нормирован по полуширине резонансной спектральной линии  $1/T_2$ , поэтому безразмерен. Связанное с ним нелинейное смещение может быть сравнимым с шириной этого частотного диапазона. Кроме того, ограничения на величину (2.7) накладываются уже упоминавшимся требованием к плотности активных центров: она должна быть такова, чтобы не происходило перекрытия электронных орбиталей (это условие применимости уравнений (2.3) или (2.6)). В оценочных расчетах возможные значения  $\gamma_0$  обычно не превышают величины в несколько единиц [35, 41– 43], именно по таким величинам этого коэффициента идентифицируют *плотную резонансную среду*. Значения  $\gamma_0$ , меньшие или достигающие единицы, могут иметь место, например, для газов или конденсированных атомарных сред, в которых в качестве активных центров предполагаются ионы редкоземельных элементов, находящиеся в кристаллическом окружении, в волноводной планарной структуре или стекле. Примерные величины плотности активных центров и дипольных моментов при этом соответствуют значениям:  $N \sim 10^{25} \dots 10^{26} \text{ м}^{-3}$ ,  $\mu \sim (0, 1 \dots 0, 5) \ 10^{-29} \text{ Кл} \cdot \text{м}$ .

Важным параметром является постоянно используемый далее в расчетах коэффициент к (в литературе, где рассматривалась реакция тонких

активных пленок на поглощение, распространено его наименование как параметра нелинейности [16, 17, 66], в этом аспекте его можно обоснованно представлять параметром нелинейности резонансного поглощения). Свяжем далее этот материальный параметр с коэффициентами, используе-(2.8) мыми в системе (2.6). Временной параметр, обычно применяемый для характеристики вынужденного излучения в когерентных процессах [149] и называемый временем сверхизлучения, определяется по формуле:

$$\tau_R = \frac{\varepsilon_0 \hbar c(\eta + 1)}{\mu^2 N l \omega_0}.$$

При плотности активных центров  $N \sim 10^{21} \dots 10^{22} \text{ м}^{-3}$  и для величин µ, присущих экситонным средам  $\tau_R$  по величине может быть сравнимым или даже меньшим времени релаксации Т<sub>2</sub>. Оценочная величина параметра нелинейности резонансного поглощения, обозначаемого как  $\kappa = T_2/\tau_R$ , заключена в пределах от 0,5 до нескольких единиц. Судя по определению величины τ<sub>R</sub> и вытекающего из него выражения для значений к, этот параметр можно представлять как показатель ненасыщенного поглощения на резонансной частоте поглощения  $\omega_0$ . Изменение к для структуры заданного элементного состава может определяться толщиной пленки l (которая удовлетворяет условию сверхтонкого слоя) и концентрацией активных центров *N*. Параметр нелинейности резонансного поглощения к является ключевым в том отношении, что его увеличение ведет к бистабильности, а при его нарастании, обусловленном изменением концентрации N. Возрастает и величина нормирующего коэффициента у0 из (2.7) в нелинейном сдвиге частоты резонанса, возникающем при учете ближних полей диполей. Варьируя в расчетах коэффициент у<sub>0</sub>, можно сдвигать границы существования бистабильности на шкале изменения к, а также на шкале уровня возбуждения пленки, определяемого амплитудой  $E_i(t)$ . Оказывается удобным в дальнейших расчетах связать параметры (2.7) и (2.8), замечая, что

$$\gamma_0 = \gamma \kappa = \gamma \frac{\mu^2 N l \omega_0 T_2}{\varepsilon_0 \hbar c (\eta + 1)}, \qquad (2.9)$$

 $\gamma = \frac{1+\eta}{6\pi l} \lambda$  (здесь  $\lambda$  – длина волны внешнего поля). Для частот, соответствитет

Для частот, соответствующих экситонному диапазону и субмикронным (то есть, меньшим 10<sup>-7</sup> м) толщинам пленок, можно выбирать величины у в пределах примерно 1.5 ... 4.0. Отметим далее, что как параметр нелинейности поглощения нередко также рассматривается нормирующая уровень плотности энергии излучения характеристическая величина  $\mu^2 T_1 T_2 / \hbar^2$  [135, 142, 166], обратная квадрату напряженности поля, при которой на резонансной частоте начинает вполне ощутимо сказываться насыщение поглощения (при значении  $E_{\text{нас.}} = \hbar/\mu (T_1 T_2)^{1/2}$  поглощение в центре линии снижается вдвое). Величину  $\sigma = \mu^2 T_1 T_2 / \hbar^2$  нередко называют *сечением вынужденного перехода на частоте резонанса*.

OBO

Проделанную выше оценку масштаба параметров и явлений необходимо также дополнить приблизительной оценкой мощности действующего на тонкий слой светового поля. Величина квадрата напряженности поля в световых монохроматических сигналах, приводящей к насыщению поглорезонансной частоте, примерно значением шения на оценивается  $\hbar^2/\mu^2 T_1 T_2$  [142]. Соответственно приблизительные значения насыщающей интенсивности для этих сред могут иметь порядок не менее 10<sup>3</sup> Bт/см<sup>2</sup>. В средах, в которых в качестве активных центров предполагаются ионы редкоземельных элементов, находящиеся в кристаллическом окружении эта величина может быть на порядок меньшей. Средняя пиковая интенсивность импульсов в релаксационных сериях, развиваемая в лазерном излучении на частотах в экситонном диапазоне, может приблизительно соответствовать уровню ~  $10^4 \dots 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> [165], что примерно на 1 – 2 порядка выше мощности насыщения поглощения в рассматриваемых средах. В пиковой мощности одиночных импульсов это превышение может достигать 5-6 порядков.

## 2.3 Эффект расшепления отраженных импульсов

В рамках динамической модели (2.3) можно детально, без усреднения, учитывать особенности реакции поверхностного слоя на излучение, обусловленные нелинейным осцилляторным откликом среды. Последний описывается на основе более точной схемы (2.2), чем чаще используемая в расчетных оценках квазистационарная модель отклика, подобная (2.4). В схеме расчета (2.3) используются материальные уравнения квантовомеханической матрицы плотности для поляризованности и разности населенностей. В соответствии с этой моделью ансамбль активных центров, образующий приповерхностный слой, следует рассматривать как особый нелинейный осциллятор.

В наиболее часто анализируемых ситуациях, когда не учитываются ближние поля диполей, у поляризационного осциллятора только коэффициент связи с внешним полем зависит от разности населенностей. Особенность нелинейности осциллятора при учете диполь-дипольного взаимодей-

ствия в том, что резонансная частота и ширина резонансной линии поглощения также определяются разностью населенностей, то есть зависят от интенсивности возбуждающего излучения.

В настоящем разделе в рамках такой модели взаимодействия в режиме импульсного воздействия светового поля анализируется влияние обусловленного диполь-дипольным взаимодействием спектрального сдвига линии поглощения на коэффициент отражения излучения приповерхностным слоем плотной резонансной среды.

1080

В литературе, вообще, отмечается интерес к задачам отражения импульсов поверхностью с нелинейными свойствами отклика [145, 155, 156]. Рассматриваемый и учитываемый в схеме расчета дрейф собственной частоты активных центров под влиянием ближних полей элементарных диполей достаточно типичен для плотных резонансных сред. Активно изучаемые в оптике в настоящее время полупроводниковые структуры, рассматриваются именно в качестве таких материалов [199-201, 203, 206, 213], что связано с формированием в них экситонных энергетических зон (по оценке, приведенной в [168], дипольный момент экситонных частиц может достигать (1...3)·10<sup>-28</sup> Кл·м).

Оригинальная часть приведенного далее исследования состоит в постановке и решении задачи об отражении фемтосекундных лазерных импульсов тонкими планарными слоями плотных резонансных сред, реализованном с использованием указанной модели поляризационного осциллятора. Результаты исследования, произведенного на основе самой общей из указанных в прежнем разделе схем моделирования (2.3) призваны показать нетривиальные следствия фазовой неустойчивости, порождаемой смещением центра резонансной линии, возникающей вследствие динамического диполь-дипольного взаимодействия элементарных квантовых излучателей.

Теоретический анализ существенно нестационарного процесса резонансного отражения по причине особой нелинейности отклика среды приповерхностного слоя представляет значительную сложность. Поэтому для оценки характера и степени деформации отраженного импульса в работе использован метод компьютерного моделирования.

#### 2.3.1 Расчетная модель

3stektle Рассматривается планарный резонансный слой с толщиной *l*, значительно меньшей длины волны света  $\lambda = 2\pi c/\omega$ , который находится на границе раздела двух линейных оптических сред. Для определенности обычно ограничиваются подробным рассмотрением лишь ТЕ-волн; здесь мы применяем одночастотное плосковолновое приближение. Световое поле зондирующего светового импульса имеет несущую частоту  $\omega$ , близкую к  $\omega_0$ , и определенный профиль амплитуды (огибающей), соответствующий короткому оптическому импульсу. Недавно в подобном одночастотном приближении были решены довольно различные задачи взаимодействия импульсов с активным веществом [147, 156].

1083

При анализе соотношений (2.1), полученных для полей с учетом резонансной поляризации в приповерхностном слое, видим, что сверхизлучательный компонент, дополнительный к френелеву коэффициенту преломления (отражения), имеет существенное значение. Его величина зависит от скорости резонансной поверхностной поляризации (этот вывод получен с учетом того, что макроскопическая объемная резонансная поляризация среды связана с плотностью вероятности ρ соотношением  $P(t) = \mu N \rho(t)$ ). Условия связи полей (как соотношения для поля) в схеме расчета должны быть дополнены уравнениями квантовомеханической матрицы плотности для вероятностных переменных поляризованности р и разности населенностей *n* уровней, соответствующих резонансному переходу.

В системе материальных уравнений (2.2) описание вероятности резонансной поляризованности  $\rho$  производится на основе модели высокочастотного нелинейного осциллятора, сила которого зависит от разности населенностей п. В материальных уравнениях должны содержаться компоненты, посредством которых в действующей величине светового поля учитываются ближние поля диполей. В рассматриваемой далее ситуации учитывается конечность времени фазовой релаксации Т<sub>2</sub>; при этом время Т<sub>1</sub> релаксации населенности значительно больше Т<sub>2</sub>.

С учетом сделанных предположений система уравнений (2.3), используемых при моделировании отражения импульсного поля, может быть BE записана в виде:

$$\frac{d^{2}\rho}{d\tau^{2}} + \frac{2}{\tau_{2}}\frac{d\rho}{d\tau} + \rho = -2n(e + \gamma_{0}'\rho),$$

$$\frac{dn}{d\tau} = -2\frac{d\rho}{d\tau}(e + \gamma_{0}'\rho),$$

$$e(\tau) = e_{i} + \frac{\kappa}{\tau_{2}}\frac{d\rho}{d\tau},$$
(2.10)

где  $e = \frac{\mu}{\hbar\omega_0} E(\tau)$ ,  $e_i = \frac{\mu}{\hbar\omega_0} t_0 E_i(\tau)$  – нормированные переменные.

При этом в (2.10) коэффициент в лорентцовой поправке для локального поля представлялось удобным нормировать таким образом:

$$\gamma_0 = \mu^2 N / 3\epsilon_0 \hbar \omega_0$$

 $\gamma_0' = \mu^2 N / 3\epsilon_0 \hbar \omega_0.$ В системе (2.10) время и параметр фазовой релаксации –  $\tau = \omega_0 t$ ,  $\mu_0 T_2$  нормированы. Также в систему входит к (величина показотся) сной нелинейности или показотся:  $\tau_2 = \omega_0 T_2$  нормированы. Также в систему входит к (величина показателя резонансной нелинейности или показателя ненасыщенного поглощения). В случае резонансного взаимодействия учитывается, что несущая частота импульса близка к  $\omega_0$  (в пределах ширины резонанса, оцениваемой на шкале частот величиной  $2/T_2$ ). Если учитывать поправку к локальному полю, то в осцилляторном уравнении для поляризованности в системе (2.10) следует ввести составляющую, которая описывает смещение резонансной частоты, прямо пропорциональное разности населенностей. Уменьшение *n* по мере квазинепрерывного увеличения мощности входного сигнала (насыщение резонансного поглощения) должно сопровождаться дрейфом резонансной частоты в направлении малых длин волн.

При выборе параметров моделирования, которые использованы при определении коэффициентов, содержащихся в системе (2.10), приняты во внимание оценки, сделанные для квантоворазмерных полупроводниковых структур на основе InGaAs/GaAs или GaInNAsSb.

#### 2.3.2 Результаты численного эксперимента

В рамках численного решения разностного уравнения – аналога системы (2.10) – моделировалась реакция тонкого слоя на внешний сигнал, описываемый зависимостью  $e_i(\tau) = e'_i(\tau) \exp(i\Omega\tau)$ , модулированный с несущей нормированной частотой  $\Omega = 1 + \Delta$ , где  $\Delta = (\omega_0 - \omega)/\omega_0$ .

Его амплитуда задавалась в виде гиперболического секанса:

 $e'_{i}(\tau) = (2e_0/\Delta\tau) / (exp(\tau/\Delta\tau) + exp(-\tau/\Delta\tau)),$ 

то есть сигнал представлял оптический импульс фемтосекундной длительности, определяемой значением  $\Delta \tau$ .

В рамках принятого здесь одночастотного приближения рассматривалась единственная несущая частота – отметим, что такое представление импульса использовалось также в работах [139, 146]. Изменяя величину  $\Delta$ , можно было варьировать величину отстройки несущей частоты от резонансной.

Естественно было считать, что в отсутствие зондирующего внешнего поля ансамбль активных центров слоя (в начальный момент времени) находится в основном состоянии, то есть n ( $\tau = 0$ ) = 1,0; и резонансная поляризуемость отсутствует –  $\rho(\tau = 0) = 0$ , при этом равна нулю и скорость поляризации. С учетом этих условий решалась известная задача Коши – при решении разностных уравнений (разностного аналога системы (2.10)) непосредственно определялась зависимость  $\rho(\tau)$ , а также функция  $e(\tau)$ . Напряженность отраженного поля  $e_r(\tau)$  выражалась на основе полученной зависимости с учетом соотношений (2.1).

1088

В Приложении А приведен программый код реализации алгоритма, позволяющего выполнить компьютерное моделирование эффекта расщепления сверхкороткого оптического импульса при варьировании значений параметров e<sub>0</sub>/Δτ, γ<sub>0</sub>′ и Δ.

Результаты расчета нормированной плотности энергии  $e_r^2(t)$  иллюстрированы на рисунках 2.1 и 2.2, где время указано на временной шкале в пикосекундах. В результате многократно повторенных расчетов по алгоритмам, аналогичным приведенным на фрагментах программного кода, реализующего расчет формы импульсов, отраженных приповерхностным нелинейным слоем на шкалах зависимости нормированной напряженности поля и нормированной интенсивности от времени, получены зависимости, отражающие динамику резонансного отражения, подобные тем, которые представлены на рисунках 2.1 и 2.2. Фазовый эффект при этом мог не учитываться (тогда принималось, что  $\gamma = 0$ ). В сущности, реализован численный эксперимент по изучению трансформации импульса, взаимодействующего с веществом приповерхностного слоя. При этом на рисунке 2.1 изображена эволюция нормированной напряженности поля, а на рисунке 2.2 – зависимость нормированной интенсивности от времени. На рисунках 2.1, а и 2.2, а приводится форма зондирующего импульса (его амплитуда в случаях расчета его трансформации, изображенной на остальных фрагментах рисунков может быть различной).

На рисунке 2.1 фрагменты  $\delta$ - $\partial$  иллюстрируют наиболее контрастные зависимости нормированной напряженности поля отраженного импульса с амплитудой огибающей входного импульса равной  $e_0/\Delta \tau = 0.25$ , позволяющие представить эффект расщепления сверхкороткого оптического импульса.



 $\gamma_0' = 0, \Delta = 0 \ (\partial); \ \gamma_0' = 0.3, \Delta = 0.05 \ (6-c, e-3); \ T_1 = 1, 0 \cdot 10^{-9} \text{c}; \ T_2 = 5, 0 \cdot 10^{-13} \text{c}; \ \lambda = 1, 3 \cdot 10^{-6} \text{M}$ 

Рисунок 2.1 – Изменение формы импульсов, отраженных приповерхностным нелинейным слоем, на шкале напряженности отраженного поля

Для оптимальной визуализации эффекта на рисунке 2.1, при учете значений параметров  $T_1 = 1,0.10^{-9}$ с;  $T_2 = 5,0.10^{-13}$ с;  $\lambda = 1,3.10^{-6}$ м, для иллюстрирования были выбраны следующие сочетания значений характерных параметров  $e_0/\Delta \tau$ ,  $\gamma_0'$  и  $\Delta$ :

 $-\kappa = 1,1;$ , фрагмент  $e - \kappa = 1,5;$ фрагмент  $\mathcal{H} = 0,2;$ фрагмент  $\mathcal{H} = 0,27;$  фрагмент  $3 - e_0/\Delta \tau = 0,3;$ значения параметров  $\gamma_0' = 0; \Delta = 0;$ фрагменты  $\delta - e, e - 3 - \gamma_0' = 0^{-2} \cdot \Lambda$ представит для фрагментов  $\partial$ -з значение параметра  $\kappa = 1,4$ ; фрагмент  $\delta - \kappa = 1,1$ ;

для фрагментов *е* значение параметра  $e_0/\Delta \tau = 0,2;$ 

для фрагментов  $\partial$  значения параметров  $\gamma_0' = 0; \Delta = 0;$ 

На фрагменте а представлен входной импульс с амплитудой огибающей  $e_0/\Delta \tau = 0,25$ .

Анализ зависимостей позволяет сделать следующий вывод. В отсутствие фазового дрейфа ( $\gamma = 0$ ) деформация импульса выражена слабой модуляцией огибающих при любых характеристиках входного импульса или параметра нелинейности к (примеры – на рисунке 2.1, фрагмент ∂ или на рисунках 2.2, фрагменты  $\delta - \partial$ ) и может быть объяснена нутационным изменением населенности. Это изменение носит характер единичного переключения в пределах от 1 (основное состояние) до некоторого отрицательного значения (состояние неполной инверсии) и обратно – возврат в основное состояние.

На рисунке 2.2 фрагменты 6-д иллюстрируют наиболее контрастные зависимости нормированной интенсивности отраженного импульса с амплитудой огибающей входного импульса равной  $e_0/\Delta \tau = 0.5$ , позволяющие представить эффект расшепления сверхкороткого оптического импульса на шкале интенсивности от времени. Компьютерное моделирование эффекта расщепления импульса можно выполнить, используя программный код, приведенный в Приложении А, проведя сответствующую корректировку выводимых данных.

Для оптимальной визуализации эффекта на рисунке 2.2, при учете значений параметров  $\kappa = 1,7$ ;  $T_2 = 2,0.10^{-13}$ с,  $\lambda = 1,25.10^{-6}$ м,  $\eta = 3,6$ , были вылран л Д: браны следующие сочетания значений характерных параметров  $e_0/\Delta \tau$ ,  $\gamma_0'$ 



STICK

для фрагментов *a*, *б* значение параметра  $e_0/\Delta \tau = 0.5$ ;

 $e - e_0/\Delta \tau = 0.54$ ;  $e - e_0/\Delta \tau = 0.6$ ;  $\partial$ ,  $e - e_0/\Delta \tau = 0.66$ ;  $\mathcal{H} - e_0/\Delta \tau = 0.66$ 

$$0,7; \ 3 - e_0/\Delta \tau = 0,72; \ u - e_0/\Delta \tau = 0,75; \ \kappa - e_0/\Delta \tau = 0,8;$$

для фрагментов  $\delta - \partial$  значения параметров  $\gamma_0' = 0; \Delta = 0;$ 

бающей  $e_0/\Delta \tau = 0.5$ .

резильные входной импульс с амплитудой оги-согосо/ $\Delta \tau = 0,5$ . Результаты расчета, приведенные на фрагментах  $\delta - c$  или e - 3 рисун-и фрагментах  $e - \kappa$  рисунка 2.2, показывают качественное изместное гера трансформации отраженных сигис-а ( $\gamma_0 \ge 1.0$ ). Пос ка 2.1 и фрагментах  $e - \kappa$  рисунка 2.2, показывают качественное изменение характера трансформации отраженных сигналов при учете нелинейного дрейфа ( $\gamma_0 \ge 1.0$ ). Локальный минимум в центральной части импульса, проявляющийся в расчетах, иллюстрируемых на рисунках 2.1, д или 2.2, б-д, становится все более контрастным при нарастании пиковой интенсивности входного импульса (рисунки 2.1, e - 3 или 2.2,  $e - \kappa$ ). Отраженный импульс с увеличением e<sub>0</sub>/ $\Delta \tau$  практически раздваивается, причем деформация подобного рода асимметрична. Асимметрия (различие огибающих) обоих «всплесков» поля, образующих трансформированный импульс, меняется в зависимости от значений показателя нелинейности к (рисунок 2.1,  $\delta - \epsilon$ ).

Для функции I(t), огибающей распределение интенсивности импульсов субнаносекундной длительности. сходный по проявлению эффект трансформации импульса был предсказан в рамках расчета нестационарного пропускания тонкого активного слоя [76] на основе модифицированных с учетом представлений обобщенной двухуровневой схемы уравнений Максвелла-Блоха (системы, аналогичной (2.6), но учитывающей только квазирезонансную поляризацию). По мере увеличения мощности входного импульса степень асимметрии указанного распределения возрастает, контраст модуляции снижается.

В ходе анализа результатов, полученных при моделировании отражения импульса с учетом диполь-дипольного взаимодействия, выявлена возможность резкой трансформации сигнала. Следствием нелинейного фазового эффекта, обусловленного смещением резонансной частоты отклика материала пленки, является фактическое расщепление импульса (рисунок 2.2,  $e - \kappa$ ). В определенной области значений  $e_0 c$  увеличением входной пиковой мощности контраст картины раздвоения импульса повышается. Увеличивается также степень асимметрии выбросов интенсивности, образующих модулированный таким образом и первоначально симметричный импульс (рисунок 2.2,  $\mathcal{H} - u$ ). Одним из условий проявления такого качественного изменения формы импульса является наличие отстройки несущей частоты поля от резонансной ( $\omega < \omega_0$ ).

Общей причиной расщепления световых сигналов, отраженных тонким слоем плотной резонансной среды, в указанных условиях является нелинейная перестройка соотношения фазы светового поля и фазы резонансной поляризации. В ходе взаимодействия световое поле импульса настраивается по частоте на резонанс, показатель поглощения в центре линии максимален, и при высокой мощности входного поля характерным эффектом является насыщение поглощения. Перестройка фазы поляризованности следует за резонансной частотой, динамично смещающейся из-за влияния ближних полей диполей. Оба процесса характеризуются различными временами релаксации. Из-за динамических отклонений от условий резонансного поглощения во временном диапазоне, соответствующем пиковой части импульса, вместо насыщения поглощения и снижения показателя к возможно его резкое увеличение, вследствие чего импульс распадается на две части.

OBS

Качественно ход процесса расщепления можно объяснить, сравнивая стационарные нелинейные характеристики отражения  $r (e_0^2)$ . Формула (в действительном значении) для расчета эффективного амплитудного коэффициента отражения тонкого слоя плотной резонансной среды  $r = e_r/e_0$  подробно обоснованна и обсуждалась в работах автора, например [186, 197–201, 203, 206] и представляет собой выражение следующего вида:

$$r = r_0 + \frac{2\kappa n_s}{(\eta + 1)} \frac{1 + (1 + n_s) (\Delta + \gamma \kappa n_s)^2 + \kappa n_s}{[1 + (\Delta + \gamma \kappa n_s)^2 + \kappa n_s]^2 + \kappa^2 n_s^2 (\Delta + \gamma \kappa n_s)^2}, \quad (2.11)$$

где  $r_0$  – френелев коэффициент отражения, определяемый  $\eta$  – нерезонансным показателем преломления слоя.

Зависимость амплитудного коэффициента *r* от интенсивности приложенного поля, полученная в результате параметрического расчета (2.11) в разных частных условиях, иллюстрирована на рисунке 2.3.

Нарастание интенсивности на переднем фронте действующего импульса обусловливает рост эффективного коэффициента отражения (следует иметь в виду, что часть энергии импульса пропускается тонким слоем). При перестройке частоты имеет место скачкообразное увеличение коэффициента отражения, которое сменяется уменьшением коэффициента отражения. Далее неизбежное снижение интенсивности на заднем фронте действующего импульса может сопровождаться ростом эффективного коэффициента отражения, обусловленным гистерезисными явлениями. Такой «обратный» ход коэффициента отражения обусловливает кажущуюся компенсацию спада интенсивности отражаемого импульса. Поэтому на этапе, когда на пленку действует задний фронт импульса, в отраженном излучении может формироваться второй «всплеск», заметный на общей картине расщепления сигнала. Его дальнейшую деформацию снова определяет резкое бистабильное переключение в направлении снижения эффективного коэффициента отражения.



 $\gamma = 2.34; T_1 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ c}; T_2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ c}, \lambda = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ для фрагмента *а* значение параметра  $\Delta = -1,0$ ; для фрагмента  $\delta - \Delta = 0$ ; кривая 1 иллюстрирует решение (2.11) со значением параметра  $\kappa = 1.0$ ; кривая 2 – со значением  $\kappa = 1.4; 3$  – со значением  $\kappa = 1.6;$ 

# Рисунок 2.3 – Нелинейная зависимость амплитудного коэффициента отражения *r* тонкого слоя плотной резонансной среды от интенсивности излучения

Иными словами, деформацию огибающей импульса можно объяснить также из следующих соображений. На переднем и заднем фронтах действующего импульса оказывается возможным выполнение точного резонанса (вклад сверхизлучательных составляющих максимален) при том, что в начальном фазовом соотношении собственная частота диполя и частота излучения относительно смещены из-за влияния ближних полей. В пиковой части импульса дальнейщее развитие нутационного колебания населенности приводит к отклонению от резонанса – вместо просветления среда начинает поглощать. Относительное смещение резонансной частоты импульса  $\delta$  (рисунок 2.4, a' - c') рассчитывалось по изменению нормированной локальной добавки к фазе отклика в уравнении для резонансной поляризованности в системе (2.3) следующим соотношением:  $\delta = \gamma_0(n - n_0)$ . Очевидно, что временная структура величины  $\delta$  повторяет динамику нутационных колебаний разности населенностей.

1088

На рисунке 2.4 для оптимальной визуализации эффекта и сравнения с зависимостями интенсивности импульсов, при учете значений параметров  $e_0/\Delta \tau = 0.6$ ;  $\gamma_0' = 1.76$ ,  $\Delta = 0.05$ ;  $T_2 = 2.0 \cdot 10^{-13}$ с;  $\lambda = 1.25 \cdot 10^{-6}$ м,  $\eta = 3.6$ , были выбраны следующие значения параметра нелинейности резонансного поглощения:

на фрагментах *a*, *a'* значение параметра  $\kappa = 0.8$ ; *б*, *б'* –  $\kappa = 0.9$ ; *в*, *в'* –  $\kappa = 1.2$ ; *г*, *г'* –  $\kappa = 1.3$ .

В результате анализа итогов моделирования, иллюстрированных на рисунке 2.4, выявлено, что оптимальным условием достижения наиболее высоких контрастности и скважности импульсов, образовавшихся в результате расщепления, является превышение достижимыми при взаимодействии света с веществом пленки "пиковыми" значениями фазового сдвига δ величины начальной частотной отстройки Δ. Наиболее ясно эфра лное ус Спортиранный архивания Спортиранный архивания Спортиранный архивания Спортиранный архивания Спортиранный архивания фект расщепления импульса выражен именно на фрагментах в и г рисунка 2.4, при расчете которых данное условие выполнено.



Рисунок 2.4 – Форма отраженных импульсов (фрагменты *a – г*) и динамика фазового сдвига (фрагменты *a ' – г '*)

3rlektt

#### Основные результаты главы 2

В главе поставлены и подробно обоснованы задачи проводимых исследований, а также излагается используемый при этом подход к их изучению; сформулирована основная расчетно-теоретическая модель исследуемых явлений и обоснована ее оригинальность. Основой модели выступают уравнения Максвелла–Блоха для переменных входного, отраженного и действующего на атомы полей в тонком слое, а также уравнения для квантовомеханических вероятностных переменных поляризованности и разности заселенности уровней резонансного перехода. Уравнения содержат материальные компоненты с резонансной поляризованностью, которые позволяют применять концепцию приближения тонкого слоя резонансных атомов. Динамика этих компонентов выражает вклад сверхизлучения в амплитуду световой волны, отраженной или действующей на ансамбль активных центров (резонансных атомов или элементарных излучателей), образующих пленку.

1083

Показано, что применяемые представления обобщенной двухуровневой схемы взаимодействия позволяют в рамках предложенной модели относительно просто учесть вклад в резонансную поляризованность переходов, соседних с основным (резонансным). Таким образом, предложенная модель позволяет учесть одновременно три механизма фазового сдвига поля, действующего на атомы в пленке.

В качестве примера значимости диполь-дипольного взаимодействия как фактора фазового сдвига приведены результаты моделирования эффекта расщепления сверхкороткого оптического импульса. Моделирование проведено на основе расчета выражений для электродинамических условий на поверхности сверхтонкого слоя резонансных атомов совместно с квантовомеханической схемой двухуровневого отклика в виде осцилляторного уравнения для поляризации и уравнения для разности населенности уровней резонансного перехода. Расщепления сверхкороткого оптического импульса должно реализоваться в режиме когерентного взаимодействия света с веществом и возникает как следствие гистерезисного переключения эффективного коэффициента отражения, развивающегося в условиях нутационных колебаний разности населенностей и динамичной фазовой перестройки поля и поляризованности среды тонкого слоя. Решающим обстоятельством для расщепления импульса при резонансном отражении является наличие нелинейной частотной отстройки, обусловленной влиянием ближних дипольных взаимодействий на контур линии поглощения и обусловливающей амплитудно-фазовую связь. В результате расчетов показано, что бистабильность и гистерезисные изменения эффективного коэффициента отражения обусловливают резкую деформацию отраженно<text> уменьшения длительности (сжатия) особо коротких лазерных импульсов, а также в целях совершенствования приемов диагностики нелинейных свойств субмикронных и наноразмерных планарных слоев вещество

#### ГЛАВА 3

### **ДИНАМИКА РЕЗОНАНСНОГО ОТКЛИКА ПЛОТНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СРЕД**

1083

В настоящей главе поставлена задача изучения эволюции баланса излучения и энергии структуры активных центров, образующих тонкий слой резонансных атомов, при условии, что характерная длительность оптических сигналов значительно меньше времени действия релаксационных механизмов в среде. При этом условии взаимодействие среды и светового поля когерентно (то есть, оказываются согласованными осцилляции резонансной поляризации ансамбля активных центров и действующего в нем волнового поля), и среди обусловленных этой корреляцией коллективных эффектов особо выделяют световую индукцию и сверхизлучение [46, 148].

В ходе световой индукции оптический сигнал способен существенно трансформироваться из-за оптической нутации. В протяженной среде в результате световой индукции проходящий импульс распадается на затухающую последовательность контрастных пульсаций (известных как  $\pi$  - импульсы) с локальной мощностью, удовлетворяющей определенному квантовому условию.

В явлении сверхизлучения (СИ), как и при световой индукции, существенным образом проявляется самопроизвольная фазовая корреляция изначально независимых активных центров. Появление фазового согласования объясняют двумя факторами – взаимодействием диполей через излучаемое ими световое поле и нелинейностью осцилляторных движений электронов внутри активных центров. В расчетных оценках этого раздела в применении к моделированию эволюции энергообмена поля и среды использован формализм вектора Блоха [45].

### 3.1 Уравнение динамики полярного угла вектора Блоха

Влиянием ближних полей элементарных излучателей и реакцией на поле переходов, близких к основному, по мере резонансных вариаций населенности определяется смещение центра спектральной линии усиления и автомодуляционный дрейф частоты высвечиваемого поля. Этими особенностями, присущими резонансному взаимодействию ввиду относительно плотной упаковки активных центров в веществе тонкого слоя и высоких значений дипольных моментов, может определяться самодефазировка ансамбля элементарных излучателей в ходе формирования поля. Квантоворазмерные структуры обладают свойствами тех материалов, для которых в характеристике реакции на действующее поле применима дипольная модель элементарного излучателя – квантовой точки. Обобщение дипольной двухуровневой схемы состоит в учете влияния на диэлектрическую проницаемость активного поглощения в квазирезонансных переходах. При допущении различия (дефекта) поляризуемостей дипольных частиц  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  в основном и возбужденном состоянии перераспределение частиц по уровням основного перехода в ходе поглощения приводит к нелинейным вариациям преломления [135], что также существенно в полупроводниковых экситонных средах.

382

В расчетах также рассмотрено типичное для сред с относительно высокой плотностью активных центров поляризующее влияние на диэлектрическую восприимчивость вещества ближних полей диполей. Выражение для напряженности действующего на активные центры поля E(t) тогда содержит локальную поправку Лоренца. В рассматриваемой задаче в итоге включения такого рода поправки можно описать смещение спектральной линии, пропорциональное резонансной вариации разности населенностей [136].

Оптическое плосковолновое поле с несущей частотой  $\omega$  в тонком слое, естественно, предполагается однородным в направлении его толщины *L*. Задача об энергообмене светового поля и среды слоя в процессе его реакции на когерентное излучение может быть решена в допущении сверхтонкого приповерхностного слоя с резонансной поляризацией [3]. Ниже эти условия приведены в виде модификации соответствующих выражений из системы (2.4) с учетом представления (2.5) [214]:

$$E = t_{0}E_{i} + \frac{\omega l}{\varepsilon_{0}c}P(i + \gamma),$$

$$E_{r} = -r_{0}E_{i} + i\frac{\omega l}{\varepsilon_{0}c}P,$$

$$P = N\left[i\mu\rho + 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_{0}(n_{0} - n)E\right],$$
(3.1)

где  $E_i$  и  $E_r$  – амплитуды напряженности внешнего и отраженного полей, t<sub>0</sub> и r<sub>0</sub> – френелевы коэффициенты пропускания и отражения поверхности квазикристалла, µ – средний дипольный момент активных центров (*матричный элемент дипольного момента основного перехода*), N – их объемная концентрация в слое,  $\Delta \alpha$  – дефект поляризуемости,  $n_0$  – начальное значение разности населенностей,  $\gamma = c/3\omega L$  – нормирующий коэффициент в составляющей, которая определена учетом локального поля. В системе условий (3.1) учтена тем самым локальная поправка Лоренца и сохранено представление динамического компонента макроскопической поверхностной поляризованности *PL* в обобщенной двухуровневой схеме.

Соотношения для условий (3.1) содержат нелинейные компоненты, которые именуют сверхизлучательными. Они носят фазовый характер и именно наличием этих компонентов характеризуются исключительные свойства отражения приповерхностного слоя суперкристалла, обращая его в метаповерхность. В работе [3] отмечалось, что их существование при может привести к нетривиальному эффекту полного отражения особо короткого импульса, зондирующего приповерхностный слой среды с резонансной поляризованностью. Следует, однако, отметить, что такой эффект возможен только при определенной высокой плотности активных центров в образце вещества [184].

OBS

Квантовомеханические уравнения движения для отклика среды квазикристалла, которыми должны быть дополнены соотношениями (3.1), в этом случае могут быть сведены к так называемым оптическим уравнениям Блоха [45]. Вывод аналогов этих материальных уравнений для условия однородного уширения спектральной линии поглощения достаточно обоснован в литературе. Применим далее их модификацию в случае точного резонанса (совпадения несущей частоты  $\omega$  и центральной частоты спектральной линии поглощения  $\omega_0$ ), предложенную, например, в [148]. В представлении [148] рассматриваются действительное значение вероятности поляризованности. Соотношение для связи внешнего и действующего полей с поляризованностью в условиях (3.1) элементарно разрешаются относительно действующего поля. Масштабирование переменных напряженностей поля, проведенное следующим образом:  $e_i = \mu E_i/\hbar$ ,  $e = \mu \text{ Re}E/\hbar$ , с учетом представления (3.1) позволяет такую предварительную запись рассматриваемой далее системы уравнений Максвелла – Блоха:

$$\mathbf{e} = \frac{\left[1 - \beta_0 \gamma(n_0 - n)\right] \mathbf{t}_0 \mathbf{e}_i(t) - \rho/\tau_{\mathrm{R}}}{\left[1 - \beta_0 \gamma(n_0 - n)\right]^2 + \beta_0^2(n_0 - n)^2}, \quad \frac{d\rho}{dt} = n\mathbf{e}, \quad \frac{dn}{dt} = -\rho\mathbf{e}.$$
 (3.2)

За время сверхизлучения  $\tau_{\rm R} = \varepsilon_0 \hbar c / \mu^2 \omega N l$  в ансамбле из N дипольных центров устанавливается фазовая корреляция за счет переизлученного поля. Определяемую параметром  $\tau_{\rm R}$  величину  $\kappa = T_2/\tau_{\rm R}$ , которая имеет физический смысл показателя ненасыщенного показателя поглощения слоя, нередко называют параметром резонансной нелинейности [35]. Второй из нормирующих коэффициентов, использованный, например, в [184], параметр  $\beta_0 = 2\pi\omega NL\Delta\alpha/c$  пропорционален величине дефекта поляризуемости

Δα и принимает смысл показателя нелинейности, связывающего изменение показателя преломления с нелинейной резонансной вариацией вероятности заселенности.

,08<sup>8</sup>

При записи (3.1) сразу учитывается, что поле Е, входящее в материальные уравнения, отличается от среднего макроскопического поля  $E_t$  в местах нахождения активных центров на величину локальной поправки. Релаксационными процессами, приводящими к распаду поляризации и означающими возможность спонтанных переходов, в приближении когерентного взаимодействия в (3.2) пренебрегается, фазовые компоненты отсутствуют, поэтому исключен из рассмотрения и квадратичный эффект Штарка. Однако в соотношениях (3.2) учтено влияние на темп насыщения поглощения явления нелинейного смещения частоты резонанса, которым стимулируется дефазировка ансамбля образующих квазикристалл диполей. Частотный дрейф развивается как следствие взаимного влияния ближних полей активных центров и насыщаемого поглощения в переходах, близких к основному. В принципе, это автомодуляционное смещение способно принимать обратимый характер из-за зависимости от резонансной вариации разности населенности, возникающей из-за насыщения поглощения в основном переходе.

Балансом энергии зондирующего извне импульса и материального отклика вещества слоя обеспечен уровень отражения и поглощения импульса. Динамика дополнительных компонентов, присутствующих в соотношениях (3.1) для связи полей и материальных переменных среды квазикристалла, раскрывает особую нелинейность этих процессов. Показана, в частности, определяющая роль фазовых эффектов в проявлении гистерезисных свойств отражения и поглощения в случае непрерывного возбуждения [182, 183] при ограниченном влиянии релаксационных механизмов распада поляризации.

Рассмотрим далее случай импульсного возбуждения суперкристалла. Можно допустить, что в начальный момент  $n(t = 0) = n_0 = 1$ , то есть, ансамбль активных центров, образующих тонкий слой, находится в основном состоянии при том, что корреляции в ансамбле отсутствуют –  $\rho(t = 0) = 0$ . В литературе, посвященной теоретическому анализу коллективных эффектов, признано удобным использовать формализм вектора Блоха. Переменные уравнений, подобных системе (3.2), но рассчитываемые в распределенных схемах взаимодействия и для комплексного представления  $\rho$ , тогда рассматриваются в виде координат (составляющих) так называемого вектора Блоха [45]:  $X = \text{Re}\rho$ ,  $Y = \text{Im}\rho$ , Z = n. Известно, что в случае действительного  $\rho$  из материальных уравнений системы (3.2) следует интеграл вида:

$$\rho^2 + n^2 = 1,$$

определяемый как закон сохранения вектора Блоха [45, 149]. Решение (3.2) для действительных материальных переменных допускает полуаналитическое представление при любой зависимости действующего поля e(t) [149]:

$$\rho(t) = \sin \Theta, \quad n(t) = \cos \Theta, \quad \Theta(t) = \int_{-\infty}^{t} e(t) dt . \quad (3.3)$$

 $(t) = \cos \Theta, \ \Theta(t) = \int_{-\infty}^{t} e(t) dt$ . (3.3) Величина полярного угла вектора Блоха  $\Theta(t)$  выражается "площа-импульса нормированной амплитуды напряженности действители и описывает поворот материальных пересс-ьса. В представление (5 дью" импульса нормированной амплитуды напряженности действующего поля и описывает поворот материальных переменных за время действия импульса. В представлении (3.3) с однородным полем в слое квазикристалла поворот совершается в плоскости ( $\rho$ , *n*).

Используя первое соотношение системы (3.2) и полуаналитические соотношения (3.3) для  $\rho$  и *n*, записываем уравнение для  $\Theta(t)$ :

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{\left[1 - \beta_0 \gamma (1 - \cos \Theta)\right] t_0 e_i(t) - \sin \Theta / \tau_R}{\left[1 - \beta_0 \gamma (1 - \cos \Theta)\right]^2 + \beta_0^2 (1 - \cos \Theta)^2}.$$
(3.4)

Решением этого уравнения определяется нормированные напряженности среднего макроскопического поля в среде квазикристалла е<sub>t</sub> и отраженного поля e<sub>r</sub>:

$$e_{t} = \frac{t_{0}e_{i}(t) - \sin\Theta / \{\tau_{R}[1 - \beta_{0}\gamma(1 - \cos\Theta)]\}}{1 + \{\beta_{0}(1 - \cos\Theta)/[1 - \beta_{0}\gamma(1 - \cos\Theta)]\}^{2}}, \quad e_{r} = e_{i} - e_{t}. \quad (3.5)$$

Уравнение (3.4) можно рассматривать как формулировку «теоремы площадей» МакКола и Хана [150], модифицированную для случая наноразмерного квазикристалла квантовых точек. Нелинейное смещение резонанса поглощения, присущее материалам с повышенной плотностью активных центров, способно «смазать» предсказанный в этой работе и многократно наблюдаемый позднее коллективный эффект самоиндуцированной прозрачности. В работе [144] явление этого рода анализировалась для эффекта Штарка.

### 3.2 Расчет временных зависимостей интенсивности оптических полей

Количественная оценка отражения и изменения формы оптических сигналов, взаимодействующих со слоем квазикристалла, проводилась на основе численного интегрирования (3.4) относительно  $\Theta(t)$  для заданного поля  $e_i(t)$  действующего извне (зондирующего) импульса. Временна́я зависимость напряженности для него определялась функцией  $e_i(t) = e_m \operatorname{sech} [(t - t_0) / \tau_R]$ . Выбор этой функции для входного сигнала представляется целесообразным в связи с тем, что такая форма  $e_i(t)$  при  $e_m = 1/\tau_R$  соответствует решению (3.4) для e(t) в задаче о сверхизлучении в квазикристаллах без учета фазовой нелинейности, то есть для  $\beta_0 = 0$  и при отсутствии инициирующего поля ( $e_i(t) = 0$ ).

1083

В выборе параметров, определяющих величины коэффициентов (3.2) для полупроводниковых квантоворазмерных структур, в основном, ориентировались по данным, известным, например, из работ [133, 140]. Примерный масштаб явлений соответствовал пиковой интенсивности светового поля импульсов порядка (1 ... 5)  $\cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, концентрации активных центров  $N \sim (2 ... 8) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, среднему элементарному дипольному моменту  $\mu \sim 3.3 \cdot 10^{-28}$  Кл·м, длине волны оптического поля ~  $1.3 \cdot 10^{-6}$  м.

Непосредственно численным расчетом (3.2), (3.3) определялись зависимости нормированной интенсивности излучения  $S(t) = (\tau_{\rm R} e_t)^2$  и  $S_r(t) = (\tau_{\rm R} e_r)^2$ .

На рисунках 3.1  $\delta - e$ , *a*'- *e*' иллюстрированы характерные временные развертки интенсивности отраженного и действующего в слое СК светового поля и показана зависимость этих разверток от пикового значения мощности зондирующего импульса  $S_{im} = \tau_R^2 e_i^2 (t = t_0)$ .

В трех вариантах, приводимых на рисунках 3.1,  $\delta - \epsilon$  входные импульсы с формой, для примера изображенной на рисунке 3.1, *a*, различались только нарастающим значением параметра  $S_{im}$  (в пояснениях указанным в относительных единицах), величины *S* и *S<sub>r</sub>* на зависимостях нормированы также по этому параметру.

Многократные расчеты, примеры которых демонстрирует рисунок 3.1, позволили заключить следующее. Отсутствие нелинейности, типичной для СК, не приводит к качественному изменению в развертке импульса – отраженный импульс, естественно, снижается по пиковой мощности и, не изменяясь по длительности, приобретает некоторую асимметрию (рис. 3.1, a'), то же изменение характерно для действующего в среде поля. «Включение» нелинейности, вызывающей перестройку резонанса поглощения в слое плотной резонансной среды, должно приводить к снижению длительности отраженного импульса (рис. 3.1,  $\delta$ ) и стимуляции явления световой индукции в действующем внутри слоя поле (рис. 3.1,  $\delta$ ).

Выраженная световая индукция в виде серии контрастных затухающих пульсаций свойственна протяженным средам [18]. В особо тонком активном слое из-за сильного затухания оптического поля и наличия фазовой модуляции световая индукция представлена сдвоенным импульсом.



действующего на активные центры СК (б'- г') импульсов:

Сравнение разверток, изображенных на фрагментах  $\delta' - \epsilon'$  рисунка 3.1 показывает, что положение образующих «сдвоенную» структуру импульсов действующего поля на временной шкале примерно соответствует фронтам входного импульса. В «пиковой» части импульса из-за фазовой отстройки резонансное поглощение снижается, поэтому отраженный импульс формируется с незначительной асимметрией фронтов, но как более короткий по длительности (рисунок 3.1, фрагменты  $\delta - \epsilon$ ). Влияние фазовой перестройки, величина которой определяется резонансной вариацией населенности, приводит, в сущности, к «обрезанию» фронтов результирующего отраженного импульса. Отмечается также, что тенденция к подобному существенному сужению импульса усиливается с увеличением мощности входного импульса, при этом значительно возрастает и оцениваемый в динамике эффективный коэффициент отражения слоя.

1083

Таким образом, решение задачи для координат вектора Блоха (3.2), приводящее к относительно простой схеме расчета полей (3.4), (3.5), дает возможность моделировать нестационарный процесс резонансного отражения света низкоразмерным суперкристаллом с учетом типичной для этих объектов нелинейности отклика. Расчет позволяет предсказание ее нетривиальных следствий – возможность снижения длительности отраженного сигнала и нелинейного изменения (повышения) динамического коэффициента отражения.

Программа расчета кривых, иллюстрирующих динамику нормированной интенсивности светового поля инициирующего, отраженного и действующего на активные центры СК импульсов приведена в Приложении Б.

## 3.3 Эволюция сверхизлучения в тонком слое плотной резонансной среды

Использование соотношения (3.4) дает возможность приближенного аналитического расчета временной развертки импульса сверхизлучения с учетом отстройки резонанса, обусловленной взаимным влиянием ближних полей элементарных дипольных излучателей. Эффект СИ представляет результат их фазовой корреляции с характерным временем  $\tau_{\rm R}$  из-за взаимодействия диполей через излучаемое ими электромагнитное поле [46]. Среда при этом максимально инвертирована, и процесс вынужденного излучения развивается в условиях сброса инверсии. Предполагается, что релаксационные механизмы дефазировки диполей, стимулированные взаимодействием активных диполей со структурными элементами матрицы материала, как и во всех коллективных эффектах, проявляются слабо. Полупро-

водниковые структуры с квантоворазмерными эффектами используются как инверсные среды; в виде планарных слоев эти материалы применяются в качестве активных поверхностных пленок, способных модулировать резонансное излучение. Поэтому и представляет интерес рассмотреть задачу о ходе СИ в низкоразмерном планарном суперкристалле квантовых точек.

В полупроводниковых средах СИ развивается как коллективная спонтанная рекомбинация [140]. В процессе формирования импульса СИ фазы отдельных экситонов, представляемых диполями, спонтанно синхронизируются, в результате чего в пределах суперкристалла формируется коллективный диполь с относительно малым временем излучательной рекомбинации.

Анализ динамических следствий происходящей в процессе СИ самопроизвольной дефазировки активных центров в условиях влияния ближних полей и наличия квазирезонансной поляризованности возможен на основе модификации уравнения (3.4):

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{\tau_{\rm R}} \frac{\sin\Theta}{\left[1 + \beta_0 \gamma (1 - \cos\Theta)\right]^2 + \beta_0^2 (1 - \cos\Theta)^2} \,. \tag{3.6}$$

1088

При записи (3.6) учтено, что инициирующее извне поле в задаче о СИ считается отсутствующим, а переменной n, и в этом выражаемой из решений (3.3), то есть тригонометрической функцией полярного угла  $\Theta(t)$ , описывается инверсия заселенности, которая, как считается, к «стартовому» моменту развития СИ за счет фактора накачки должна достигать максимального значения.

Уже указывалось, что в отсутствие резонансной нелинейности ( $\beta_0 = 0$ ) решение (3.6) для полярного угла вектора Блоха описывает функцию излучаемого поля в виде гиперболического секанса. В рассматриваемом более общем случае взаимодействия уравнение (3.6) приводится к виду:

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{1}{\tau_{\rm R}} \left\{ \frac{1}{\sin \Theta} + 2\beta_0 \left[ \gamma + \beta_0 \left( 1 + \gamma^2 \right) \right] \operatorname{tg} \Theta / 2 - \beta_0^2 \left( 1 + \gamma^2 \right) \sin \Theta \right\}^{-1} (3.7)$$

Несложно показать, что интеграл уравнения (3.7), который неявно выражает функцию полярного угла вектора Блоха  $\Theta(t)$ , представляется следующим соотношением, включающим нелинейные (степенные или экспоненциальные) компоненты:

$$\exp\left[(t-t_0)/\tau_{\rm R}\right] = \operatorname{tg} \Theta/2 \left[1+\operatorname{tg}^2 \Theta/2\right]^{-2\beta_0 \left[\gamma+\beta_0 \left(1+\gamma^2\right)\right]} \exp\left[\beta_0^2 \left(1+\gamma^2\right) \frac{1-\operatorname{tg}^2 \Theta/2}{1+\operatorname{tg}^2 \Theta/2}\right], (3.8)$$

где  $t_0$  – константа интегрирования. В предположении сравнительно малого коэффициента резонансной нелинейности ( $\beta_0 \ll 1$ ) оба нелинейных

сомножителя в соотношении (3.8) можно считать относительно близкими к единице. Приближенное решение (3.8) относительно  $tg\Theta/2$  удобно искать в виде представления, включающего относительно малый компонент  $\Delta$  в показателе экспоненты:

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = \exp\left(\frac{t - t_0}{\tau_{\rm R}} + \Delta\right). \tag{3.9}$$

 $2 \qquad (3.9)$ Естественно, имеется в виду, что при  $\beta_0 = 0$ , этим решением звается временная зависимость полярного угла  $\Theta$  для импуш со  $\Omega^{**}$ твие нелинейности, линейный компоности описывается временная зависимость полярного угла  $\Theta$  для импульса СИ в отсутствие нелинейности, линейный компонент  $\Delta$  в показателе экспоненты тогда равен нулю.

значения tg $\Theta/2$  (3.9) в уравнение (3.8) после Подстановка применения аппроксимационных формул сводит задачу определения  $tg\Theta/2$ к решению линейного уравнения. В результате получаем, что функция действующего на активные центры поля может быть выражена так:

$$\mathbf{e}(t) = \frac{1}{\tau_{\mathrm{R}}} \frac{1 + \Delta + F/D}{\operatorname{ch}\left[(t - t_{0})/\tau_{\mathrm{R}}\right] + \Delta\left(1 + \Delta/2\right)G},$$

$$G = \exp\left[(t - t_{0})/\tau_{\mathrm{R}}\right], \quad \Delta = \left\{mG \operatorname{ch}\left[(t - t_{0})/\tau_{\mathrm{R}}\right] + \operatorname{k}\operatorname{sh}\left[(t - t_{0})/\tau_{\mathrm{R}}\right]\right\}/D,$$
(3.10)

где, с учетом принятых обозначений нормировочные коэффициенты определяются следующими соотношениями:

$$\begin{split} D &= \left(1 - 2mG^2\right) \operatorname{ch}\left[(t - t_0)/\tau_{\mathrm{R}}\right] + \mathrm{k} \operatorname{sh}\left[(t - t_0)/\tau_{\mathrm{R}}\right] - 2\left(\mathrm{k} + mG^2\right)G, \\ F &= m\left\{2 \operatorname{ch}\left[(t - t_0)/\tau_{\mathrm{R}}\right] + \operatorname{sh}\left[(t - t_0)/\tau_{\mathrm{R}}\right]\right\}G + \mathrm{k} \operatorname{ch}\left[(t - t_0)/\tau_{\mathrm{R}}\right] - \\ \Delta\left\{\left(\mathrm{k} - 4mG^2\right) \operatorname{ch}\left[(t - t_0)/\tau_{\mathrm{R}}\right] + \left(1 - 2mG^2\right)\operatorname{sh}\left[(t - t_0)/\tau_{\mathrm{R}}\right] - 2\left(\mathrm{k} + 3mG^2\right)G\right\}, \\ m &= 2\beta_0\left[\gamma + \beta_0\left(1 + \gamma^2\right)\right], \quad \mathrm{k} = \beta_0^2\left(1 + \gamma^2\right). \end{split}$$

На основе (3.10) непосредственно проводились вычисления нормированной величины плотности мощности макроскопического светового поля СИ внутри слоя резонансных атомов:

$$S_{\mathrm{R}}(t) = \left[1 + \beta_{0}\gamma(1 - \cos \Theta)\right]^{2} \mathrm{e}^{2}(t).$$

На фрагментах а и в рисунка 3.2, для сравнения приведены импульсные профили интенсивности СИ с учетом и без учета вызванной нелинейностью фазовой автомодуляции, которые рассчитаны на основе выражений (3.10).

Отметим, что пиковая интенсивность импульсов светового поля, излучаемых в условиях действия нелинейных механизмов смещения резонанса, должна снижаться. Это напрямую связано с тем, что сброс инверсии, происходящий при распаде сфазированного состояния ансамбля диполей и, собственно, определяющий динамику СИ, представляет присущее вынужденному излучению резонансное свойство.

Отстройка резонанса, зависящая от темпа сброса инверсии, и, следовательно, от интенсивности излучаемого поля, выступает в рассматриваемом случае фактором отрицательной обратной связи – эффективное усиление снижается и такого рода снижение различно на фронтах выброса СИ. Этот фактор, не определяя критических следствий для формирования импульсов СИ, способен, однако, в зависимости от характеристик нелинейности, привести к некоторому снижению их пиковой мощности и резкой асимметрии фронтов. 380

Развертки импульсов на фрагментах  $\delta$  и  $\epsilon$  рисунка 3.2 демонстрируют эту тенденцию для ряда значений параметра резонансной нелинейности рефракции  $\beta_0$  и времени сверхизлучения  $\tau_{\rm R}$  (последняя характеристика здесь варьировалась в зависимости от концентрации активных центров N).



 $\beta_0 = 0$  (кривая 1, *a*, кривая 1, *b*), 0.025 (2, *a*), 0.02 (1, *b*), 0.05 (2, *b*), 0.04 (5,  $\delta$ ), 0.05 (4,  $\delta$ ),  $\tau_{\rm R} = 4 \cdot 10^{-13}$ c (*a*,  $\delta$ );  $\beta_0 = 0.03$  (2, *b*, *c*),  $\tau_{\rm R} = 8 \cdot 10^{-13}$ c (1),  $6 \cdot 10^{-13}$ c (2),  $5 \cdot 10^{-13}$ c (3),  $4 \cdot 10^{-13}$ c (4) (*c*),  $\gamma = 1.17$ .



Программа расчета кривых, иллюстрирующих импульсные профили интенсивности СИ с учетом и без учета вызванной нелинейностью фазовой автомодуляции приведена в Приложении В.

#### 3.4 Задача о динамике сверхизлучения в решении для координат вектора Блоха

16/11082 Моделирование эффекта сверхизлучения, рассматриваемое в приближении сверхтонкого слоя, возможно на основе аналитического решения задачи описания составляющих резонансного отклика активной среды [213]. Подстановка выражения для действующего поля, полученного из условий для связи полей, приведенных в (2.6), в пренебрежении спонтанным распадом инверсии дает возможность следующей модификации оптических уравнений Блоха для материальных переменных амплитуды поляризованности  $\rho(t)$  и инверсии n(t):

$$T_{2} \frac{d\rho}{dt} = \left\{ \frac{\kappa n}{[1 - \beta_{0}\gamma(1 - n)]^{2} + \beta_{0}^{2}(1 - n)^{2}} - 1 \right\} \rho + i \frac{\kappa n [\gamma - \beta_{0}(1 + \gamma^{2})(1 - n)]}{[1 - \beta_{0}\gamma(1 - n)]^{2} + \beta_{0}^{2}(1 - n)^{2}} \rho,$$
  
$$T_{2} \frac{dn}{dt} = -\frac{\kappa |\rho|^{2}}{[1 - \beta_{0}\gamma(1 - n)]^{2} + \beta_{0}^{2}(1 - n)^{2}}, \quad u(t) = \frac{\kappa^{2} |\rho|^{2}}{[1 - \beta_{0}\gamma(1 - n)]^{2} + \beta_{0}^{2}(1 - n)^{2}}, \quad (3.11)$$

где к – показатель усиления слоя (его именуют также параметром резонансной нелинейности поглощения (усиления)), выше уже указано, что для оценки его величины считается верным соотношение  $\kappa = T_2 / \tau_R$  [138, 148].

Коэффициенты  $\beta_0$  и  $\gamma$  имеют тот смысл, что и в схемах (3.2) или (3.6). В отличие от (3.6) в схеме расчета (3.11) с комплексной переменной  $\rho(t)$ учитывается не только величина фазовой расстройки поля и отклика среды, снижающей эффективность усиления, но и ее динамика в ходе формирования импульса СИ. Кроме того, в системе (3.11) учитывается неизбежная в реальных схемах резонансного взаимодействия необратимая релаксация активных центров с временем  $T_2$ .

Система дифференциальных уравнений (3.1) выраженно нелинейная – содержит в правых частях квадратичные относительно вероятности инверсии компоненты. Тем не менее, формулировка интеграла переменных дает возможность аналитического расчета временной развертки инверсии и мощности СИ u(t).

Прежде всего сформулируем уравнение связи переменных резонансного отклика слоя. Динамика компонентов отклика слоя плотной резонансной среды определяет процесс усиления при достижении некоторой пороговой инверсии  $n(t = 0) = n_0$ . Также исходим из предположения, что для возникновения СИ представляющий среду слоя дипольный ансамбль 2)e11088 должен быть максимально инвертированным. То есть, следует допустить, что в начальный момент n(t = 0) = 1, при том, что корреляции в ансамбле отсутствуют –  $\rho(t=0) = 0$ . Несложно теперь определить, что решения (3.11) для  $\rho$  и *n* удовлетворяют такому соотношению:

$$|\rho|^{2} + n^{2} = 1 - \frac{2}{k}(1-n) - \frac{2}{k}\beta_{0}(1-n)^{2}[\gamma - \frac{\beta_{0}}{3}(1+\gamma^{2})(1-n)].$$
(3.12)

Выше указывалось, что в рамках формализма вектора Блоха переменные уравнений, подобных схеме расчета (3.11), удобно рассматривать в виде координат (составляющих) вектора Блоха:  $X = \text{Re}\rho$ ,  $Y = \text{Im}\rho$ , Z = n. В отсутствие эффектов, вызывающих нелинейную отстройку частоты («классический» случай – для протяженной среды), формулируется закон сохранения полярного угла вектора Блоха  $|\rho|^2 + n^2 = 1$ ,

Отметим, что выражением (3.12) представлен, в сущности, аналог закона сохранения вектора Блоха для более общего случая взаимодействия. Наряду с фазовой нелинейностью при формулировке (3.12) учитывается скорость разброса диполей в пределах однородной ширины спектральной линии  $2/T_2$  (то есть, конечность времени фазовой релаксации диполей). Общность формулировки (3.12), однако, ограничена предположением об однородном поле в тонком слое плотной резонансной среды.

В выборе параметров, определяющих величины коэффициентов (3.11) активных сред на основе активированных кристаллов, в основном, ориентировались по данным, известным, например, ИЗ работ [139, 150, 151]. Примерный масштаб явлений соответствовал интенсивнопорядка  $(1 \dots 5) \cdot 10^7 \, \text{Вт/см}^2$ , концентрации активных центров сти  $N \sim (0.5 \dots 4.0) \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, длине волны оптического поля ~  $1.06 \cdot 10^{-6}$  м.

На рисунке 3.3 иллюстрируются характерные траектории в фазовой плоскости переменных ( $|\rho|$ , *n*), рассчитанные, следуя соотношению (3.12), для разных вариантов взаимодействия. При этом кривые 1 иллюстрируемых фазовых траекторий соответствуют «классическому» случаю протяженной среды; в то время как кривые 2 расчитаны для определенных наборов значений основных расчетных параметров, которые позволяют отобразить наиболее характерные особенности эффекта.

70



Закону сохранения вектора Блоха в традиционной формулировке соответствует траектория, описываемая кривыми 1, на рисунке 3.3, *а*, *б*. Естественно, траектория имеет форму окружности, такую же форму имеют кривые 2, соответствующие только учету фазовой релаксации. В этом варианте, однако, разность населенности в отрицательной части значений имеет меньшее по модулю значение – сброс инверсии в условиях дефазировки диполей, вызванной влиянием спонтанных процессов взаимодействия со средой, происходит не до максимального ( $n_{\text{мин.}}$ =-1) уровня. В этой мере неполный сброс инверсии ведет и к снижению мощности импульса СИ ( $|\rho|^2 < 1$ ). Влияние фазового эффекта, связанного с дефазировкой диполей из-за различия поляризуемостей ( $\beta_0 \neq 0$ ), приводит к деформации траектории, описывающей закон сохранения (кривые 4). Фронты импульсов должны развиваться в условиях различного темпа изменения инверсии, поэтому формируемые «нелинейные» импульсы СИ становятся асимметричными. Еще большим различием фронтов должны характеризоваться импульсы СИ в случае возможности дипольдипольного взаимодействия (кривые 4). Обусловившая асимметрию нелинейная дефазировка образующих тонкий слой элементарных излучателей тогда может происходить при одновременном действии двух автомодуляционных механизмов с частичной взаимной компенсацией.

Использование соотношения (3.12) дает возможность точного аналитического расчета временной развертки импульса СИ с учетом фазовой релаксации и фазовых нелинейностей [212]. Из соотношения для интеграла (3.12) следует выражение для  $|\rho|^2$ :

$$|\rho|^{2} = (1-n)\{1+n-\frac{2}{k}+\frac{2}{k}\beta_{0}(1-n)[\gamma-\frac{\beta_{0}}{3}(1+\gamma^{2})(1-n)^{2}]\}.$$
(3.13)

С учетом (3.13) уравнение для инверсии из системы (3.11) разрешимо в виде соотношения:

$$2(\kappa-1)\frac{t-t_{0}}{T_{2}} = \ln(1-n) + \frac{3\kappa-4}{2}\ln\left\{1+n-\frac{2}{\kappa} + \frac{2}{\kappa}\beta(1-n)\left[\gamma-\frac{\beta}{3}(1+\gamma^{2})(1-n)\right]\right\} + \frac{(3\kappa-2+2\beta\gamma)}{\sqrt{D}} \operatorname{Arth}\frac{\beta^{2}(1+\gamma^{2})(1-n)+3(\kappa-2\beta\gamma)}{\sqrt{D}}, \quad D = (\kappa-2\beta\gamma)^{2} + 16\beta^{2}(\kappa-1)(1+\gamma^{2})/3.$$
(3.14)

Отметим, что интеграл (3.12) дает возможность получить решения для населенности и поляризованности в виде:

$$n(t) = \tanh(t/\tau) + \operatorname{sech}(t/\tau) \exp(-t/\tau)/\kappa,$$
  

$$|\rho|^{2} = \frac{(\kappa - 1)^{2}}{\kappa^{2}} \operatorname{sech}^{2}(t/\tau), \quad \tau = \left(\frac{1}{T_{2}} - \frac{1}{\tau_{R}}\right)^{-1}.$$
(3.15)

Формально зависимость (3.15) совпадает с известной [149], рассчитанной для протяженных сред и без учета фазовой релаксации. Возможность аналитически учесть фазовую релаксацию дает приближение однородного поля.

На рисунке 3.4, *а* для сравнения приведены импульсные профили резонансной поляризованности с учетом и без учета фазовой релаксации, рассчитанные в соответствии с (3.15).
Отметим, что пиковая интенсивность импульсов светового поля, излучаемых в условиях действия механизмов релаксации, должна снижаться. Это напрямую связано с уже отмеченным фактором неполного сброса инверсии в условиях распада сфазированного состояния ансамбля диполей за время импульса.

Судя по выражению (3.13), связывающему  $|\rho|$  и n(t), минимальная разность населенности  $n_{\tau}$ , достигаемая при высвечивании импульса СИ после сброса инверсии в процессе перехода атомов в основное состояние, возрастает, составляя величину  $n'_{\text{мин}} = -1 + 2/\kappa$ .

1088

Решение (3.14), учитывающее общий случай взаимодействия, допускает параметрический расчет – величина *n* может быть использована тогда как аргумент, линейно нарастающий в пределах, которые устанавливаются областью определения соотношения (3.13).

Примеры расчета временной зависимости переменной  $|\rho(t)|^2$ , в основном, определяющей форму импульса СИ, а также собственно выброса мощности СИ u(t), с использованием выражений (3.14) приведены на фрагментах *б* и *в* рисунка 3.4.

Фрагмент  $\delta$  рисунка 3.4 позволяет увидеть присутствие асимметрии фронтов импульсов, возрастающей в случае относительной значимости вкладов механизмов нелинейности обусловленную существованием различия поляризуемостей на уровнях основного перехода, а также нарастанием уровня ненасыщенного усиления  $\kappa$  (рисунок 3.5, фрагмент  $\epsilon$ ).

Предполагается, что последнее должно происходить за счет увеличения концентрации активных центров *N*.

Следует также отметить, что асимметрия импульсов, иллюстрированных на фрагментах 3.5, б и 3.5, в имеет характер, противоположный тому, который, характерен, например, зависимостям рисунка 3.2. Это различие связано с тем, что резонансное изменение рефракции имеет разные знаки для сред квантоворазмерных структур и активированных кристаллов.



ности (а, б) и нормированной мощности светового поля (в)

#### Основные выводы главы 3

Stlertb В рамках применения формализма вектора Блоха анализируются закономерности импульсного взаимодействия когерентного излучения с тонкими пленками резонансных атомов. Основной особенностью анализа является, во-первых, учет поглощения в переходах, соседних с основным, вызывающего нелинейную рефракции и смещение частоты действующего поля. Кроме того, предполагается, что пленки, образованные активными центрами с высоким значением дипольного момента, характеризуются относительно высокой концентрацией этих центров, Поэтому второй особенностью отклика активных центров на излучение является большая вероятность их взаимодействия ближними полями. Для объектов, обладающих указанными особенностями, типична нелинейная реакция на излучения при сравнительно невысокой средней мощности.

OBS

Полученные при рассмотрении реакции тонких активных слоев на излучение рассчетные модели представляют собой модификацию известных соотношений, считающихся классическими, таких как закон сохранения вектора Блоха. Сформулированные уравнения позволяют определить условия наблюдения явления самоиндуцированной прозрачности или выражения для расчета эффекта сверхизлучения.

Определены следующие закономерности взаимодействия сверхкоротких оптических импульсов:

 возможность резонансного отражения и сокращения длительности отраженных импульсов;

 проявление эффекта световой индукции в излучении, действующем на активные центры внутри пленки;

– асимметрия излучаемых в условиях нелинейных фазовых эффектов импульсов сверхизлучения.

В литературе предсказывалась возможность возникновения самовозбуждения генерации в тонких планарных инверсных слоях [151]. Режим самовозбуждения, который может реализоваться в форме сверхизлучения при рассмотренных условиях инверсии в суперкристалле, образованном квантовыми точками, представляется перспективным к использованию для получения импульсной генерации в лазерных устройствах, где усиливающий элемент представляет собой тонкий слой резонансной среды с относительно большой концентрацией активных центров при достижении высокого уровня инверсии. Проведенные оригинальные расчетные оценки временного хода резонансного отражения или процесса СИ с учетом типичных для резонансного отклика нелинейностей могут быть использованы при разработке методик получения и профилирования оптических импульсов в субпикосекундном диапазоне длительностей в современных устройствах нанофотоники.

### ГЛАВА 4

## БИСТАБИЛЬНОСТЬ В ТОНКОМ ГРАНИЧНОМ СЛОЕ С КВАЗИРЕЗОНАНСНОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬЮ

1083

Эта глава посвящена анализу условий проявлений бистабильности в граничном слое на поверхности раздела двух сред с различными значениями диэлектрической проницаемости. Бистабильность устанавливается на шкале зависимости пропускания (отражения) от интенсивности (нелинейная характеристика пропускательной способности), а также в условиях насыщения поглощения на спектральной шкале пропускания при фиксированном уровне мощности падающего на слой стационарного поля. Спектральная ширина падающего сигнала превышает спектральную ширину оптического резонанса. Бистабильность на спектральной развертке пропускания рассчитывается в условиях неоднородного уширения.

Динамическим следствием бистабильности в условиях квазирезонансной поляризованности и когерентного взаимодействия является возникновение автомодуляции отраженного сигнала, первоначально падающего в виде короткого оптического импульса на граничный слой. Изучены условия возникновения бистабильности в тонком слое неоднородноуширенной поглощающей среды.

# 4.1 Трансформация коротких оптических импульсов при отражении тонким нелинейным слоем

Автомодуляционное смещение фазы световой волны внутри слоя определяет ряд особенностей реакции тонкого слоя активной среды на внешнее излучение. Результаты исследований, проведенных автором в этом направлении и обсуждаемых в данном разделе, опубликованы, например, в [183–185].

Рассмотрим вначале случай, когда релаксационные процессы, определяющие однородное и неоднородное уширение отклика среды слоя, медленны по отношению к характерному времени изменения амплитуды поля E(t), например, по отношению к длительности импульса. Поляризованность среды и напряженность проходящего поля в этом случае изменяются согласованно, этот режим взаимодействия получил название когерентного. Фазовая релаксация при этом несущественна, поэтому ширину линии поглощения считают крайне малой. Время необратимой релаксации

 $T_2$  считают довольно большим (вообще формально полагая, что  $T_2 \rightarrow \infty$ ), тогда, очевидно, упрощается второе из уравнений (2.4) или (2.6). При этом также пренебрегается спонтанным изменением разности населенностей в третьем уравнении (2.4):  $(n_0 - n)/T_1 \approx 0$ . С учетом нормировки система уравнений (2.6) преобразовывается к виду:

$$\mathbf{E}' = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \mathbf{E}_i(t) - (1 - i\delta) \left[ p - i\beta_0(n - n_0) \mathbf{E}'(t) \right],$$
  
$$\rho + i \left( \Delta \omega + \frac{\beta_0}{2\tau_R} |\mathbf{E}'|^2 \right) \rho = \frac{n}{\tau_R} \mathbf{E}', \quad n = -\frac{1}{2\tau_R} (\rho^* \mathbf{E}' + \rho \mathbf{E}'^*) .$$

Система (4.1) записана для одной из спектральных компонент действующего (т. е., учитывающего локальную поправку) поля, так что ее несущая частота близка к резонансной частоте  $\omega_0$  поляризованности ( $\Delta \omega T_2 << 1$ ).

При записи (4.1) с учетом условий для связи полей из (2.6) представлялось удобным, во-первых, сформулировать выражение для действующего на активные центры поля Е', во-вторых, нормировать напряженности полей внешней и действующей на атомы световой волны к безразмерной величине следующим образом:  $E = \frac{\varepsilon_0 c}{\mu \omega NL} E$ . Как и в прежних формулировках, используются параметры времени сверхизлучения  $\tau_R = \frac{\varepsilon_0 c}{\mu^2 \omega NL} \hbar$  и показателя резонансной нелинейности рефракции  $\beta_{\rm o} = 2\pi\omega NL\Delta\alpha/c$ , а также нормировочный коэффициент в локальной поправке  $\delta = (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}) c / 3\omega L.$ 

Члены, пропорциональные поляризованности  $\rho$  и  $\rho_1 = \beta_0(n_0 - n)E'$ , означают учет в уравнении для связи полей компоненты нелинейного отклика граничного слоя, связанной со сверхизлучением ансамбля активных атомов, включенных в его среду [40,41].

Частотные составляющие нелинейного отклика среды, как следует из - ,, оказываютс тора Блоха [148]: (4.1), оказываются связанными соотношением для закона сохранения век-

$$\left|\rho(\mathbf{E},\Delta\omega)\right|^2 + n^2(\mathbf{E},\Delta\omega) = 1.$$
(4.2)

#### 4.1.1 Бистабильность равновесных состояний тонкого слоя в когерентном режиме взаимодействия

OBS

По аналогии с [3-9] возможность бистабильной связи внешнего и действующего в слое поля может быть установлена при расчете соотношения для стационарной интенсивности падающего поля  $E_i(t) = E_0$  и поля  $E_s$ , установившегося внутри слоя. Достижение квазиравновесного поля E<sub>s</sub> в условиях когерентного взаимодействия возможно, например, при нормальном падении на слой импульса прямоугольной формы с амплитудой E<sub>0</sub> и длительностью *т*<sub>i</sub>, значительно превышающей время сверхизлучения  $\tau_{R}$ . По соотношению интенсивностей этих полей, соответствующих равновесному состоянию системы (4.1), можно судить об особенностях зависимости поглощения в слое от мощности резонансного поля. Из материальных уравнений системы (4.1) и соотношения (4.2) следует, что в среде слоя в ходе действия такого импульса достигаются равновесные значения поляризации и разности населенностей:

$$\rho_{\rm s} = \pm \frac{i \cdot {\rm E'_{\rm s}}}{D}, \quad n_{\rm s} = \pm \frac{\Delta' + \beta_{\rm o} X'/2}{D}, D = \sqrt{(\Delta' + \beta_{\rm o} X'/2)^2 + X'^2}, \quad (4.3)$$

где  $\Delta' = \Delta \omega \tau_R$  – нормированная отстройка частоты,  $X' = |\mathbf{E}'_s|^2$ .

Следуя уравнению для полей в системе (4.1), можно установить, что равновесное значение нормированной амплитуды поля внутри пленки связано с амплитудой приложенного поля и величиной отстройки таким выражением (здесь  $n_0=1; \eta = \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$  – величина относительного показателя PIN SIGNIB преломления):

$$E'_{s} = \frac{2}{1+\eta}E_{0} + \frac{\delta+i}{1+\eta}E'_{s}Z ,$$

$$Z = \frac{1}{D} - \beta_{0}\left(1 - \frac{\Delta'+\beta_{0}X'/2}{D}\right)$$
(4.4)

На основе (4.4) нетрудно записать соотношение для нормированных интенсивностей внешнего ( $Y=E_0^2$ ) и действующего (X') внутри поглощающей пленки полей, которое выражается так:

$$\eta Y = X' \left[ (1 + \eta - \delta Z)^2 + Z^2 \right] / 4$$
(4.5)

Здесь величины D и Z рассчитываются так же, как в (4.3) и (4.4).

Соотношение (4.5) представляет нелинейное алгебраическое уравнение относительно интенсивности действующего в пленке поля, соответствующей равновесному состоянию.

Основываясь на уравнении (4.5), можно рассчитать зависимость интенсивности импульса в слое  $X = X' [1 - \beta_o \delta (\Delta' + \beta_o X'^2/2)/D]$  в момент его окончания от интенсивности падающего на слой импульса прямоугольной формы.

1088

Расчет отношения *X*/*Y* по (4.5) делает возможной оценку нелинейной зависимости пропускательной способности тонкого активного слоя в когерентном режиме воздействия света на среду слоя.

Коэффициент отражения на границе слоя предполагается относительно малым, поэтому в рассматриваемом режиме отсутствие резонансных свойств у слоя означает, что Z=0, а  $X=4Y\eta/(1+\eta)^2$ . Интенсивности Y и X тогда характеризуют собой френелевские компоненты мощности падающего и проходящего слой светового поля.

Автомодуляционный дрейф частоты поля и штарковский сдвиг резонансных уровней приводят к эффективному взаимному фазовому смещению поля и отклика среды слоя. Следствием этого оказывается изменение физической ситуации в граничном слое и особенности характеристик его реакции на внешнее излучение.

Расчет зависимости X(Y) удобно проводить параметрически, т.е. изменяя величину X' как неотрицательный линейно нарастающий параметр и определяя, соответственно, значения X и Y как функции X'. Характерные результаты расчетов приведены на рисунке 4.1.

Полученные зависимости X(Y) рисунка 4.1 подтверждают известный из литературы вывод о том, что в условиях когерентного взаимодействия импульс достаточно малой интенсивности не способен инвертировать ансамбль 2-уровневых атомов, образующих тонкий слой, и должен им полностью отражаться.

Эта особенность явно выражена, например, зависимостью  $X_{\rm S}(Y_0)$  для  $\beta_0 = 0$  (линия 1 на рисунке 4.1, фрагмент *a*), прямая линия, устанавливающая линейную в этом случае связь интенсивностей падающего и прошедшего пленку полей, берет начало от некоторой критической границы значений входной интенсивности. Эта критическая граница интенсивности внешнего сигнала  $Y_0$  зависит от показателя  $\eta$ .

Существование квазирезонансной поляризуемости ( $\beta_0 \neq 0$ ) заметно меняет ситуацию. При определенных  $\beta_0$  существование обратной связи между процессами, определяющими в (4.1) соответственно фазовое смещение поля излучения и сдвиг резонансных уровней, влечет собой в некоторой области параметров неоднозначность зависимости  $X_s$  от  $Y_0$ .



системы (4.1)

Для бо́льших величин  $Y_0$  (нелинейное смещение частоты перехода при этом полностью компенсирует автомодуляционное частотное смещение светового поля в среде в ходе перераспределения частиц по уровням), связь  $X_S$  с  $Y_0$  вновь становится однозначной. Вклад фазового эффекта из-за диполь-дипольного взаимодействия усиливает эффект бистабильности – ее область на шкале интенсивности  $Y_0$  возрастает (рисунок 4.1, фрагменты *б-г*).

OBS

Бистабильность нелинейной пропускательной способности должна наблюдаться и в условиях определенной отстройки несущей частоты падающего сигнала от резонанса (рисунок 4.1, фрагменты *г-е*). В этом случае бистабильный ход зависимости выражен более характерным для гистерезисного свойства связи физических величин *S*-образным изгибом (кривые 2, 4, 5 на рисунке 4.1, фрагмент  $\partial$ ).

Реально такая бистабильность нелинейной характеристики взаимодействия поля с веществом нелинейной пленки должна проявиться в том, что при увеличении интенсивности импульсов пропускание слоя вблизи критической границы может измениться скачком (рисунок 4.1, фрагмент *e*). Нисходящая ветвь зависимости пропускания не реализуется. Снижение интенсивности от достигнутого уровня приводит к тому, что возвращение к минимальному уровню пропускания произойдет также скачком, но при меньшей величине интенсивности, которое ниже значения, соответствующего критической границе.

Таким образом, при определенном уровне различия поляризуемостей  $\Delta \alpha$  нелинейная зависимость пропускания тонкого слоя в когерентном режиме способна приобретать гистерезисный характер. Размеры области гистерезиса, определяемой по различию  $X_{\rm S}$  и  $Y_0$  в точках поворота нелинейной характеристики, зависят от соотношения  $\beta_0$  и  $\eta$ .

Общей причиной существования гистерезиса является то обстоятельство, что факторы, определяющие насыщение поглощения и фазовые эффекты во взаимодействии резонансного поля со средой, различаются инерционностью по отношению к изменению мощности действующего на атомы поля.

В связи с рассматриваемой ниже задачей трансформации импульсов отметим, что гистерезисом во взаимосвязи равновесных состояний колебательной системы могут быть обусловлены ее самоиндуцированная нестабильность и самопульсации параметров.

# 4.1.2 Автомодуляционные изменения отраженных и прошедших импульсов

Материалы рассмотренной В этой части раздела залачи опубликованы в [172]. В задаче расчета поведения отклика резонансных пленок в сильно нестационарных условиях импульсного воздействия напряженность поля  $e_i(t)$ зондирующего светового импульса субпикосекундной длительности задавалась подобно [148] в виде гиперболического секанса.

Амплитуды импульсов соответствовали случаю рассматриваемых в теории когерентного взаимодействия так называемых π-импульсов. Величина полярного угла вектора Блоха, рассчитываемая как  $\Theta_0 =$ лирония срава  $\frac{\mu}{\hbar}\int_0^\infty E_i(t)dt$  и выражающая, как говорят, нормированную "площадь импульса поля", для входных импульсов была сравнима, равна или



Рисунок 4.2 – Интенсивность и спектральная развертка интенсивности входного (*a*- *б*), прошедшего (*a'*-*б'*) и отраженного (*a''*-*б''*) импульсов

TICK



Рисунок 4.2 – Интенсивность и спектральная развертка интенсивности входного (*в- г*), прошедшего (*в'-г'*) и отраженного (*в''-г''*) импульсов

ATIENT

Примеры расчетного моделирования на основе системы (4.1), наиболее характерные для большого числа вариантов трансформации импульсов, приведены на рисунках 4.2. и 4.3.

Рисунок 4.2 демонстрирует изменение формы и спектра прошедших и отраженных импульсов в зависимости от их пиковой мощности.

Обратим внимание на то, что слева, на фрагментах *a-г* рисунка 4.2 приведены форма  $Y(\tau) = |e_i(\tau)|^2$  и справа – спектр  $S_0(\Delta)$  входного импульса.

1088

Частотное распределение интенсивности импульса  $S(\Delta') = |e(\Delta')|^2$  рассчитывалось аналогично [148, 149] на основе известного соотношения для фурье-спектра:  $e(\Delta') = (1/2\pi)^{1/2} \int e(\tau) \exp(-\Delta'\tau) d\tau$ .

Трансформация действующих на пленку импульсов имеет в основном сверхизлучательную природу, т.е. обусловлена колебаниями разности заселенности и поляризованности в условиях когерентного режима взаимодействия. Импульс может инвертировать разность заселенности уровней основного перехода (см. кривые зависимости  $n(\tau)$  на рисунке 4.2, фрагменты a'-e'). Поэтому, как в случае оптического кооперативного эффекта, на заднем фронте прошедших импульсов появляется всплеск интенсивности, незначительный в условиях того, что длина среды крайне невелика. Кооперативный характер изменений проявляется и в расщеплении фурье-спектра прошедших импульсов (см. кривые зависимости  $S(\Delta)$  на рисунке 4.2, фрагменты a'-e').

В отличие от фурье-спектров, рассчитанных в [10, 40, 148], компоненты спектральных разверток асимметричны – в этом характерность сред с квазирезонансной поляризованностью [142]. Отраженным импульсам также присуща асимметрия фронтов или возникновение всплесков в зависимости интенсивности. Следствием уширения импульсов является сужение спектров.

Традиционная двухуровневая модель предсказывает появление сверхизлучательных всплесков на заднем фронте прошедших импульсов при  $\Theta_0 > \pi$ . Фазовая модуляция снижает порог наблюдения когерентного эффекта, повышая частоту нутационных колебаний. В работе [142] это было доказано для усиливающих сред.

85



Уравнение синус-Гордона для осцилляций полярного угла вектора Блоха содержит квадрат частоты, поэтому повышение частоты должно быть характерным и для сред с резонансной абсорбцией. Ввиду этого сверхизлучательные всплески в случае фазовой самомодуляции должны возникать при  $\Theta_0 < \pi$  (рисунок 4.2, фрагменты *a'*, *a''*)

Отметим далее, что с ростом пиковой интенсивности входного импульса должна возникать несколько иного рода деформация отраженного сигнала (рисунок 4.2, фрагмент г"). Отраженный импульс приобретает, в сущности, высокочастотную модуляцию. Ее динамику и связь с нутационными колебаниями разности заселенности более детально демонстрируют результаты моделирования на рисунке 4.3.

1083

Для удобства сравнения трансформированный импульс в масштабе собственной интенсивности изображен на фоне нормированного по пиковой мощности входного сигнала (кривые 1). Зависимости на рисунке 4.3 (фрагменты *a* и *г*) отвечают традиционно анализируемому случаю только резонансной поляризации ( $\beta_0=0$ ), на рисунке 4.3 (фрагменты *б* и *д*) импульсы трансформированы еще и в условиях квазирезонансной поляризации. Сразу также отметим увеличение частоты нутации в последнем случае. Модуляция может возникать только в случае наличия квазирезонансных переходов, ее контраст для отраженных и прошедших импульсов различается.

По результатам, проиллюстрированным на фрагментах  $\delta$ , e,  $\partial$  и e рисунка 4.3, можно судить о том, что модуляционные выбросы на профиле импульсов (кривые 2) повторяют динамику нутационных колебаний разности заселенности (кривые 3). Следовательно, модуляция также имеет сверхизлучательную природу (в случае сверхизлучения осцилляции интенсивности пропорциональны квадрату заселенности [45, 148]). Однако само возникновение автомодуляционной составляющей интенсивности связано с реализующейся в случае квазирезонансной поляризованности бистабильностью равновесных состояний колебательной системы: тонкая пленка активных атомов – резонансное излучение. Автомодуляция возникает как следствие переключений между двумя бистабильными состояниями, которые в рассматриваемом случае присутствуют только при наличии квазирезонансной поляризуемости и не должны проявляться в традиционной схеме взаимодействия.

Программный код, реализующий алгоритм расчета и построения демонстрируемых на рисунках 4.2 и 4.3 зависимостей, приведен в Приложении Г.

Масштаб анализируемых закономерностей в трансформации резонансных сигналов примерно соответствовал параметрам сред люмине-

сцентных кристаллов [127, 128] и особо – данным, приведенным в статьях [151,152].

В качестве активных центров рассматриваются редкоземельные ионы неодима или празеодима, а также эрбия, помещенных в кристаллическое окружение, в волноводную планарную структуру или стекло. Значения характерных величин  $\Delta \alpha$  находились в диапазоне ~  $10^{-27}...10^{-29}$  м<sup>3</sup>, *NL*~  $10^{18}...10^{19}$  м<sup>-2</sup>,  $\mu \sim 10^{-29}$  Кл·м, соответственно значения параметра нелинейности  $\beta_0$  лежат в пределах 0.05...0.3. Нормирующий множитель  $\frac{\varepsilon_0 c}{\mu \omega NL}$ , переводящий амплитуду напряженности поля импульса к безразмерной величине, тогда приблизительно выражается величиной ~  $10^{-7}$  м/В.

Судя по этим данным, пиковая интенсивность импульсов должна примерно соответствовать уровню ~  $10^7...10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, что приблизительно отвечает превышению примерно на два порядка мощности насыщения поглощения в рассматриваемых средах и вполне достижима в излучении импульсных лазеров. Время сверхизлучения  $\tau_R$  примерно было равным  $10^{-12}$ с, поэтому на рисунках временная шкала для интенсивности импульсов и разности заселенности может представляться как пикосекундная.

# 4.2 Бистабильность характеристик слоя при некогерентном взаимодействии

В том случае, когда характерные времена взаимодействия светового поля с ансамблем атомов, образующих тонкий слой среды, достаточно велики (например, длительность импульса  $\tau_i$  сравнима с временами релаксации  $T_1$  и  $T_2$ ), динамика излучения существенно определяется релаксационными процессами. Фазовый разброс дипольных осцилляторов, создаваемый за счет релаксационных процессов в ходе взаимодействия и проявляющийся в однородном и неоднородном уширении отклика среды, приводит к некогерентности поля и поляризации. При этом учет релаксационных членов в системе (2.6) принципиален.

При расчете систем материальных уравнений, В которых учитывается влияние релаксационных процессов, более удобным представляется использовать нормировку переменных полей, привязанную к значению мощности насыщения (т.е. к величине, пропорциональной  $\hbar^2/\mu^2 T_1 T_2$ ). Соответственно изменяется и нормировка параметров, характеризующих резонансное поглощение и нелинейность.

Система (2.6) в пренебрежении диполь-дипольным взаимодействием тогда преобразуется так:

и величинами.  
сталлах величина параметра нелинейности 
$$\beta_0$$
 не пре-  
проводниковых сред она может быть выше более,

Здесь параметры, определяемые соотношениями

$$e(t) = \frac{\mu}{\hbar} \sqrt{T_1 T_2} E(t),$$
  
$$\beta_0 = \frac{2\pi \Delta \alpha \hbar}{\mu^2 T_2} \varepsilon_0,$$
  
$$\Delta = (\omega - \omega_0) T_2$$

являются безразмерными величинами.

Для сред на кристаллах величина параметра нелинейности  $\beta_0$  не превышает 0.05, для полупроводниковых сред она может быть выше более, чем на порядок (из этих значений и исходили далее в проведенных расчетных оценках); соответственно порядок величин нормирующего коэффициента  $\frac{\mu}{\hbar}\sqrt{T_1T_2}$  в амплитуде напряженности для кристаллов лежит в пределах  $10^{-3}...10^{-4}$ , для полупроводников –  $10^{-4}...10^{-6}$ . В системе (4.6) пренебрегается лоренцевской поправкой, которая оказывается несущественной в некогерентном режиме.

Оценка модуляционных свойств планарных слоев, представляемых пленками из резонансных атомов, может проводиться на основе анализа зависимости мощности проходящего сквозь пленку поля от мощности падающего поля. Будем при этом исходить из прежней схемы физической ситуации – возникновение и эволюция нестационарного поля Е в пленке, разделяющей линейные среды, происходит при нормальном падении на слой светового импульса, описываемого функцией напряженности  $E_i(t)$ . Предполагается, что длительность т<sub>і</sub> импульса существенно больше времени фазовой релаксации Т<sub>2</sub>.

Можно показать, что формальное решение уравнения ЛЛЯ поляризационных составляющих из системы (4.6) при допущении  $\tau_i >> T_2$ приводит к выражению:

$$\rho(t,\Delta\omega) = -ne\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} / [1 - i(\Delta + \beta_0 |e|^2 \frac{T_2}{2T_1})].$$

Тогда, нормируя интенсивность поля в пленке  $X(t) \sim |e(t)|^2$  по уровню плотности мощности насыщения, т.е. полагая, что  $X(t) = \mu^2 |E(t)|^2 T_1 T_2 / \hbar^2$ , проводим так называемое адиабатическое исключение поляризованности [84] из системы (4.6). В итоге получаем:  $\frac{dn}{dt} = \frac{1}{27} \{ n_0 - n - nX / \Pi + (A + R) \}$ 

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{T_1} \{ n_0 - n - nX / [1 + (\Delta + \beta_0 X T_2 / 2T_1)^2] \},\$$

$$X = Y \{ (1+F)^2 + [F\Delta + \beta_0 T_2 (n_0 - n) / \tau_R]^2 \}^{-1},$$

$$Y(t) = \frac{4\mu^2}{\hbar^2 (1+\eta)^2} T_1 T_2 E_i^2(t)$$
(4.7)

где

$$F = T_2 n / \tau [1 + (\Delta + \beta_0 X T_2 / 2T_1)^2].$$

Адиабатическое исключение поляризованности в бо́льшей степени соответствует типичным полупроводниковым наноструктурам, для которых время релаксации поляризации значительно меньше всех характеристических времен изучаемой нами системы.

Уравнения (4.7) записаны для случая только однородного уширения спектральной линии поглощения и характеризуют изменение формы входного импульса Y(t) при прохождении излучения сквозь поверхностный слой резонансной среды. Спектральный контур поглощения может быть характеризован выражением для  $\rho(t,\Delta\omega)$ . Изменение импульса зависит от сочетания значений мощности импульса с параметрами среды слоя – уровнем ненасыщенного поглощения и отстройкой частоты резонанса поглощения от несущей частоты импульса. Реакция среды отражена в уравнении для разности заселенности n(t), т.е. в уравнении баланса частиц по уровням основного перехода. Поэтому система (4.7) балансное приближение при решении рассматриваемой задачи. Трансформация импульса происходит как при просветлении среды слоя из-за насыщения, так и за счет изменения поглощения из-за автомодуляционной перестройки несущей частоты импульса внутри среды.

Возможность гистерезиса и, соответственно, свойства бистабильности в оптических характеристиках нелинейных пленок обычно анализируются для стационарного режима взаимодействия с излучением [6-11]. Рассмотрим стационарное приближение системы (4.7), определив, как и в предыдущем разделе, равновесные значения ее переменных.

Интересные, с практической стороны, свойства пропускания слоя резонансных атомов могут быть найдены при рассмотрении нелинейной характеристики пропускания – зависимости пропускания поля с относительно постоянной во времени амплитудой от величины этой амплитуды.

1088

Задача о связи этих характеристик в стационарном режиме может быть решена при предположении о том, что длительность  $\tau_i$  импульса прямоугольной формы  $Y(t) = Y_0$  существенно больше времени продольной релаксации  $T_1$ . Равновесное значение  $n_s$  из уравнения для населенности (4.7) приводит к такому выражению для стационарной величины компоненты *F*:

$$F_{s} = \frac{T_{2}n_{0}}{\tau [1 + X_{s} + (\Delta + \beta_{0}X_{s}T_{2} / 2T_{1})^{2}]}.$$

Учитывается также, что для равновесных значений  $\rho_s$ ,  $n_s$  [9,146]:  $|\rho_s|^2 + n_s^2 = n_s n_o$ . Тогда соотношение для равновесных значений интенсивностей  $X_s$  и  $Y_o$  запишется следующим образом:

$$Y_{0} = X_{s} \left\{ \left[ 1 + \frac{\kappa}{1 + (\Delta + \Delta_{s})^{2} + X_{s}} \right]^{2} + \kappa^{2} \left[ \frac{\Delta - \beta_{0}(1 - T_{2} / 2T_{1})X_{s}}{1 + (\Delta + \Delta_{s})^{2} + X_{s}} \right]^{2} \right\}, \quad (4.8)$$

где  $\Delta_s = \beta_0 X_s \cdot T_2 / 2T_1$  — штарковская компонента фазового сдвига,  $\kappa = T_2 n_o / \tau_R$  — параметр ненасыщенного поглощения.

Учет квазирезонансной поляризации во временно́м масштабе, превышающем времена поперечной и продольной релаксации, как и в рассмотренных выше случаях, влечет за собой появление в соотношении для мощности внешнего и проходящего поля компонент, дополнительных по отношению к френелевской (в принятых обозначениях последняя учтена при нормировке интенсивности падающего на слой поля *Y*). Этими компонентами описывается, во-первых, насыщение поглощения, во-вторых, зависимость пропускания от интенсивности из-за изменений в характере фазочувствительности поверхностного активного слоя (его дисперсионной способности, также зависящей от интенсивности).

Физически выражение (4.8) можно рассматривать как уравнение, описывающее нелинейные свойства слоя оптической среды в приближении среднего поля для условий, когда поглощение и положение его резонанса на шкале частот зависят от интенсивности проходящего поля. В данном случае это соотношение выражает расчетный аналог нелинейной характеристики пропускательной способности тонкой пленки, представляемой здесь планарным слоем резонансных атомов. Одновременно (4.8) выражает дисперсионную зависимость пропускания слоя в стационарном режиме. Используя электродинамические условия для граничного слоя (соотношения для связи полей в 2.4), следуя формуле (4.8) несложно рассчитать соотношение для плотностей мощности падающей и отраженной волн монохроматического светового поля.

1088

Расчетное построение нелинейной характеристики пропускания тонкого слоя резонансных атомов на основе (4.8) удобно проводить, задавая значения  $X_s$  и, соответственно, вычисляя величину  $Y_o$ . В противном случае – при поиске  $X_s$  в зависимости от  $Y_o$  – следовало бы находить решения сложного алгебраического уравнения.

Соотношение (4.8) соответствующим образом рассчитывалось в [9], обнаружены гистерезисные особенности зависимости  $X_s(Y)$  (например, рисунок 4.4, фрагмент *a*). Начиная с определенных значений показателя поглощения, определяемого плотностью активных атомов в среде пленки, нарастание пропускания, которое характеризуется высокой крутизной, сменяется бистабильным изгибом. Здесь мы можем утверждать, что в той области на шкале входной мощности, которой соответствует наиболее высокий темп просветления, проявляется особого рода резонанс, соответствующим образом деформирующий кривые нелинейной зависимости пропускания. Бистабильный изгиб, как утверждалось выше, и представляет собой трансформированный нелинейный резонанс на шкале интенсивности поля, действующего на активные атомы в пленке.

# 4.2.1 Дисперсионная зависимость пропускания тонкого слоя в условиях насыщения

На основе (4.8) возможен расчет резонансной кривой пропускания [173]. Задавая уровень насыщения (то есть, задавая величину нормированной интенсивности  $Y_0$  падающего поля, однородную в пределах ширины резонанса), можно рассчитывать  $X_s$  в зависимости от отстройки частоты. Соотношение (4.8) тогда рассматривается и решается как алгебраическое уравнение относительно  $X_s$ .

Результаты численных оценок зависимости  $X_s(\Delta)$  для разного уровня насыщения (то есть для нарастающих  $Y_o$ ) демонстрирует рисунок 4.4. Бистабильность характерна и для дисперсионной зависимости, в области ее существования возможны гистерезисные скачки пропускания (фрагменты

б и в рисунка 4.4). Судя по кривым, изображенным на фрагментах *г-е* рисунка 4.4, ход частотных зависимостей  $X_s(\Delta)$  при фиксированных  $Y_o$  таков, что хотя решения (4.8) и характеризуются бистабильностью вблизи положения резонанса, но гистерезисные скачки в спектре пропускания не могут реализоваться для относительно небольших величин  $Y_{0}$ .

Характерные изгибы зависимости  $X_s(Y_0,\Delta)$ , означающие возможность проявления этой особенности пропускания, возникают при повышении уровня возбуждения – для значительного насыщения поглощения.



фрагмент *a*:  $\kappa = 6.0, \Delta = -0.5$  (кривая 1), 0 (2), 1.0 (3); фрагмент  $\delta$ :  $\kappa = 6.0, Y_0 = 34.0, \beta = 0.05;$ 

фрагмент *в*:  $\kappa = 9.5$ ,  $Y_0 = 44.0$ ,  $\beta = 0$ ;

(фрагменты *б-в*) по горизонтальной оси – отстройка частоты излучения по отношению к частоте резонанса, по вертикальной оси – поглощательная способность слоя

Рисунок 4.4 – Нелинейная (*a*) и частотные (*б*, *в*) зависимости резонансного поглощения слоя для различных значений нормированной интенсивности поля падающей волны (фрагменты *a-в*)



Рисунок 4.4 – Нелинейная (а) и частотные (б-е) зависимости резонансного поглощения слоя для различных значений нормированной интенсивности поля падающей волны (фрагменты г-е)

При этом происходит специфическое изменение хода резонансной зависимости поглощения, обусловленное «затягиванием» частоты к центру линии. Примерно в центре области бистабильных решений на частотной шкале происходит как бы размыкание кривых. Такое «расщепление» дисперсионной кривой соответствует уменьшению поглощения – увеличению пропускания примерно на 25 – 35% для использованного в расчетах диапазона параметров.

11083

Относительно резкое локальное увеличение пропускания возможно как следствие того, что в этой области выше насыщение поглощения. Повышение эффективности насыщения происходит за счет более интенсивного поля, смещенного по частоте. Из-за автомодуляционного смещения фазы светового поля максимумы поглощения на дисперсионных кривых соответствуют «периферийным» участкам на частотной шкале по отношению к обычному положению резонанса.

При насыщении поглощения, которое отвечает возникновению бистабильности на кривых нелинейного пропускания, автомодуляционное смещение фазы, связанное с влиянием квазирезонансных переходов, должно привести к резкой асимметрии дисперсионных кривых (рис. 4.4,  $\delta$ , c, e), тогда как для  $\beta_0 = 0$  положение максимумов поглощения строго симметрично относительно резонанса (рис. 4.4, s,e). Зависимости, рассчитанные для случая  $\beta_0 \neq 0$ , свидетельствуют о смещении зон гистерезиса в сторону резонанса, соседнего с основным, и об изменении ширины частотной области, в которой возможна бистабильность. С увеличением параметра  $Y_0$ решения (4.8) для дисперсионных зависимостей дают все более гладкие кривые. Перепады пропускания слоя нелинейной среды в гистерезисных скачках уменьшаются. Изгибы с гистерезисными свойствами в дисперсионной зависимости по мере возрастания  $Y_0$  исчезают, расстояния между минимумами на шкале частот увеличиваются.

### 4.2.2 Расчет положения критических точек дисперсионных кривых

Оценка пропускания в критических точках, расчет примерного расположения этих экстремумов на частотной шкале в зависимости от уровня возбуждения, а также параметров среды может значительно облегчить поиск возможности проявления гистерезиса в условиях эксперимента.

Положение экстремумов спектра  $X_s(\Delta)$  можно определить из условия  $dX_s/d\Delta = 0$ . Тогда с учетом того, что для многих активных сред  $T_2/T_1 \ll 1$ , т.е. штарковской компонентой в (4.8) можно пренебрегать, из соотношения (4.8) нетрудно получить:

$$\kappa \cdot (\Delta - \beta_0 \cdot X_s) = \frac{\Delta}{2} \left[ 1 + \frac{\kappa}{1 + X_s + \Delta^2} + \kappa \frac{(\Delta - \beta_0 \cdot X_s)^2}{1 + X_s + \Delta^2} \right].$$
(4.9)

При  $\beta_0=0$  уравнение (4.8) имеет точное решение :  $\Delta_1 = 0$ ,  $\Delta_{2,3} = \mp \sqrt{\frac{\kappa-2}{\kappa+2} \cdot X_s - 1}$ . Если для расчета величины  $X_s$  в локальном максимуме пропускания надо решать уравнение (4.9) и в минимумах для этой величины из (4.9) нетрудно получить:  $X_{s2} = X_{s3} = X_m = Y_0 - (\kappa+2)^2/4$ . В случае учета квазирезонансной поляризации ( $\beta_0 \neq 0$ ) возможно приближенное решение (4.9) в диапазоне

$$k > 4, |\beta_0| < 0.1 : \Delta_1 = \beta_0 \cdot \kappa \frac{1 + X_s}{\kappa - 2};$$

$$\Delta_{2,3} = \frac{\beta_0 \cdot \kappa}{\kappa + 2} \cdot \left(\frac{-4}{\kappa - 2} \cdot X_s - \frac{1}{2}\right) \mp \sqrt{\frac{\kappa - 2}{\kappa + 2} \cdot X_s} - 1.$$
(4.10)

Соответственно с учетом сделанных допущений для  $\Delta_2$  и  $\Delta_3$ , асимметричных относительно положения резонанса  $\Delta = \Delta_1$ , из (4.10) получаются различные значения для  $X_{s2}$  и  $X_{s3}$ :

$$X_{s2,3} = X_m + \frac{\beta_0}{4}(\kappa+2)^2 \left\{ \frac{\beta_0}{8}(\kappa^2 - 4) \pm \sqrt{\left[\frac{\kappa-2}{\kappa+2} + \frac{\beta_0^2}{4}\kappa(\kappa-4)\right] \cdot X_m - 1} \right\}.$$

Согласно сделанным оценкам, гистерезисное поведение частотной зависимости пропускания излучения следует ожидать именно в области отстроек, даваемых соотношением (4.10).

# 4.3 Трансформация спектров поглощения неоднородноуширенного тонкого слоя в условиях насыщения

Частотная зависимость квазистационарных компонент недиагонального элемента матрицы плотности, определяемая системой (4.6), соответствует однородному уширению спектральной линии поглощения. Профиль спектральной линии соответствует так называемой лоренцовой форме. Дипольный момент единицы объема среды слоя (полная поляризованность) P(t) получается умножением p(t) в выражении, получаемом при адиабатическом исключении поляризованности (приведенном выше) –

$$\rho(t,\Delta\omega) = -ne\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \left[ 1 + i(\Delta + \beta_0 |e|^2 \frac{T_2}{2T_1}) \right] / \left[ 1 + \left(\Delta + \beta_0 |e|^2 \frac{T_2}{2T_1}\right)^2 \right] \quad (4.11)$$

OBS

на число активных атомов N в единице объема. Частотные характеристики поляризованности совпадают с частотными характеристиками отдельных атомов и, следовательно, будут определяться просто суммой однородного ряда вкладов отдельных атомов. Каждый из атомов имеет одну и ту же частоту перехода  $\omega_{12}$  и ширину линии  $2/T_2$ .

Однородно уширенный контур поглощения возникает в том случае, если уширение обусловлено релаксационными процессами, действующими одинаково на все атомы, имеющие одинаковую частоту перехода. Если ширина линии совокупности атомов увеличивается вследствие того, что каждый атом или молекула имеют разные частоты  $\omega'_{12}$ , то говорят о неоднородном уширении линии [141]. Смещение резонансных частот отдельных атомных диполей возможно из-за несовершенства кристаллов или неоднородности магнитного поля, определяющего частоту перехода в спиновых системах. Доплеровский сдвиг частоты обусловливает подобное смещение в газовых средах, также определяя там неоднородность уширения. Неоднородное уширение обычно определяет контур линии в кристаллах при понижении температуры.

При неоднородном уширении отдельные атомы характеризуются однородно уширенными линиями, значительно более узкими, чем полные спектральные линии всей совокупности атомов. Такие узкие линии, из которых каждая соответствует отдельной группе атомов, имеющих одинаковую частоту перехода  $\omega'_{12}$ , называют спиновыми пакетами. Если к веществу, представленному подобным ансамблем спиновых пакетов, приложено поле, то поляризованность определяется суммой независимых вкладов отдельных спиновых пакетов. Выражение для поверхностной поляризованности, аналогичное (2.5), в этом случае получается интегрированием ряда перекрывающихся распределений от каждого спинового пакета:

$$P(t) = N_s \langle \rho \rangle = N L \int_{-\infty}^{+\infty} g (\omega'_{12} - \omega_0) \left[ i \mu p + 2\pi \Delta \alpha \varepsilon_0 (n - n_0) E \right] d(\omega'_{12} - \omega_0), \quad (4.12)$$

Предполагается, таким образом, что изменения частот переходов  $\omega'_{12}$  имеют статистическое гауссово распределение, описываемое гауссовой функцией  $g(\omega'_{12}-\omega_0)$ . Характеристическая частота, определяющая полуширину резонансной кривой, выражается величиной, обратной  $T_2^*$  временной константе неоднородного уширения. Интегрирование удобно проводить по

разности частот  $\omega'_{12} - \omega_0$  соответствующих точкам по обе стороны центрального максимума  $\omega_0$ . Выражение для связи полей на границе слоя принимает вид:

$$e(t) = e_i(t) + \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\rho + i \cdot \beta_0(n - n_0)e(t)\right] g(\omega'_{12} - \omega_0) d\omega'_{12}$$

Используя соотношение  $\rho_s * \rho_s + n_s^2 = n_s n_o$  и адиабатические представления (4.11) для  $p(t,\Delta\omega)$ , можно получить выражение для связи равновесных значений полей – внешнего (e<sub>0</sub>) и проходящего сквозь слой (e<sub>s</sub>):

$$\begin{bmatrix} 1 - i \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\beta_0 \kappa e_s^* e_s g(\omega'_{12} - \omega_0)}{1 + (\Delta + \Delta_s)^2 + e_s^* e_s} d\omega'_{12} \end{bmatrix} \cdot e_s = \\ = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} e_0 - \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\kappa [1 + i(\Delta + \Delta_s)] e_s}{1 + (\Delta + \Delta_s)^2 + e_s^* e_s} g(\omega'_{12} - \omega_0) d\omega'_{12}.$$

Соотношение, связывающее нормированные интенсивности падающего и проходящего сквозь пленки полей  $Y_0$  и  $X_s$  (нормировка величин, как в выражении (4.8)), тогда запишется в виде [174]:

$$Y_{o} = X_{s} \cdot \left\{ \left[ 1 + \frac{\kappa}{\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + (\Delta + \Delta' + \Delta_{s})^{2} + X_{s}} e^{-(\Delta' T_{2}^{*}/T_{2})^{2}} d\Delta' \right]^{2} + \frac{\kappa^{2}}{\xi^{2}} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta' - \beta X_{s}}{1 + (\Delta + \Delta' + \Delta_{s})^{2} + X_{s}} e^{-(\Delta' T_{2}^{*}/T_{2})^{2}} d\Delta' \right]^{2} \right\}$$

$$(4.13)$$

В выражении (4.13) *ξ* – нормирующий множитель, рассчитываемый из тех соображений, чтобы площадь под спектральной кривой при отсутствии возбуждения была равна 1:

$$\frac{1}{\xi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + {\Delta'}^2} e^{-(\Delta' T_2^*/T_2)^2} d\Delta' = 1,$$

$$\Delta' = (\omega'_{12} - \omega_0)T_2, \quad \Delta = (\omega_0 - \omega)T_2.$$

лектренный Соотношение (4.13) дает возможность построить нелинейные характеристики пропускания пленки резонансно поглощающей среды в зависимости от разности частоты внешнего излучения по отношению к центру неоднородно уширенной линии поглощения ⊿.



Рисунок 4.5 – Зависимость интенсивности излучения в нелинейном слое от интенсивности внешнего поля Y<sub>o</sub>

Программный код алгоритма параметрического расчета  $X_s(Y)$  при фиксированном  $\Delta$  приведен в Приложении Д.

На рисунке 4.5 приведены характерные примеры расчета зависимости интенсивности излучения в нелинейном слое от интенсивности внешнего поля *Y*<sub>o</sub>.

HOBS

При вычислениях пределы интегрирования по размеру резонансной гауссовой кривой были взяты конечными. Величина конечного предела для каждого варианта зависимости устанавливалась расчетным путем – результаты расчетов практически не зависели от значения предела. При этом кривые (1-3) фрагментов рисунка рассчитывались на основе соотношения (4.8), а кривые (4-6) – на основе соотношения (4.13).

Сравнение кривых, определяемых для идентичных условий внешнего возбуждения пленки позволяет сделать вывод о том, что заметное изменение хода кривых при насыщении поглощения начинает проявляться при больших значениях в случае неоднородного уширения. Это определено спецификой уширения – насыщение поглощения значительно лишь в спиновых пакетах, по частоте ближних к  $\omega_0$ . Также поэтому бистабильность на нелинейной характеристике возникает при более значительных величинах внешнего возбуждения. Положение точек перегиба на шкале  $Y_0$  при неоднородном уширении сильнее зависит от автомодуляционного смещения – при повышении  $\beta$  ширина гистерезиса возрастает. При этом, судя по закономерностям, которые можно наблюдать на рисунке 4.5 ширина гистерезиса заметно зависит от отстройки  $\Delta$ .

Резонансные кривые частотной зависимости пропускания  $X_s(\Delta)$  при фиксированном уровне возбуждения Y также можно рассчитать на основе (4.13). Соотношение (4.13) в таком случае приходится решать как трансцендентное уравнение относительно  $X_s$ .

Зависимости нормированных спектральных кривых иллюстрирует рисунок 4.6, где воспроизводен ряд характерных результатов вычисления. При этом кривые фрагмента *a* рисунка 4.6 рассчитывались на основе соотношения (4.8) и соответствуют однородному уширению спектральных линий, кривые фрагментов  $\delta$ ,  $\beta$  – на основе соотношения (4.13) и соответствуют неоднородному уширению.

3rlektr





Рисунок 4.6 – Зависимость интенсивности излучения в нелинейном слое от частотной отстройки Д (фрагменты в, г)



Программный код, позволяющий реализовать алгоритм этого расчета и построение соответствующих зависимостей, которые покажут характерные особенности рассматриваемого эффекта, представлен в Приложении Е.

1083

Анализ зависимостей, представленных на рисунке 4.6, позволяют сделать следующие выводы. Характерный дисперсионный резонанс в условиях насыщения деформируется особым образом – при определенном сочетании значений показателя поглощения и внешней интенсивности резонансные кривые могут размыкаться, как бы образуя двойной резонанс. Автомодуляционное смещение частоты неоднородно в зависимости от интенсивности действующего поля, что приводит к характерному наклону одного из резонансов. Эти особенности, как и на кривых рисунка 4.4 (фрагменты  $\delta$  и e) должны означать, что на шкале зависимости пропускания от частоты должен проявиться гистерезис. Заметно также, что для некоторого уровня насыщения бистабильность резонансной кривой на частотной шкале может присутствовать, однако гистерезис в спектре реализоваться не может — кривые, характеризующие неоднозначность решений  $X_s(\Delta)$ , т.е., вторую и третью ветви решений, образуют замкнутую линию.

Следует особо отметить, что бистабильный и гистерезисный ход кривых спектра поглощения пленок при неоднородном уширении проявляется только в случае существования автомодуляционного смещения основной частоты перехода. Перекрытие симметричных резонансных кривых приводит к «смазыванию» характерных для однородно уширенных линий бистабильных изгибов на краях центральных «провалов» (как на фрагменте *е* рисунка 4.6). Скачок пропускания при гистерезисном переключении резонансной кривой достигает 50%, что значительно превышает подобное изменение поглощения в случае, если среда характеризуется только однородным уширением основного перехода.

При выборе области основных расчетных параметров соотношений (4.8), (4.10), (4.13) –  $\kappa$  и  $\beta_0$ – для иллюстрации решений  $X_s(Y,\Delta)$  выше исходили из допущения, что 2-уровневая модель (2.6) применима для слоев на основе оптических полупроводников ( $NL \approx 10^{15}$  см<sup>-2</sup>,  $T_1 \sim 10^{-9}$  с,  $T_2 \sim 10^{-42}$  с,  $\omega_0 \approx 2 \, 10^{15}$  рад/с) при этом, однако, не учитывается влияние локальных полей. Уже указывалось, что уравнения Блоха в обычном 2-уровневом представлении используются для рассмотрения динамических явлений в тонких слоях на основе этих сред [14, 49-52], образованных особыми активными центрами – экситонами (). Для подобных активных материалов в экситонной области спектра величины ненасыщенного резонансного поглощения особенно значительны. В этой области особенно велики значения дипольного момента  $\mu$  [24, 25], и «пороговые» условия возникновения гистерезисных свойств пропускания в принципе могут быть

достижимы [50-52]. Одновременно высок (аномален) уровень резонансной нелинейной рефракции (показатель преломления в частотной области межзонного поглощения испытывает сильную зависимость от концентрации свободных носителей). Для активных слоев на основе GaAs параметр, аналогичный  $\Delta \alpha$ , характеризуется величиной в диапазоне 4–7.10<sup>-21</sup> см<sup>3</sup> [129], для антимонида индия, например, исходят из того, что это значение может быть выше почти на два порядка [130]. Следует упомянуть, что неоднородное уширение не особо типично для полупроводниковых сред. Параметры расчета, соответствующие арсениду галлия, использованы при этом условно, для сравнения с результатами расчета, известными из литературы. Хотя, судя по последним данным [152], в гетероструктурных образцах пониженной размерности с неоднородным распределением квантовых ям дисперсионная зависимость поглощения существенно отлична от хода, описываемого лоренцевскими кривыми, и там вполне возможен неоднородный характер такой зависимости. Неоднородное уширение присуще и значимо для ряда диэлектрических сред, используемых в лазерной физике [138, 139]. Достаточно типично уширение этого типа для лазерных кристаллов на основе рубина или кристаллов, активированных редкоземельными элементами при низких температурах. Неоднородным уширением характеризуется реакция на когерентное излучение таких объектов, как плотные совокупности редкоземельных ионов эрбия, иттербия или тулия в матрице кристаллов, в волноводных структурах, а также квантовые точки в полупроводниковых материалах, в оксидных и фосфатных стеклах, в полимерных структурах.

OBS

Полученное выше соотношение (4.13) может быть использовано для расчета резонансных кривых пропускания резонатора, заполненного такой средой, при условии достаточно однородного распределения интенсивности поля по длине резонатора, т.е. в приближении среднего поля. Подобное соотношение без учета неоднородности уширения применялось в этих целях, например, в [30].

Таким образом, нетривиальный характер кинетики переходных процессов способен привести к смещению границ существования бистабильных решений для интенсивности поля. Эта закономерность действия лазерного излучения на оптические планарные структуры из резонансных материалов свидетельствует о возможности наблюдения гистерезиса в пропускании.

#### Основные выводы главы 4

В главе приведены уравнения известной в литературе модели взаимодействия электромагнитного поля с веществом тонкого слоя поглощающей среды на оптических частотах. Модель рассматривает слой как тонкую поверхностную пленку из активных атомов и учитывает нелинейность комплексной диэлектрической проницаемости среды пленки. Нелинейность порождена резонансным характером взаимодействия и проявляется, как насыщение поглощения при значительном уровне внешнего возбуждения пленки полем лазерного излучения. Рассматриваемая модель модифицирована с учетом такого следствия нелинейности как автомодуляционное уширение спектра, связанное с нелинейной рефракцией и влиянием эффекта Штарка на положение уровней основного перехода. Учет обоих факторов основан на использовании представлений обобщенной 2-уровневой схемы, что также позволяет приближенно учесть влияние на диэлектрическую проницаемость активной среды пленок переходов, близких к резонансному.

1088

Предсказана высокочастотная самомодуляция импульсов, отражаемых граничным слоем в режиме когерентного взаимодействия. Отмечено, что трансформация действующих на пленку импульсов носит сверхизлучательный характер. Возникновение автомодуляционной составляющей интенсивности связано с реализующейся в случае квазирезонансной поляризованности бистабильностью равновесных состояний колебательной системы: тонкая пленка активных атомов – резонансное излучение. Утверждение о возможности подобного рода модуляции сверхкоротких импульсов представляет собой уникальный результат, полученный в результате диссертационных исследований на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук автора настоящей монографии [196].

Рассмотрены случаи однородного и неоднородного уширения спектральных линий поглощения, обозначены особенности их формы при значительном насыщении. Интересным свойством характеристик пропускания пленок при этом является бистабильность, возникающая как на шкале нелинейной зависимости пропускания, так в ее частотной зависимости в условиях насыщения поглощения. Появление гистерезиса, как следствия бистабильности, определено нелинейной поляризацией в среде пленки. Различие скоростей релаксации поляризованности пленки, порождаемой линейной и нелинейной поляризацией в ее среде, при определенном сочетании параметров способно выразиться в гистерезисной связи характеристик внешнего и действующего в пленке поля.

Сформулировано и рассчитано дисперсионное соотношение для интенсивностей внешнего и действующего полей, учитывающее неоднородность уширения контура поглощения. На его основе проведены расчеты нелинейных характеристик пропускания и резонансных кривых поглощения в тонких слоях при значительном насыщении. Сравнение с известными результатами расчетных оценок свойств однородно уширенных планарных структур позволяет сделать вывод о том, что неоднородность уширения значительно увеличивает область параметров, в которой способны реализоваться гистерезисные свойства поглощения тонких поверхностных слоев. Описание бистабильности и гистерезисных свойств спектра поглощения ансамбля атомов с неоднородным уширением в условиях резонанс-ной нелинейной рефракции является уникальным результатом, полученным в результате диссертационных исследований на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук автора настоящей моно-

1083

### ГЛАВА 5

## СВЕТОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МИКРОРЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ

HOBS

Эта глава посвящена изучению закономерностей реакции на квазирезонансное поле двухслойной планарной структуры, образованной поверхностной тонкой пленкой двухуровневых атомов и подложкой – тонким слоем активной или линейной оптической среды, представляющей собой резонатор. Активная пленка и резонатор образуют систему из двух компонент, пропускание которых чувствительно к частоте зондирующеого излучения. Будет показано, что подобная система обладает бистабильностью и способна проявлять гистерезисные свойства в стационарном режиме взаимодействия с плосковолновым световым полем. Динамический эффект взаимодействия со светом состоит в том, что в первоначально непрерывном излучении при прохождении сквозь тонкопленочную систему может развиваться временная неустойчивость в форме периодической модуляции интенсивности с относительно невысоким контрастом.

# 5.1 Нелинейное отражение света тонкопленочной резонаторной системой

Достоверно известно, что для ряда исследуемых на данный момент полупроводниковых материалов, используемых в планарной оптике, действительно типична нелинейная рефракция. Поэтому изучение эффектов, возникающих как ее следствие, является достаточно актуальным. В этом разделе главы анализируется зависимость отражения квазирезонансного светового поля, отражаемого микрорезонаторной системой, в случае если слой – резонатор образован прозрачной для поля линейной средой, а пленка, помимо нелинейной абсорбции, характеризуется значительной нелинейной рефрактивностью. При отражении от активной пленки, примыкающей к отражающей грани резонатора, поле приобретает нелинейный фазовый сдвиг. Если для системы поле – двухслойная структура при относительно невысоких значениях мощности действующего светового поля выполнялось условие фазового синхронизма, то с ростом интенсивности поля это условие нарушается. В этих условиях отражение света резонаторной структурой приобретает выраженную нелинейную зависимость.
Поэтому представляется интересным изучение следствий самомодуляции когерентного светового поля в оптической структуре, образуемой тонкопленочным резонатором и поверхностным слоем с резонансной поляризованностью (последний примыкает к одному из зеркал резонатора). Сочетание компонент с различной степенью критичности к внешнему зондирующему излучению, очевидно, должно обусловить особую зависимость нелинейного отражения пленочной системы от интенсивности поля лазерного излучения.

При формулировке задачи исследования в этой главе рассматривается тонкий слой резонансных атомов, его толщина *l* много меньше длины волны света ( $l << \lambda$ ). На поверхность слоя нормально падает плоская световая волна с частотой  $\omega = 2\pi/\lambda$  и плавной огибающей амплитуды  $E_i(t)$ . В приближении сверхтонкого слоя взаимодействие светового поля с веществом резонансно поляризуемой пленки, разделяющей диэлектрические среды с проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  (рисунок 5.1, правая граница раздела) описывалось модифицированной системой уравнений Максвелла-Блоха (4.6) для квазистационарных нормированных амплитуд поля проходящей и отраженной волн (*E* и  $E_r$ ) и отклика среды.



1-левая отражающая граница, 2-линейный неактивный слой, 3-правая граница с поверхностной активной пленкой.

### Рисунок 3.1 – Схема расположения элементов в пленочном резонаторе

Лазерное излучение с частотой  $\omega \approx \omega_0$  ( $|\Delta \omega| \leq 1/T_2$ ), падающее на тонкий поверхностный слой с резонансной поляризацией, при взаимодействии со средой также испытывает автомодуляционное смещение. Фазовое смещение поля инициируется перераспределением частиц по уровням с различной поляризуемостью. Результирующий взаимный фазовый сдвиг поля и поляризации получается зависящим от нормированной величины интенсивности проходящего поля  $|e(t)|^2$  и индуцируемого им изменения населенностей.

Стационарное приближение расчетной модели, основанной на (4.6), позволяет ниже записать следующее выражение для установившихся амплитуд поля ( $E_i(t) = E_0 = const$ ):

$$\left[1 + \frac{\kappa}{1 + (\Delta + \Delta_S)^2 + X}\right] \cdot e_S = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} e_0 - i\frac{\kappa(\Delta + \Delta_S - \beta_0 X)}{1 + (\Delta + \Delta_S)^2 + X} e_S, (5.1)$$

 $_{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \sim \frac{1}{1 + (\Delta + \Delta_S)^2 + X} e_S$ , (5.1) где е<sub>s</sub> – амплитуда стационарного поля, нормированного по уровню на сыщающей мощности поля (в этом случае X – безразмерная стание ная интенсивность поля внутри пленки кот SHWA

$$X = |\mathbf{e}_{s}|^{2} = \frac{\mu^{2}}{\hbar^{2}} T_{1} T_{2} |E_{s}|^{2} .$$

Также здесь µ – матричный элемент дипольного момента перехода,  $T_1$  и  $T_2$  – времена продольной и поперечной релаксации,  $\kappa$  – ненасыщенное значение показателя поглощения активной пленки на резонансной частоте  $\omega = \omega_0$ ,  $\beta$  – параметр резонансной нелинейной рефракции,  $\Delta_S = \beta_0 \frac{T_2}{2T_1} |e_s|^2$  – величина штарковского сдвига частоты резонанса,  $\Delta = (\omega - \omega_0)T_2$  – нормированный дефект резонанса.

В случае только френелевского пропускания соотношение между амплитудами зондируюшего (e<sub>0</sub>) и прошедшего (e<sub>s</sub>, т.е. внутри пленки) полей тривиально и определяется выражением:

$$\mathbf{e}_{\mathbf{s}} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} \mathbf{e}_0 \ .$$

Учет резонансной и квазирезонансной поляризуемостей во временном масштабе, превышающем времена релаксации перехода  $T_1$  и  $T_2$ , приводит к появлению нелинейных компонент в результирующем соотношении. Эти действительная и мнимая (фазовая) компоненты дополнительны по отношению к френелевской составляющей. Их наличие означает изменения в характере фазочувствительности среды с поверхностным активным слоем, которые, в частности, могут выразиться в особенностях зависимости пропускания среды от интенсивности внешнего светового поля.

Соотношение для амплитуд поля (5.1) позволяет записать уже рассмотренное выше выражение, связывающее стационарные величины нормированной интенсивности:

$$e_0^2 \frac{4\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}}{\left(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}\right)^2} = X \left\{ \left[ 1 + \frac{\kappa}{1 + \left(\Delta + \Delta_S\right)^2 + X} \right]^2 + \kappa^2 \left[ \frac{\Delta - \beta_0 (1 - T_2 / 2T_1)X}{1 + \left(\Delta + \Delta_S\right)^2 + X} \right]^2 \right\}.$$
(5.2)

Проанализируем влияние поверхностной поляризованности на отражение нормально падающей монохроматической световой волны от неактивного диэлектрического слоя, образующего резонатор. Резонатор представляет собой две плоскопараллельных поверхности с различными коэффициентами отражения, к одной из которых примыкает пленка активных атомов как на рисунке 5.1.

Допустим далее, что нелинейное отражение происходит на границе x = L слоя с проницаемостью  $\varepsilon_1$ . Границе слоя x = 0 присуще «обычное» френелевское отражение.

Световая волна, нормально падающая на активную пленку, характеy whe ризуется амплитудой

$$\mathbf{e}_{0} = (1 - r') \mathbf{e}'_{0},$$

где  $r' = \frac{\sqrt{\varepsilon_1' - \sqrt{\varepsilon_1}}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_1'}}$  – амплитудный коэффициент отражения первой из

границ слоя. Учитывая граничные условия (4.1), соотношение между амплитудами полей зондирующей, прошедшей и отраженной волн может быть получено аналогично выражению (5.1):

$$e_{S} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{2}} - \sqrt{\varepsilon_{1}}}{\sqrt{\varepsilon_{1}} + \sqrt{\varepsilon_{2}}} e_{0} + \frac{\kappa}{1 + (\Delta + \Delta_{S})^{2} + X} \left[ 1 + i(\Delta + \Delta_{S} - \beta_{0}X) \right] e_{S}.$$

Эффективный амплитудный коэффициент отражения представляется, таким образом, как комплексная величина, зависимая от интенсивности поля e<sub>s</sub>, которое действует внутри активной пленки:

$$R = \frac{\mathbf{e}_r}{\mathbf{e}_0} = r'' - \frac{\kappa}{1 + (\Delta + \Delta_s)^2 + X} \frac{\mathbf{e}_s}{\mathbf{e}'_0} - i\kappa \frac{\Delta + \Delta_s - \beta X}{1 + (\Delta + \Delta_s)^2 + X} \frac{\mathbf{e}_s}{\mathbf{e}'_0}.$$
 (5.3)

Здесь  $r'' = \frac{\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}}$  – амплитудный коэффициент отражения

3stektp второго из зеркал резонатора. Модуль эффективного коэффициента отражения этой границы может быть выражен такой величиной:

$$|R| = \sqrt{\left[r'' - \frac{\kappa}{1 + (\Delta + \Delta_S)^2 + x}T\right]^2 + \left[\kappa \frac{\Delta - \beta_0 (1 - T_2 / 2T_1)X}{1 + (\Delta + \Delta_S)^2 + X}T\right]^2}, \quad (5.4)$$

где значение  $T = \left| \frac{e_s}{e_0} \right|$  определяется из выражения:

ачение 
$$T = \left| \frac{\mathbf{e}_{s}}{\mathbf{e}_{0}} \right|$$
 определяется из выражения:  

$$T = \frac{2\sqrt{\varepsilon_{1}}}{\sqrt{\varepsilon_{1}} + \sqrt{\varepsilon_{2}}} \left\{ \left[ 1 + \frac{\kappa}{1 + (\varDelta + \varDelta_{s})^{2} + X} \right]^{2} + \kappa^{2} \left[ \frac{\varDelta - \beta \left(1 - T_{2}/2T_{1}\right)X}{1 + (\varDelta + \varDelta_{s})^{2} + X} \right]^{2} \right\}^{-1/2}.$$

Комплексный характер выражения (5.4) означает, что в условиях отражения света от поверхностного слоя с резонансной поляризованностью световое поле должно приобретать нелинейный фазовый сдвиг  $\Delta \varphi$ , оцениваемый в соответствии с выражением:

$$\Delta \varphi = -\operatorname{arctg}\left\{ \left[ \frac{\kappa \left( \Delta - \beta \left( 1 - T_2 / 2T_1 \right) X \right)}{1 + \left( \Delta + \Delta_S \right)^2 + X} T \right] \middle/ \left[ r'' - \frac{\kappa}{1 + \left( \Delta + \Delta_S \right)^2 + X} T \right] \right\} \quad . \tag{5.5}$$

Исходя из величины Х (нормированной интенсивности поля, действующего на активные атомы в пленке), эффективное отражение и возникающий вследствие резонансной и квазирезонансной поляризованности нелинейный фазовый сдвиг отраженной волны на втором из зеркал резонатора определяются, следуя соотношениям (5.4), (5.5).

Эффективный энергетический коэффициент отражения резонатора (с учетом интерференции встречных волн) в стационарном режиме воздействия света может быть определен из известного выражения (см., например, [154]):

$$r = \frac{r'^2 + R^2 + 2r'|R| \cos\left(2\omega L\sqrt{\varepsilon_1}/c - \Delta\varphi\right)}{1 + (r'R)^2 + 2r'|R| \cos\left(2\omega L\sqrt{\varepsilon_1}/c - \Delta\varphi\right)} \quad .$$
(5.6)

Выражения (5.4) – (5.6) дают возможность расчетной оценки нелинейного коэффициента отражения микрорезонатора, образованного тонким слоем линейной диэлектрической среды и пленкой активных атомов с резонансной поляризуемостью, приведенные в работах [175, 176]. Отражение такой системы критично по отношению к частоте  $\omega$  и величине интенсивности зондирующего светового поля.

Расчет величины r, зависящей от нормированных значений зондирующей интенсивности, связанных соотношением

$$Y = e_0^2 = \frac{\mu^2}{\hbar^2} T_1 T_2 E_0^2,$$

удобно проводить параметрически, принимая *X* как неотрицательную линейно нарастающую переменную.

Значения *R*,  $\Delta \varphi$  и *Y*=*XT*<sup>2</sup>, которые необходимы для расчета зависимости, вычисляются как функции переменной *X*.

Отметим также, что для диэлектрических и полупроводниковых сред  $T_2 \ll T_1$ , тогда выражения (5.4) – (5.6) несколько упрощаются, в этом случае штарковской компонентой нелинейной отстройки можно пренебречь.

$$|R| = \sqrt{\left(r'' - \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + X}T\right)^2 + \left[\frac{\kappa \cdot \left(\Delta - \beta X\right)}{1 + \Delta^2 + X}T\right]^2},$$
  

$$T = (1 - r'') \left[ \left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + X}\right)^2 + \kappa^2 \left(\frac{\Delta - \beta X}{1 + \Delta^2 + X}\right)^2 \right]^{-1/2},$$
  

$$\Delta \varphi = -\operatorname{arctg} \left[\frac{\kappa \cdot \left(\Delta - \beta X\right)}{1 + \Delta^2 + X}T / \left(r'' - \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + X}T\right)\right].$$
(5.7)

11083

Вообще, используемые при расчетах зависимости r(Y) значения спектроскопических и релаксационных параметров поверхностных активных пленок в выражениях (5.5) – (5.7) соответствовали полупроводниковым средам, обычно используемых в устройствах оптики и лазерной физики. Толщина пленки, образующей резонатор, в нашем случае также относительно невелика – L порядка  $1 \cdot 10^{-4}$  м.

На рисунке 5.2 иллюстрированы результаты расчета эффективного коэффициента отражения пленочного резонатора, исходя из выражений (5.6), (5.7).

Для сравнения результатов моделирования эффекта выбрано следующие сочетания основных характеристических параметров:

фрагмент *а* иллюстрирует результаты расчета зависимостей для разных значений параметра нелинейного поглощения  $\kappa = 0.6$  (1), 1.4 (2), 2.2 (3), 3.0 (4) и  $\Delta = 0.4$ ,  $\beta_0 = 2.5$ ;

фрагмент б иллюстрирует результаты расчета зависимостей для разных значений дефекта резонанса  $\Delta = 0.4$  (1), 0.45 (2), 0.9 (3), 0.95 (4) и  $\kappa = 1.5, \beta_0 = 2.5;$ 



от нормированной входной интенсивности У

фрагмент в иллюстрирует результаты расчета зависимостей для разных значений параметра нелинейной рефракции  $\beta_0 = 1.0$  (1), 1.5 (2), 2.0 (3), 2.5 (4) и  $\kappa = 0.8$ ,  $\varDelta = 0$ .

Основываясь на результатах подобных оценок, возможны следующие выводы.

OBO

Отражение от резонатора, содержащего тонкий слой с поверхностной поляризованностью, существенно нелинейно, т.е. зависит от интенсивности зондирующей световой волны. Кривые, описывающие подобные зависимости, характеризуются экстремумом – при определенной интенсивности *У* коэффициент отражения *г* минимален.

При дальнейшем нарастании входной мощности излучения происходит насыщение величины r. Насыщенное значение отражения  $r_s$  определяется конечной ненулевой отстройкой частоты. Величины этой отстройки и соответствующее отражение r<sub>s</sub> зависят, в основном, от значений показателей  $\kappa$  и  $\beta_0$ .

Исходя из данных рисунка 5.2, положение экстремума r на шкале Y и насыщенное значение r<sub>s</sub> зависит от показателей резонансного поглощения и нелинейной рефракции, а также от отстройки частот поля и резонанса. Поэтому анализ реально регистрируемых зависимостей r(Y) может быть использован для цели сравнительной оценки или определения этих параметров пленок. В этом состоит бесспорная важность расчетов, которые проведены выше, для развития методики диагностики нелинейных свойств субмикронных пленок.

На рисунке 5.3 проиллюстрирован эффект нелинейного фазового сдвига, приобретаемого световой волной при отражении от резонатора с нелинейным поверхностным слоем, что является довольно значимым эффектом. С его возникновением может быть связано нелинейное смещение частоты в ходе действия на резонатор импульсного излучения.

Для визуализации характерных закономерностей выбраны следующие сочетания основных рассчетных параметров:

фрагмент *a*: значение параметра нелинейного поглощения  $\kappa = 1.6$ , значение дефекта резонанса  $\Delta = 0.92$ ; длина резонатора  $L = 5 \cdot 10^{-4}$  м (*a*-б);

 $\Delta = 0.92;$   $\psi$ рагмент б: значение парамет значение дефекта резонанса  $\Delta = 0.42,$ фрагмент б: значение параметра нелинейного поглощения  $\kappa = 1.4$ ,



(кривые 1) и нелинейного дрейфа частоты (кривые 2) от нормированной входной интенсивности У

фрагмент *в*: значение параметра нелинейного поглощения  $\kappa = 1.0$ , значение дефекта резонанса  $\Delta = 0$ , длина резонатора  $L = 5,8 \cdot 10^{-4}$  м.

Нелинейный дрейф, возникающий при действии лазерных импульсов на пассивный микрорезонатор, может обусловить амплитудную трансформацию лазерного поля. Это явление может быть использовано для создания на основе тонкопленочных структур, подобных рассмотренным, так называемых чирпирующих отражателей, применяемых в лазерных схемах для сокращения длительности импульсов.

1088

Следует отметить еще одно важное свойство нелинейного отражения, характерное для рассмотренной резонаторной системы [176]. На рисунке 5.4 приведены результаты расчета частотной зависимости отражения на основе (5.6), (5.7). Второе из соотношений (5.7) нетрудно свести к уравнению 5-й степени относительно *Y* или 4-й степени относительно *Δ*. Для фиксированного *Y* при переменных значениях *X* второе соотношение решается как уравнение относительно значений нормированной отстройки *Δ* методом Феррари и далее по обеим величинам *Δ* и *Y*, как и в рассмотренных выше вычислениях нелинейной характеристики отражения, для разных значений входной (по отношению в резонатору) интенсивности  $Y=e_0^2$  параметрически рассчитывается соответствующая дисперсионная зависимость *R*(*Δ*).

Относительно небольшому значению входной интенсивности Y отвечает обычный вид дисперсионной зависимости отражения резонатора последовательность резонансов (рисунок 5.4, фрагменты a, a').

Нелинейность фазовой отстройки приводит к наклону резонансов отражения, характерному для бистабильности (рисунок 5.4, фрагменты б, в', г-д'). При этом в следствие насыщения поглощения наклон резонансов и соответствующая ему гистерезисная петля на частотной шкале имеет оптимум – с ростом У бистабильность должна исчезать.



интенсивности



Анализ показывает, что расчеты отражения света от тонкопленочной резонаторной структуры указали на возможность бистабильности и гистерезиса на дисперсионной зависимости отражения в случае, если мощность падающего излучения насыщает активный слой. Бистабильность возможна при довольно незначительных значениях входной мощности, это особенно важно, поскольку такие устройства, как предполагается, могут быть использованы при создании элементов вычислительной техники [154].

1083

Отметим, что применение модели тонкого слоя дает возможность исследовать гистерезисное свойство отражения аналитически, хотя и численным решением алгебраических уравнений. Уже указывалось, что использование этой модели эквивалентно приближению среднего поля в задаче о резонаторе.

Отметим также, что в случае протяженного нелинейного слоя в резонаторе при учете неоднородного распределения интенсивности приближение среднего поля, естественно, неприменимо. Задача о бистабильном отражении света таким устройством не имеет точного решения – известны лишь попытки качественной характеристики ситуации [28,155].

# 5.2 Динамика излучения, прошедшего двухслойную планарную структуру

В настоящем разделе при допущениях, в целом аналогичных прежним, рассмотрена динамика прохождения светового поля сквозь планарную структуру из двух тонких пленок с различными временами релаксации населенности и разными сечениями перехода. Для условий нормального падения световой волны последовательно учитывается отражение на границах раздела и реакция сред на резонансное излучение при его прохождении сквозь пленки. Существенным при этом будет учет резонансной нелинейности показателя преломления в обоих слоях. Характеристики отклика среды тонкого слоя оказываются чувствительными к фазе излучения, поэтому обусловленная нелинейностью фазовая динамика может стать причиной некоторых интересных особенностей взаимодействия. Среди них – неустойчивость излучения, которая индуцируется этой динамикой. Такая неустойчивость, в частности, может проявиться в возникновении периодических колебаний во временной структуре интенсивности излучения, отраженного или прошедшего сквозь систему тонких пленок. Предполагается, что на обеих поверхностях границы раздела диэлектрических сред с проницаемостями є'1 и є2 расположены тонкие пленки резонансных 2-уровневых атомов (рисунок 5.5).



KANIGHIOBS

1 – тонкая активная пленка, 2 – тонкий активный слой, образующий резонатор (поля e<sub>1</sub> и e<sub>r</sub> рассматриваются как поля внутри пленки 1)

#### Рисунок 5.5 – Схема расположения элементов в пленочном резонаторе

На образованную пленками планарную структуру со стороны среды с проницаемостью  $\varepsilon'_1$  падает плоская световая волна с частотой  $\omega$ . Вторая из пленок образует резонатор, реакция ее среды с проницаемостью  $\varepsilon_1$  на падающее поле описывается в приближении среднего поля, подобно тому, как в [5, 30], и выражается соотношением, аналогичным полученному в приближении сверхтонкого слоя. Дисперсионное соотношение для интенсивностей, которое формулируется на основе электродинамических соотношений на границах раздела, тогда учитывает отстройку частоты резонаторной моды от частоты падающего поля [30]. Задачей, поставленной в этом разделе, является оценка возможности наблюдения неустойчивости излучения.

Длительность импульса внешнего поля предполагается значительно большей периода световой волны и времени поперечной релаксации активных частин в средах слоев. Допущение об особо малой толщине пленок позволяет для связи квазистационарных огибающих электрических полей с откликом сред использовать граничные условия на поверхности раздела, поэтому за основу расчетной модели ниже также будет принята система уравнений, формулируемая на основе (4.6). Нормированные величины поля падающей волны ( $e_i$ ) и индуцированной ею поляризованности в среде оказываются связанными с полями отраженной ( $e_r$ ) в первой из пленок и прошедших (действующих на атомы в пленках) волн ( $e_1$ ,  $e_2$ ) алгебраическими соотношениями:

$$e_{1} = e_{i} + \kappa_{1} \Big[ p_{1} \sqrt{T_{11}/T_{21}} + i \cdot \beta_{1} (n_{01} - n_{1}) e_{1} \Big],$$

$$e_{2} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_{1}}}{\sqrt{\varepsilon_{1}} + \sqrt{\varepsilon_{2}}} e_{1} + \kappa_{2} \Big[ p_{2} \sqrt{T_{21}/(\sigma \cdot T_{22})} + i \cdot \beta_{2} (n_{02} - n_{2}) e_{2} \Big], \quad (5.8)$$

$$e_{r} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{1}} - \sqrt{\varepsilon_{2}}}{\sqrt{\varepsilon_{1}} + \sqrt{\varepsilon_{2}}} e_{1} + \kappa_{2} \Big[ p_{2} \sqrt{T_{21}/(\sigma \cdot T_{22})} + i \cdot \beta_{2} (n_{02} - n_{2}) e_{2} \Big],$$

где параметры  $\kappa$ ,  $\sigma$  и  $\beta$  определяются следующими соотношениями:

$$\kappa_{1} = \frac{\mu_{1}^{2} N_{1} \omega_{01}}{2\varepsilon_{o} c \hbar} T_{21}, \quad \kappa_{2} = \frac{\mu_{2}^{2} N_{2} \omega_{02}}{\varepsilon_{o} c \hbar \cdot (\sqrt{\varepsilon_{1}} + \sqrt{\varepsilon_{2}})} T_{22},$$
  
$$\sigma = \frac{\mu_{2}^{2} T_{12} T_{22}}{\mu_{1}^{2} T_{11} T_{21}}, \qquad \beta_{1,2} = \frac{4\pi \hbar}{\mu_{1,2}^{2}} \varepsilon_{o} \Delta \alpha_{1,2}.$$

Здесь параметры с индексами 1 и 2 описывают первую и вторую среду, разности заселенностей в средах пленок  $n_1$ ,  $n_2$  ( $n_{01}$ ,  $n_{02}$  – их начальные значения) определяются разностями значений диагональных элементов матрицы плотности. Поля e<sub>i</sub>, e<sub>1</sub>, e<sub>2</sub> и e<sub>r</sub> также нормированы по амплитуде насыщающего поля в первой из пленок, поэтому безразмерны.

В выражениях для показателей ненасыщенного поглощения ( $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$ ), параметров резонансной нелинейности рефракции ( $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ) и отношения сечений переходов на резонансных частотах в обеих пленках ( $\sigma$ )  $\omega_{01,2}$  и  $\mu_{1,2}$ резонансные частоты и величины модуля моментов дипольных переходов в обоих слоях,  $N_{1,2}$  – поверхностная плотность активных частиц,  $T_{11,2}$  – времена продольной релаксации,  $T_{21,2}$  – времена поперечной релаксации в переходах,  $\Delta \alpha_{1,2}$  разности (дефекты) поляризуемости.

В том же представлении ниже записаны уравнения Блоха, характеризующие отклик среды обоих слоев: 3stektporth

$$\dot{\rho}_{1} = \frac{\rho_{1}}{T_{21}} \left[ 1 + i \cdot \left( \Delta_{1} + \frac{\beta_{1}}{2T_{11}} |\mathbf{e}|^{2} \right) \right] + \frac{n_{1}\mathbf{e}}{\sqrt{T_{11}T_{21}}},$$

$$\dot{\rho}_{2} = \frac{\rho_{2}}{T_{22}} \left[ 1 + i \cdot \left( \Delta_{2} + \frac{\beta_{2}\sigma}{2T_{12}} |\mathbf{e}_{2}|^{2} \right) \right] + \frac{n_{2}\mathbf{e}_{2}}{\sqrt{T_{21}T_{22}}/\sigma},$$

$$\dot{n}_{1} = \frac{n_{01} - n_{1}}{T_{11}} - \frac{\rho_{1}\mathbf{e}}{\sqrt{T_{11}T_{21}}}, \quad \dot{n}_{2} = \frac{n_{02} - n_{2}}{T_{12}} - \frac{\rho_{2}\mathbf{e}_{2}}{\sqrt{T_{12}T_{22}}/\sigma},$$
(5.9)

ł

где  $\bar{e} = \bar{e}_1 + \bar{e}_r$  – поле, действующее на активные частицы в первом слое,  $\Delta_{1,2} = (\omega_{01,2} - \omega) \cdot T_{21,2}$  – нормированные величины дефекта частоты. Пропорциональные мощности эффективного поля мнимые компоненты в уравне-TIELHOB8 ниях для поляризованностей  $\rho_{1,2}$  отражают возможность штарковского смещения резонансных уровней в интенсивном монохроматическом поле.

### 5.2.1 Численное моделирование явления самоиндуцированной неустойчивости излучения

Модифицированная система уравнений Максвелла-Блоха (5.8), (5.9) ниже использована для описания динамики излучения, воздействующего на структуру из двух тонких резонансных пленок, при пренебрежении локальной поправкой Лоренца. В приближении некогерентного взаимодействия для поляризованностей  $p_1, p_2$  снова далее используем адиабатическое представление:

$$\rho_{1} = -n_{1} e \sqrt{\frac{T_{21}}{T_{11}}} \left[ 1 + i \cdot \left( \Delta_{1} + \frac{\beta_{1}}{2T_{11}} |e|^{2} \right) \right]^{-1},$$
  
$$\rho_{2} = -n_{2} e_{2} \sqrt{\frac{\sigma T_{22}}{T_{21}}} \left[ 1 + i \cdot \left( \Delta_{2} + \frac{\beta_{2} \sigma}{2T_{12}} |e_{2}|^{2} \right) \right]^{-1}.$$

Тогда модель взаимодействия слоев с внешним полем амплитуды е<sub>i</sub> (5.8), (5.9) значительно упрощается и может быть выражена кинетическими уравнениями для разностей населенностей *n*<sub>1</sub> и *n*<sub>2</sub> [177, 178]:

$$\dot{n}_{1} = \frac{1}{T_{11}} \Big[ n_{01} - n_{1} \Big( 1 + G_{1} Y_{1} \Big) \Big], \quad \dot{n}_{2} = \frac{1}{T_{12}} \Big[ n_{02} - n_{2} \Big( 1 + \sigma G_{2} Y_{2} \Big) \Big], \quad (5.10)$$

$$Y_{1} = \gamma_{1} \Big[ 2 - \gamma_{2} - 2\sqrt{\gamma_{2}(1 - \gamma_{2})/\gamma_{2}'} \cdot (1 + \kappa_{2}G_{2}n_{2}) \Big] \cdot Y_{i} \quad , \quad Y_{2} = \gamma_{1}\gamma_{2}Y_{i} \quad , \quad (5.10)$$

$$\gamma_{j} = \gamma'_{j} \Big/ \left\{ \Big( 1 + \kappa_{j}G_{j}n_{j} \Big)^{2} + \Big[ \kappa_{j}\Delta_{j}G_{j}n_{j} - \beta_{j} \Big( n_{0j} - n_{j} \Big) + \Delta\omega \tau_{ij} \Big]^{2} \right\}, \quad (j = 1, 2).$$

Здесь параметры с индексами 1 и 2 описывают первый и второй слой.  $Y_1 = |e_1|^2$  и  $Y_2 = |e_2|^2$  – нормированные по уровню насыщающей мощности интенсивности поля в пленках,  $Y_i(t) = |e_i(t)|^2$  – интенсивность внешнего поля,  $n_{01}$  и  $n_{02}$  – начальные значения разностей заселенности, как и в системе (3.8), (3.9),  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  – нормированные отстройки частоты  $\omega$  от центров линий (соответственно  $G_1 = 1/(1 + \Delta_1^2)$  и  $G_2 = 1/(1 + \Delta_2^2)$  – величины

форм-факторов),  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  – параметры ненасыщенного поглощения,  $\beta_1$  и  $\beta_2$  – параметры рефракционной нелинейности.

Величинами  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  определена эффективная пропускательная способность активных слоев, изменяющаяся при насыщении;  $\gamma'_1 = 4\varepsilon'_1/(\sqrt{\varepsilon'_1} + \sqrt{\varepsilon_1})^2$ ,  $\gamma'_2 = 4\varepsilon_1/(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})^2$  – значения френелевского пропускания пленок,  $\sigma$  – отношение сечений переходов на резонансных частотах в обоих слоях,  $\Delta \omega$  – частотная отстройка внешнего поля по отношению к моде резонатора,  $\tau_{r2}$  – время релаксации излучения в резонаторе ( $\tau_{r1} = 0$ ).

1083

Поле, действующее в среде резонатора, является суперпозицией полей излучения, прошедшего через первую границу и отраженного вторым слоем, с учетом самоиндуцированного фазового сдвига.

Отметим, что из-за различия времен продольной релаксации  $T_{11}$  и  $T_{12}$ , а также сечений перехода пропускание  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  с разной характерной инерционностью и обратимостью зависит от насыщающих интенсивностей действующих в пленках полей  $Y_1$  и  $Y_2$ .

Существенным уточнением, отличающим систему (5.10) от модели, использованной в [18], является учет того, что вторая пленка (с разностью заселенности  $n_2$ ) образует резонатор – учитывается отражение от правой границы раздела, т.е. границы раздела сред с проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$ , (рисунок 5.5).

Соотношение для  $\gamma_2$  записано в приближении среднего по толщине слоя  $l_2$  поля, аналогично [30] величина  $\gamma_2$  зависит от  $\Delta \omega$  — отстройки частоты внешнего поля от частоты резонатора.

Устойчивость периодического решения для интенсивности  $Y_2(t)$  и его характер исследованы путем численного интегрирования системы нелинейных уравнений (5.10) методом Рунге-Кутта. Моделирование эффекта самоиндуцированной нестабильности излучения проводилось при допущении, что воздействующий на пленочную структуру сигнал квазинепрерывен –  $Y_i(t)=Y_0$ .

Нужно отметить, что довольно типичной картиной при расчете временного хода интенсивности поля во второй пленке  $Y_2(t)$  были обычные апериодические кривые, интенсивность при квазинепрывном возбуждении пленочной структуры снижалась до стационарного уровня по релаксационной экспоненте. Однако для определенных сочетаний параметров временная картина излучения соответствовала режиму автоколебаний – численные решения (3.10) для интенсивности во второй пленке описывали периодическую незатухающую модуляцию с относительно невысоким контрастом. Программный код, позволяющий реализовать алгоритм расчета зависимости интенсивности поля  $Y_2(t)$  во второй пленке, приведен в Приложении Ж.

Вид рассчитанных периодических зависимостей  $Y_2(t)$  представлен на рисунке 5.6.

1083

Модуляционной составляющей У2 присущ относительно невысокий контраст, в целом определенным образом связанный с величиной частоты модуляции. Переходу к устойчивой регулярной структуре в интенсивности предшествует этап «разгорания» - несколько всплесков с нарастающим периодом и амплитудой колебаний. Отметим, что эффект неустойчивости, судя по расчетам в приближении среднего поля, проявляется независимо от того, имеет ли пленочная структура резонаторные свойства или составляющие ее слои оказываются особо тонкими (рисунок 5.6, фрагменты *а-г*). Можно отметить, однако, что для случая резонатора частота модуляции



Заметим, что частота модуляции увеличивается также с ростом интенсивности возбуждения  $Y_0$  (рисунок 5.6, фрагменты  $\partial$ , *e*).

Подобные развертки интенсивности отраженного излучения  $I_{orp}$ , регистрируемого в схеме призменного возбуждения излучением *He-Ne* лазером волноводной моды двухслойной тонкопленочной структуры, измеренные при различных значениях  $Y_0$  [177, 187], были получены экспериментально [178]. Один из результатов проведенных экспериментов изображен на рисунке 5.7.

11083

Исследуемая структура представляла собой две тонкие пленки, изготовленные последовательным осаждением линейных оптических материалов на основание призмы связи. В качестве диэлектрической среды с проницаемостью  $\varepsilon_1$  использовалась пленка толщиной 0.71 мкм, осажденная высокочастотным распылением кварцевого стекла, а проводящая пленка с проницаемостью  $\varepsilon_2$  толщиной 0.5 мкм получена ВЧ распылением керамической мишени из смеси  $SnO_2$  и  $Sb_2O_5$ .

Показатель преломления, коэффициент поглощения и толщина пленок измерены методом фурье – спектроскопии волноводных мод, нелинейный показатель преломления и нелинейный коэффициент поглощения пленок были также определены волноводным методом, основанным на регистрации изменений углового фурье – спектра отраженного светового пучка в ходе последовательного увеличения интенсивности зондирующего светового пучка в условиях самовоздействия на длине волны 0.6328 мкм.

Изготовленная структура имела следующие параметры  $\varepsilon_1 = 2.1798$ ,  $\kappa_1 n_{01} / 1 + \Delta_1^2 \approx 1.6 \times 10^{-5}$ ,  $\varepsilon_2 = 3.2443$ ,  $\kappa_2 n_{02} / 1 + \Delta_2^2 \approx 1 \times 10^{-3}$ ,  $\beta_1 \cdot \kappa_1 I_{\text{Hac}}$  $\approx 2.8 \times 10^{-4}$  и  $\beta_2 \cdot \kappa_2 I_{\text{Hac}} \approx 1.9 \times 10^{-3}$ , которые были близки к величинам, используемым для расчетов в системе уравнений (5.10).

Качественное сходство экспериментальной и расчетных картин модуляции в целом присутствует.

Отмечается также наличие периода «разгорания» и увеличение частоты модуляции с ростом возбуждения.

Судя по расчетам, можно предположить, что механизм происхождения регулярной составляющей в интенсивности излучения, отраженного или прошедшего систему тонких пленок, имеет балансный характер. Фазовая самомодуляция светового поля в резонансной среде изменяет эффективность вынужденного поглощения, периодически ослабляя его в одном слое и интенсифицируя в другом. В итоге выходная интенсивность при определенном уровне внешнего возбуждения (даже при квазистационарных его величинах) способна балансировать возле равновесных значений.



### Рисунок 5.7 – Экспериментально измеренная интенсивность излучения, отраженного планарной структурой

Рассчитанные и приведенные на рисунках 5.6 и 5.7 осцилляции интенсивности описывают именно этот процесс – явление самоиндуцированной неустойчивости в излучении, прошедшем резонансную систему планарных слоев с различием времени релаксации.

### 5.2.2 Качественный анализ расчетной модели

Поиск области параметров (5.10), в которой следует ожидать проявления самоиндуцированной неустойчивости, в приведенных расчетных данных произведен на основе прогонки по целому ряду значений коэффициентов модели. Более обоснованно подойти к определению этих зон параметров дает применение элементов качественного анализа системы дифференциальных уравнений (5.10).

Система (5.10) допускает возможность качественного изучения устойчивости ее равновесных состояний  $n_{1s}$ ,  $n_{2s}$  при условии, что на структуру падает квазинепрерывное поле с интенсивностью  $Y_i(t)=Y_0$ . Формально выражения для этих состояний определяются сингулярными пределами уравнений (5.10)

$$n_{1s} = n_{01}/(1+G_1Y_{1s})$$
,  $n_{2s} = n_{02}/(1+\sigma G_2Y_{2s})$ , (5.11)

где  $Y_{1s}$ ,  $Y_{2s}$  – стационарные интенсивности, и представляют собой систему нелинейных алгебраических уравнений относительно стационарных значений  $n_{1s}$ ,  $n_{2s}$ .

Для линеаризации системы (5.10) в окрестности решений (5.11)  $n_{1s}$ ,  $n_{2s}$  необходимо представление искомых неизвестных функций  $n_1(t)$  и  $n_2(t)$  в виде  $n_{1,2}(t) = n_{1,2s} + \Delta n_{1,2}(t)$ . При этом обязательно предполагается, что изменение  $\Delta n_{1,2}(t)$  крайне невелико – настолько, что при подстановке неизвестных функций в линеаризованном представлении непосредственно в (5.10) в правой части уравнений можно пренебречь членами, имеющими степень выше 1-й. Преобразованные таким образом соотношения системы (5.10) принимают вид:

$$\frac{d}{dt'}\Delta n_1 = -\frac{1}{\tau} \left( 1 + R_1 \gamma_{1s} Y_0 \right) \Delta n_1 + \frac{B}{\tau} \kappa_1 \gamma_{1s} n_{1s} G_1 Y_0 \Delta n_2,$$
  
$$\frac{d}{dt'}\Delta n_2 = -\sigma \kappa_2 \gamma_{2s} n_{2s} G_2 Y_0 \Delta n_1 - \left( 1 + \sigma R_2 \gamma_{2s} Y_0 \right) \Delta n_2$$

Здесь время t' нормировано по величине времени релаксации  $T_{12}$ :  $t'/T_{12}$ , поэтому также –  $\tau = T_{11}/T_{12}$ . Величины коэффициентов B и  $R_{1,2}$  зависят от коэффициентов (5.10), а также от значений  $n_{1s}$ ,  $n_{2s}$ , и характеризованы ниже.

Эти соотношения образуют систему однородных линейных дифференциальных уравнений, ее решения имеют вид экспонент  $-e^{\eta t'}$ .

Для определения величин показателя степени  $\eta$  по методике, излагаемой в [156], сформулирован характеристический полином

$$\Phi(\eta) = \eta^2 - 2\alpha \cdot \eta + \mu.$$

Устойчивость состояния равновесия (5.11) может быть характеризована корнями  $\eta_{1,2}$  полинома  $\Phi(\eta)$ , значения которых выражаются через его коэффициенты:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[ 1 + \sigma \cdot R_2 \gamma_{2s} Y_o + \frac{1}{\tau} (1 + R_1 \gamma_{1s} Y_o) \right] ,$$
  

$$\mu = \frac{1}{\tau} \left[ (1 + R_1 \gamma_{1s} Y_o) (1 + \sigma R_2 \gamma_{2s} Y_o) + 4 \sigma \kappa_1 \kappa_2 \gamma_{1s} \gamma_{2s} n_{1s} n_{2s} G_1 G_2 B Y_o^2 \right] ,$$
  
(5.12)

для которых

$$R_{1} = G_{1}(1 - 2\kappa_{1}\gamma_{1s}n_{1s}C_{1})\left[2 - \gamma_{2s} - 2\sqrt{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})/\gamma'_{2}}(1 + \kappa_{2}n_{2s}G_{2})\right],$$

$$R_{2} = G_{2}(1 - 2\kappa_{2}\gamma_{2s}n_{2s}C_{2})\gamma_{1s},$$

$$B = \frac{C_{1}C_{2}}{\gamma'_{2}}\left[1 + (1 + G_{2}\kappa_{2}\gamma_{2s}n_{2s})\frac{1 - 2\gamma_{2s}}{\sqrt{\gamma'_{2}}\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}\right]\gamma_{2s}^{2}\gamma_{1s}^{2} - G_{2}\gamma_{1s}^{2}\sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\gamma'_{2}}},$$

$$C_{j} = \sigma G_{j}(1 + \kappa_{j}n_{2s}G_{j}) + \kappa_{j}\tau(G_{j}\Delta_{j} + \beta_{j})\cdot\left[\kappa_{j}n_{js}G_{j}\Delta_{j} - \beta_{j}(n_{0j} - n_{js}) + \Delta\omega\tau_{jj}\right](j = 1, 2),$$

где  $\Upsilon_{js}$  – стационарные величины нелинейного пропускания, которые определяются следующим выражением:

$$\boldsymbol{\gamma}_{js} = \boldsymbol{\gamma}'_{j} \left[ \left( 1 + \frac{\kappa_{j} G_{j}}{1 + \sigma_{j} G_{j} Y_{js}} \right)^{2} + \left( G_{j} \frac{\Delta_{j} \kappa_{j} - \beta_{j} Y_{js}}{1 + \sigma_{j} G_{j} Y_{js}} + \Delta \omega \tau_{jr} \right)^{2} \right]^{-1} (\sigma_{1} = 1, \sigma_{2} = \sigma) \quad .$$

В таком случае стационарные интенсивности  $Y_{1s}$ ,  $Y_{2s}$  могут быть представлены следующим образом:

$$Y_{1s} = \frac{Y_{2s}}{\sigma} \left[ 2 - \gamma_{2s} - 2\sqrt{\frac{\gamma_{2s}(1 - \gamma_{2s})}{\gamma'_2}} \left( 1 + \frac{\kappa_2 G_2}{1 + \sigma G_2 Y_{2s}} \right) \right]$$

Наличие положительного действительного корня у полинома  $\Phi(\eta)$  соответствует неустойчивости решений (5.10) вблизи равновесных состояний (5.11), что означает неосцилляторный уход системы из окрестности этих состояний в фазовом пространстве нелинейной системы (5.10), т.е. на плоскости переменных ( $n_1$ ,  $n_2$ ).

Существование пары комплексно-сопряженных корней с положительной действительной частью определяет возможность нестабильности  $n_1(t)$ ,  $n_2(t)$  уже несколько отличного рода.

Эта нестабильность соответствует гармоническим решениям линеаризованной системы  $\Delta n_1(t)$ ,  $\Delta n_2(t)$ , выражаемым зависимостью  $\exp[(\alpha \pm i\Omega)t']$ , т.е. периодически изменяющихся с частотой  $\Omega = \sqrt{\mu - \alpha^2}$ . Такие решения при расчете интенсивности  $Y_2$  описывают на временной шкале синусоиду с нарастающей амплитудой.

Решения исходной системы (5.10) для  $n_1(t)$ ,  $n_2(t)$  в этом случае могут иметь предельный цикл, т.е. соответствовать замкнутой кривой на фазовой плоскости ( $n_1$ ,  $n_2$ ), внутри которой находятся равновесные значения  $n_{1s}$ ,  $n_{2s}$ . Выход решений на предельный цикл обусловлен насыщением, которое не-

избежно отражается на динамике населенности в балансной модели, учитывающей влияние светового поля на вероятность переходов между уровнями резонансного.

В системе (5.10) это влияние представлено компонентами, содержащими множители  $n_{1,2}Y_{1,2}$ , в правой части уравнений. Существование у системы (5.10) аттрактора, т.е. решения, «притягивающего» траектории на плоскости ( $n_1$ ,  $n_2$ ), в виде предельного цикла соответствует определенной периодической зависимости  $Y_2(t)$ .

11088

Область возможных осцилляторных решений (5.10) может быть определена с использованием соотношений (5.11), (5.12) при задании величины  $Y_{2s}$ , отвечающей определенным значениям  $n_{1s}$ ,  $n_{2s}$ , как неотрицательного линейно нарастающего параметра.

При этом условии на основе (5.11), (5.12) рассчитываются значения изменения коэффициента затухания  $\alpha$ , дискриминанта  $D = \alpha^2 - \mu$  и  $Y_0$  как функций  $Y_{2s}$  при фиксированных значениях остальных коэффициентов (5.11).

Решениям этого типа, существующим при условиях D > 0 и  $\alpha \le 0$ , должно соответствовать формирование регулярной автомодуляционной составляющей в интенсивности отраженного (проходящего) излучения.

Анализ расчетных кривых, подобных изображенным на рисунке 5.6, позволяет, во-первых, сделать вывод о том, что для существования такого режима взаимодействия необходимо значительное различие релаксационных констант  $\tau_{11}$ ,  $\tau_{12}$ , характеризующих обратимость пропускания пленок с насыщаемым поглощением при снижении мощности возбуждения. Режим может возникать в определенном диапазоне («области нестабильности») внешней интенсивности  $Y_0$ , который зависит от величины отстройки  $\Delta \omega$ . Также, во-вторых, существование и размер «области нестабильности» на шкале  $Y_0$  определяется величинами параметров нелинейности  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  и  $\sigma$ , при этом данная зависимость носит пороговый характер.

Зависимости коэффициента затухания  $\alpha(Y_0)$  (кривая 1) и дискриминанта  $D(Y_0)$  (кривая 2) характеристического уравнения от интенсивности поля возбуждения приведены на рисунке 5.8.

Отметим, что при  $\beta = 0$  для кривых  $\alpha(Y_0)$  и во всем диапазоне изменения падающей интенсивности «область нестабильности» отсутствует для любых сочетаний коэффициентов (5.10). Последнее может свидетельствовать, в частности, о том, что предсказываемая неустойчивость поля существенно связана со свойством индуцированных светом изменений рефракции в нелинейных средах пленочной структуры.



Для некоторых сочетаний параметров в силу особенностей хода характеристических кривых «область нестабильности» по Y<sub>0</sub> разбивается на два участка (рисунок 5.8, фрагменты а-в), с увеличением отстройки резонатора эта особенность исчезает. В определенной области У<sub>0</sub> происходит ellioga нарастание модуля дискриминанта, особенно это выражено, например, на зависимостях, проиллюстрированных на фрагментах е и г рисунка 5.8.

Эта особенность должна указывать на увеличение частоты модуляции с нарастанием мощности зондирующего поля.

Основным выводом, полученным при анализе поведения расчетных кривых, представляется заключение о том, что эффект резонатора в пленочной структуре способен существенно изменить положение области неустойчивости на шкале зависимости от мощности зондирующего поля, обусловив непрерывность этой области, как на фрагментах о и е рисунка 5.8. На рисунке 5.8 диапазоны значений по шкале Y<sub>0</sub>, соответствующие условиям проявления «нестабильности», выделены. Для значений Y<sub>0</sub>, попадающих в выделенную область, прогнозируется возникновение эффекта периодической самомодуляции поля в пленке. При определенном сочетании параметров характерно также увеличение размера этой области, что дает возможность большей вероятности наблюдения эффекта.

Проанализированную выше самоиндуцированную неустойчивость излучения, которая выражается в периодической модуляции с относительно невысоким контрастом первоначально непрерывного излучения, следует считать эффектом особого, нелинейного резонанса. Эффект, как указывалось, носит балансный характер и должен проявляться при значительном различии характерных времен релаксации излучения и отклика в средах, образующих пленочную структуру.

Исследованная выше расчетная модель может быть основой для рассмотрения динамики генерации в тонкопленочных системах [120, 124]. Такие системы используются в устройстве вертикально излучающих лазеров. Лазеры этого типа, излучающие в режиме серии коротких световых импульсов с относительно невысокой средней мощностью, как предполагается, могут стыковаться с интегральными электронными схемами [114].

Изучение нелинейных свойств распространения света в тонкопленочных структурах представляет интерес в связи с возможностью их применения в устройствах передачи и обработки информации. Связанные с нелинейностью светодинамические эффекты можно применять для целей создания компактных устройств управления света светом. Представляется возможным также использование эффектов подобного рода для диагностики нелинейных оптических свойств тонких слоев сред, образующих планарную структуру, а также для определения параметров активного поглощения оптического излучения в таких системах.

## 5.3 Определение спектральных параметров планарных структур по релаксационной динамике излучения

Рассмотренное выше светодинамическое явление реально наблюдалось и состоит в возникновении регулярных структур во временной развертке излучения, резонансно воздействующего на планарную систему из нелинейных слоев.

11083

Область параметров расчетной модели и соответствующих им характеристик реальной системы может быть выявлена результатами качественного анализа (5.10). Ниже на рисунке 5.9 приведен ряд рассчитанных временных разверток отраженного пленочной структурой излучения, для определения его характерных параметров использованы расчеты по соотношениям (5.11), (5.12).



### Рисунок 5.9 – Модуляция интенсивности во второй пленке

Следует учитывать, что частота автомодуляционной составляющей интенсивности отраженного поля, судя по результатам наблюдений характеристики эффекта, может регистрироваться с хорошим разрешением.

Интенсивность зондирующего излучения – задаваемый в эксперименте и регулируемый параметр. Если в пленочной структуре нелинейные и абсорбционные параметры одной из пленок известны, очевидно, можно, считая ее опорной, по характеристике эффекта провести оценку неизвестных соответствующих характеристик отклика среды второй из пленок.

В работах [176, 178, 193] ставилась задача оценки величины скоростных параметров реакции среды пленок на квазирезонансное излучение по параметрам, представляющим эффект самоиндуцированной неустойчивости излучения. При этом, однако, следовало предположить, что известен ряд характеристик, определяющих активную абсорбцию в средах активной структуры.

Параметры эффекта – установившаяся величина нелинейного пропускания тонкопленочной структуры Т (определяемая равновесными состояниями  $n_{1s}$ ,  $n_{2s}$  при условии, что на пленки также падает квазинепрерывное поле с интенсивностью  $Y_i(t)=Y_0$ , а также частота модуляции  $\Omega$ пульсирующей интенсивности  $Y_2(t)$  в расчетном плане могут быть оценены на основе качественного анализа модели (5.10)

088

Сравнение зависимостей, приведенных на рисунках 5.7 и 5.9, позволяет заметить, что при экспериментальной регистрации эффекта частота модуляции оказывается хорошо измеряемой характеристикой. Средняя величина эффективного пропускания структуры (экспериментальный аналог среднего значения Т) и степень изменения пропускания при просветлении пленок также может быть измерена с высокой точностью [140].

Отмеченная в экспериментальных измерениях и расчетном моделировании критичность характеристик самоиндуцированной неустойчивости по отношению к параметрам излучения и материалу тонкопленочной структуры дает возможность приближенной оценки значений ряда характеристик вещества пленок.

Основываясь на данных прямого измерения величин пропускания  $T = Y_{2s}/Y_0$  и частоты модуляции  $\Omega$ , можно по известным параметрам одной из пленок, считающихся опорными, оценить параметры другой пленки.

Среди таких параметров, которые реально сложно измерить для тонкого слоя, например, коэффициент нелинейности резонансного поглощения [140].

Значения нелинейного пропускания тонкопленочной структуры, очевидно, должны проявлять чувствительность по отношению к величинам сечения перехода  $\sigma_j = \mu_j^2 T_{1j} T_{2j} / \hbar^2$  (в сущности, определяющего коэффициент резонансной нелинейной абсорбции) в среде пленок.

Аналитические выражения для значений коэффициентов  $\alpha$  и  $\mu$  характеристического полинома  $\Phi(\eta)$  в зависимости от уровня возбуждения  $Y_0$  и коэффициентов модели (5.10), соответствующих параметрам тонкопленочной структуры, приведены выше (см. соотношения (5.11), (5.12)).

Используя значения коэффициентов  $\alpha$  и  $\mu$ , можно рассчитать установившиеся значения интенсивности  $Y_{2S}$ . Это дает возможность построить характеристические кривые, связывающие при определенном уровне возбуждения  $Y_0$  пропускание системы пленок T с величиной относительного параметра нелинейности  $\sigma$ . На рисунке 5.10 приведены характерные результаты подобных расчетов для разных значений толщины первой из пленок при условиях: одинакового коэффициента ненасыщенного поглощения  $\kappa_1$  (рисунок 5.10, фрагмент *a*) и одинакового показателя поглощения  $\kappa_1 l_1$  (рисунок 5.10, фрагмент *б*).

Заметно, что с бо́льшей точностью могут быть определены относительно небольшие величины  $\sigma$ . Таким образом, при известном значении параметра нелинейной абсорбции в одной из пленок может быть оценена его величина во второй пленке. Bo

Относительный параметр характерных времен релаксации  $\tau = T_{11}/T_{12}$  характеризует динамические свойства сред активных пленок, их способность восстанавливать баланс заселенности уровней основного перехода при изменении уровня возбуждения.

Программный код, позволяющий реализовать алгоритм расчетной оценки пропускания системы пленок с величиной относительного параметра нелинейности, связанных определенным уровнем начального возбуждения, приведен в Приложении 3.



фрагмент *a*:  $_{G_1\kappa_1} = 0.08$  (кривая 1), 0.12 (2), 0.2 (3), 0.25 (4),  $\Delta \omega \tau_{1r} = 0.1$  (1), 0.16 (2), 0.25 (3), 0.32 (4); фрагмент б:  $_{G_1\kappa_1} = 0.25$  (1), 0.2 (2), 0.12 (3), 0.08 (4),  $\Delta \omega \tau_{1r} = 0.1$ ;  $Y_0 = 5.0, G_{2\kappa_2} = 0.034, \Delta_1 = -1.0, \Delta_2 = 1.4, \beta_1 = 0.13, \beta_2 = 0.23$ 

3sterry

Рисунок 5.10 – Характеристические кривые, определяющие связь пропускания двухслойной системы с относительной величиной сечения перехода σ Соотношения для  $\alpha$  и  $\mu$  из (5.12) также дают возможность оценки значений относительного скоростного параметра  $\tau$  по величине частоты автомодуляционной составляющей интенсивности излучения, прошедшего сквозь пленочную структуру. На рисунке 5.11 приведены зависимости, связывающие частоту  $\Omega$  автомодуляционных колебаний интенсивности с параметром релаксации  $\tau$ .

Программный код, позволяющий реализовать расчетную оценку считающихся неизвестными скоростных параметров апробируемой пленки, приведен в Приложении 3.

1082



$$\begin{split} &\sigma=2 \text{ (кривая 1), 4 (2), 5 (3), 8 (4), 10 (5) } (a, \delta), \\ & \text{фрагмент } a\text{: } \mathbf{Y}_{\mathrm{o}}=4.0, \ \mathbf{G}_{1}\kappa_{1}=0.06, \ \mathbf{G}_{2}\kappa_{2}=0.034, \ \Delta_{1}=-1.0, \ \Delta_{2}=1.4; \\ & \text{фрагмент } \delta\text{: } \ \mathbf{Y}_{\mathrm{o}}=3.0, \ \mathbf{G}_{1}\kappa_{1}=0.12, \ \mathbf{G}_{2}\kappa_{2}=0.04, \ \Delta_{1}=-0.5, \ \Delta_{2}=1.0; \\ & \beta_{1}=0.13, \ \beta_{2}=0.23 \end{split}$$

### Рисунок 5.11 – Характеристические кривые, определяющие связь относительного времени релаксации разности заселенности τ с частотой модуляции интенсивности

Следует отметить, что эти расчетные кривые для различных значений  $\sigma$  характеризуют также область возможного наблюдения эффекта на шкале  $\tau$ . При данном сочетании параметров конечные точки кривых (1) – (5) на плоскости ( $\tau$ ,  $\Omega$ ) указывают на размер зоны неустойчивости решений (5.11) при данном значении уровня возбуждения, определяемого  $Y_{0}$ .

Вообще, возникновение автомодуляционного эффекта представляется особо критичным к значению т, т.е. к величине, определяющей отношение времен обратимости нелинейного поглощения в обеих пленках. На практике кривые рисунка 5.11 дают возможность оценить время релаксации заселенности канала резонансного перехода в среде одной из пленок при известном значении скоростного параметра в другой пленке и измеренной величине частоты модулированной составляющей интенсивности прошедшего или отраженного лазерного поля.

Методы непосредственного измерения этих параметров, важных для оценки нелинейного отклика оптических сред на резонансное излучение, в литературе отработаны недостаточно [140]. Известно также, что подобное измерение крайне затруднено из-за малых геометрических размеров объекта и представляет по ряду иных причин крайнюю сложность.

1088

# 5.4 Нелинейное пропускание многослойных тонкопленочных структур

В настоящем разделе приведен алгоритм расчета нелинейного пропускания системы, образуемой рядом планарных тонких слоев, приведенный, например, в [179, 180, 194].

Структуры из тонких активных полупроводниковых пленок обладают модуляционными свойствами. Методика расчета их нелинейных свойств должна представлять интерес для целей определения возможности использования резонансных структур в качестве просветляющихся зеркал.

Расчетное построение нелинейной характеристики пропускания тонкого слоя резонансных атомов на основе (4.8), как и многих рассматриваемых в настоящей работе зависимостей, удобно проводить, задавая значения X и, соответственно, вычисляя величину Y. В противном случае – при поиске X в зависимости от Y – следовало бы находить решения сложного алгебраического уравнения.

Использование X как параметра при расчете  $X(Y,\Delta\omega)$  имеет еще одно преимущество. Оно состоит в том, что, основываясь на подобном «обратном» просчете характеристики, можно проще строить зависимость пропускания от Y для многослойных планарных структур из резонансных пленок с разными значениями поглощения, положением резонанса на частотной шкале, с различными величинами насыщающей мощности или сечений активного поглощения, определяемых отношением  $\mu^2/\hbar$  для разных сред.

В случае построения зависимости пропускания m слоев расчет должен начинаться с определения величины  $X_{m-1}$  по величине  $X_m$  в последнем из слоев (используя (4.4), как при нахождении Y по значению X в случае одного слоя). Далее процедура расчета состоит в последовательном нахождении по величине  $X_k$  значения  $X_{k-1}$  в k-1-ом слое согласно приводимой ниже модификации соотношения (4.8):

$$X_{k-1} = X_k \left\{ \left[ 1 + \frac{\kappa_k}{1 + (\Delta \omega_k T_{2k})^2 + \sigma_k X_{sk}} \right]^2 + \kappa_k^2 \left[ \frac{\Delta \omega_k T_{2k} - \beta_k X_k}{1 + (\Delta \omega_k T_{2k})^2 + \sigma_k X_{sk}} \right]^2 \right\},$$
(5.13)  
индексы *k* указывают на значения параметров и объектов расчета, со-

где индексы k указывают на значения параметров и объектов расчета, соответствующие k-ому слою,  $\sigma_k$  – отношение сечений перехода в k-ом и k-1-ом слое. Учитывается, таким образом, возможность различия в ширине линий и параметрах нелинейности абсорбции и рефракции в каждой из пленок. Величину Y определяют из соотношения (5.13) но  $X_1$ .

Алгоритм расчета  $X_m(Y,\Delta\omega)$  на основе рекуррентных соотношений типа (5.13) предполагает, однако, пренебрежение величиной отраженного поля. При избранном допущении крайне малой толщины слоев в структуре интерференционного гашения волн происходить не может, т.е. эффект резонатора отсутствует. Отраженная от границы слоя волна вместе с проходящей волной определяет действующее на активные частицы поле.

В качестве примера применения расчетной модели на рисунке 5.12 приведены результаты расчета характеристики X(Y), определяющей нелинейную связь интенсивностей зондирующего и прошедшего планарную систему из трех резонансных пленок полей излучения.

Средняя из пленок могла характеризоваться отрицательным поглощением, т.е. предполагалось, что амплитуда поля на частоте резонанса в ней способна относительно слабо усиливаться. От величины отрицательного поглощения положение петли гистерезиса и ширина петли на шкале входной интенсивности Y зависит сложным образом (рисунок 5.12, фрагмент *a*). Заметно, однако, что в случае, если средняя пленка может люминесцировать, гистерезисная петля значительно шире, чем если бы пленка просто характеризовалась резонансным поглощением. Оптимизирует петлю и более высокий уровень резонансной нелинейной рефракции (рисунок 5.12, фрагменты  $\delta$ -*г*).





В Приложении И приведен программный код, позволяющий реализовать алгоритм расчета и графическое построение нелинейных зависимостей пропускания тонкопленочной структуры активных слоев.

На рисунке 5.13 приведены кривые расчета зависимости  $X_i$  от  $Y_0$  по системе уравнений (5.13) для случая двух (рисунок 5.13, фрагмент а) и трех (рисунок 5.13, фрагмент б) тонких активных слоев при сильном различии поглощения в образующих структуру пленках.



фрагмент *a*:  $\kappa_1 = 0$ ,  $\kappa_2 = 6.5$  (кривая *1*),  $\kappa_1 = 2.0$ ,  $\kappa_2 = 6.5$ ,  $\Delta_1 = 0.25$ ,  $\Delta_2 = -0.5$  (2),  $\kappa_1 = 0, \ \kappa_2 = 7.5 \ (3), \ \kappa_1 = 2.5, \ \kappa_2 = 7.5, \ \Delta_1 = -0.5, \ \Delta_2 = -0.7 \ (4), \ \beta = 0.04;$ (*o*):  $\kappa_1 = \kappa_3 = 0$ ,  $\kappa_2 = 6.6$  (1),  $\kappa_1 = \kappa_3 = 2.5$ ,  $\kappa_2 = 6.6$ ,  $\Delta_1 = -0.25$ ,  $\Delta_2 = -0.5$ ,  $\Delta_3 = 0$  (2),  $\kappa_1 = \kappa_3 = 0, \ \kappa_2 = 7.7 \ (3), \ \kappa_1 = \kappa_3 = 2.0, \ \kappa_2 = 7.7, \ \Delta_1 = 0, \ \Delta_2 = -0.5, \ \Delta_3 = 0.25 \ (4),$  $\beta = 0.05$ 

Рисунок 5.13 – Зависимость интенсивности поля, прошедшего сквозь систему из двух (a) и трех ( $\delta$ ) тонких активных слоев, от интенсивности падающей волны Уо

Для иллюстрации наиболее характерных особенностей исследуемых зависимостей выбраны следующие сочетания основных расчетных параметров:

для фрагмента *a*:  $\kappa_1 = 0$ ,  $\kappa_2 = 6.5$  (кривая *1*),  $\kappa_1 = 2.0$ ,  $\kappa_2 = 6.5$ ,  $\Delta_1 = 0.25$ ,  $\Delta_2 = -0.5$  (кривая *2*),  $\kappa_1 = 0$ ,  $\kappa_2 = 7.5$  (кривая *3*),  $\kappa_1 = 2.5$ ,  $\kappa_2 = 7.5$ ,  $\Delta_1 = -0.5$ ,  $\Delta_2 = -0.7$  (кривая *4*),  $\beta = 0.04$ ; для фрагмента *б*:  $\kappa_1 = \kappa_3 = 0$ ,  $\kappa_2 = 6.6$  (кривая *1*),  $\kappa_1 = \kappa_3 = 2.5$ ,  $\kappa_2 = 6.6$ ,  $\Delta_1 = -0.25$ ,  $\Delta_2 = -0.5$ ,  $\Delta_3 = 0$  (кривая *2*),  $\kappa_1 = \kappa_3 = 0$ ,  $\kappa_2 = 7.7$  (кривая *3*),  $\kappa_1 = \kappa_3 = 2.0$ ,  $\kappa_2 = 7.7$ ,  $\Delta_1 = 0$ ,  $\Delta_2 = -0.5$ ,  $\Delta_3 = 0.25$  (кривая *4*),  $\beta = 0.05$ .

Аналилизируя вид зависимостей, полученных по выбранным данным, можно отметить, что гистерезис в нелинейной характеристике их пропускания возможен, если свойство бистабильности при данных параметрах присуще хотя бы одному из составляющих планарную систему слоев. Число гистерезисных скачков на кривых при этом должно совпадать с числом слоев.

### Основные выводы главы 5

В главе рассмотрена слоистая структура пониженной размерности, состоящая из двух тонких поверхностных пленок активных атомов, одна из которых представляет собой резонатор. Существенно, что слои характеризуются различным уровнем активного поглощения, различием его реакции на внешнее излучение, различием темпа релаксации заселенности (обратимости просветления).

Сформулированы соотношения, позволяющие рассчитать эффективный коэффициент отражения пленочного резонатора. Эти соотношения дают возможность построить нелинейную и частотную зависимость отражения.

Проанализирована нелинейная характеристика отражения квазирезонансного светового поля микрорезонаторной системой, в случае если слой – резонатор образован прозрачной для поля линейной средой, а для пленки, помимо нелинейной абсорбции, свойственна значительная нелинейная рефрактивность. При отражении от активной пленки поле приобретает нелинейный фазовый сдвиг. Отражение света резонаторной структурой характеризуется выраженной нелинейной зависимостью от Y, кроме того, кривые r(Y) характеризуются экстремумом, т.е. при определенной интенсивности Y коэффициент отражения r минимален. Положение экстремума r на шкале Y и насыщенное значение  $r_s$  зависят от показателей резонансного поглощения и нелинейной рефракции, а также от отстройки частот поля и резонанса. Поэтому анализ реально регистрируемых зависимостей r(Y) может быть использован для цели сравнительной оценки или определения этих параметров пленок. Нелинейный фазовый сдвиг, приобретаемый световой волной при отражении от резонатора с нелинейным поверхностным слоем, может приводить к появлению бистабильности на дисперсионной зависимости отражения.

11088

Рассмотрена динамика прохождения светового поля сквозь планарную структуру из двух тонких пленок с различными временами релаксации населенности и разными сечениями перехода. Существенным при этом будет учет резонансной нелинейности показателя преломления в обоих слоях. Характеристики отклика среды тонкого слоя оказываются чувствительными к фазе излучения, что приводит к неустойчивости излучения. Такая неустойчивость может проявиться в возникновении периодических колебаний во временной структуре интенсивности излучения, отраженного или прошедшего сквозь систему тонких пленок.

Качественный анализ исследуемой модели позволил установить область параметров модели, соответствующих реальным характеристикам пленочной структуры, при которых возможен светодинамический эффект самоиндуцированной неустойчивости. Для объяснения эффекта предложен балансный механизм – ослабление поглощения в одной из пленок и более его эффективный и динамичный характер в другой приводят появлению периодичной составляющей в интенсивности прошедшего сквозь систему светового поля.

Получены соотношения, позволяющие определить релаксационные параметры, определяющие нелинейный динамический отклик среды одной из пленок, такие как время обратимой релаксации и коэффициент нелинейности абсорбции, по значениям автомодуляционной частоты осцилляций прошедшего поля и уровню нелинейного пропускания системы пленок.

В целом в главе сформулирована расчетно-теоретическая модель явления самоиндуцированной неустойчивости излучения. Модель включает систему уравнений, ее разностный аналог, использованный для численного анализа, который позволил компьютерное моделирование эффекта на основе приводимой алгоритмической программы. Модель образована также результатами линейного анализа устойчивости равновесных состояний системы и предложениями по использованию результатов этого анализа для разработки метода диагностики. Результаты изучения явления уникальны и получены в результате диссертационных исследований на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук автора настоящей монографии [196]. <text>
## ГЛАВА 6

# ПАССИВНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ МОДУЛЯТОРЫ НА ОСНОВЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР

Глава содержит результаты изучения влияния квазирезонансной нелинейной поляризованности среды на поведение активных излучающих систем. Изучались стационарный режим излучения и динамика лазера с нелинейным тонкопленочным элементом в резонаторе. Существенной особенностью физической ситуации здесь выступает внутрирезонаторный пассивный тонкопленочный элемент в системе обратной связи. Элемент характеризуется пропусканием, зависящим от интенсивности и частоты генерируемого излучения.

Таким образом, в настоящей главе, во-первых, рассматриваются условия бистабильности и гистерезиса в зависимости мощности излучения твердотельных лазеров от уровня накачки в стационарном режиме. Проведены расчеты зависимости с учетом специфики генерирующих сред на основе полупроводников. Во-вторых, на основе численного моделирования изучено динамическое поведение лазеров с тонкопленочными нелинейными размерами.

Особое место уделено динамике лазеров поверхностного излучения. Выводы, касающиеся возможности реализации интересного динамического режима – самопроизвольной (без устройств внешней модуляции) генерации серии регулярных пульсаций, подкреплены проведением качественного анализа моделей в рамках математической теории устойчивости.

## 6.1 Гистерезис мощности излучения лазера с тонкопленочным нелинейным модулятором

Выше неоднократно утверждалось, что планарные структуры, состоящие из слоев пониженной размерности, резонансно реагирующие на излучение, характеризуются особой фазочувствительностью. Нелинейнорефрактивные элементы в качестве пассивных модуляторов добротности могут использоваться для реализации автоколебаний интенсивности излучаемого поля, как в режиме синхронизации мод [102-104, 157-159], так и при возбуждении в излучении лазеров регулярных релаксационных серий импульсов [97,160].

В данном разделе анализируется свойство гистерезиса в зависимости средней мощности выходного излучения лазеров с пленочными модулято-

рами добротности от уровня энергии накачки. Необходимо заметить, что расчетные параметры (уровень накачки, достижимый при этом коэффициент усиления, величина сечения рабочего перехода, параметры резонатора) отвечают характеристикам реальных лазерных устройств на основе люминесцентных кристаллов. Кроме того, релаксационные и нелинейные параметры вещества тонкопленочного элемента (уровень активного поглощения и величина сечения перехода) соответствуют используемым в оптике полупроводникам. Результаты изучения гистерезиса в поведении лазерного устройства опубликованы автором, например, в [174, 179, 185, 187, 194, 206, 208, 209].

382

Рассмотрим схему лазера, в систему обратной связи которого включен тонкий слой оптической среды, характеризуемой резонансной нелинейностью абсорбции и рефракции (рисунок 6.1).



1 – пленка-модулятор, 2 – усиливающая среда, 3 – выходное зеркало.

### Рисунок 6.1 – Схема расположения элементов в лазере

В этом случае предположим достаточно традиционное сочетание параметров отражения на зеркалах резонатора: зеркало слева (в точке x = 0на оси Ox) на частоте генерации имеет коэффициент отражения, равный 1, к зеркалу обращен торец рабочей среды, к которому примыкает модулирующий добротность планарный элемент; зеркало справа (x = L) является выходным и отражает поле генерации частично (с коэффициентом r < 1), L - длина усиливающей среды.

Планарный элемент-модулятор предполагается особо тонким – по толщине, сравнимым с длиной волны лазерного поля. Ввиду этого подбор спектральных параметров среды этого элемента возможен таким, что его переменное пропускание Т при просветлении зависит не только от амплитуды, но и оказывается особо критичным по отношению к фазе зондирующего извне резонансного светового поля.

Используем распределенную модель взаимодействия усиливающей среды и поля генерации в плоско-параллельном резонаторе, действие из-

лучаемого поля на пассивный модулятор отражено в обычной, уже использованной выше модели сверхтонкого слоя. Продольное изменение напряженности встречных полей, образующих моду (стоячую волну в резонаторе), может быть аналогично, например, [161], описано системой нелинейных дифференциальных уравнений.

Для нормированных по уровню мощности насыщения интенсивностей встречных плоских волн система (в пренебрежении линейными потерями) записывается так:

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm \frac{K_0}{\sqrt{\left(1 + Y_+ + Y_-\right)^2 - 4Y_+Y_-}} \left\{ Y_{\pm} - \frac{1}{2} \left[ 1 + Y_+ + Y_- - \sqrt{\left(1 + Y_+ + Y_-\right)^2 - 4Y_+Y_-} \right] \right\} (6.1)$$

$$(0 \le x \le L).$$

Здесь  $Y_{\pm}$  – установившиеся во времени интенсивности составляющих волновой моды (рисунок 6.1), распределенных в положительном (слева направо) и отрицательном (справа налево) направлении вдоль оси резонатора (совпадающей с осью Ох). Их величины нормированы по величине насыщающей мощности поля генерации.  $K_0$  – величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне мощности накачки.

Уравнения (6.1) формулируются как стационарное приближение полуклассической расчетной модели, в которой отклик среды с инверсией заселенности, модулированной полем стоячей волны, на частоте генерации описывается с применением квантовомеханической матрицы плотности.

Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, записываются в виде:

$$Y_{+}(0) = T Y_{-}(0), \quad Y_{-}(L) = r Y_{+}(L),$$
 (6.2)

$$T = \left[ \left( 1 + \frac{\varkappa}{1 + \varDelta^2 + \sigma Y_+(0)} \right)^2 + \varkappa^2 \left( \frac{\varDelta - \beta \sigma Y_+(0)}{1 + \varDelta^2 + \sigma Y_+(0)} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (6.3)$$

где  $\varkappa$  – показатель ненасыщенного поглощения в слое модулятора,  $\Delta$  – нормированная по ширине линии отстройка частоты генерации от резонанса поглощения,  $\sigma$  – отношение сечений перехода в веществе слоя модулятора и в усиливающей среде,  $\beta$  – параметр рефракционной нелинейности в среде модулятора.

Выражением для *T*, взятым из [4], определяется пропускание активной пленки-модулятора, которая просветляется излучением, формируемым

в резонаторе. При формулировке выражения использовано приближение особо тонкого поверхностного слоя активных атомов, взаимодействующих с резонансным полем.

Сохранение в (6.3) фактора β, пропорционального параметру нелинейной рефракции, представляется в данной модели принципиальным моментом. Тонкопленочный просветляющийся элемент в этих условиях должен характеризоваться особой фазочувствительностью, что отмечено также, например, в [132].

OBS

Расчетная модель, представленная (6.1) – (6.3), описывает продольное распределение интенсивности основной (совпадающей с центром линии усиления) моды лазера.

Ее решение дает возможность оценить свойства зависимости мощности излучения лазера на соответствующей частоте в стационарном режиме от уровня накачки, характеристик резонатора и релаксационных параметров среды тонкопленочного модулятора при учете автомодуляционного смещения частоты в пленке.

Интегрирование системы (6.1) с граничными условиями (6.2), (6.3) приводит к аналитическим выражениям, связывающим значения интенсивности выходного излучения с уровнем мощности накачки и интенсивностью лазерного поля в резонаторе:

$$K_{0}L = Y_{+}(L) - Y_{+}(0) - G\left[\frac{1}{2Y_{+}(L) - G} - \frac{1}{2Y_{+}(0) - G}\right] + \ln\left[\frac{2Y_{+}(L) - G}{2Y_{+}(0) - G}\right],$$
  

$$G = 1 + \left(1 + \frac{1}{T}\right)Y_{+}(0) - \sqrt{\left[1 + \left(1 + \frac{1}{T}\right)Y_{+}(0)\right]^{2} - 4\frac{Y_{+}^{2}(0)}{T}},$$
  

$$Y_{+}(L) = \frac{1}{4r}\left[(1 + r)G + \sqrt{(1 + r)^{2}G^{2} + 4rG(G - 2)}\right].$$
(6.4)

Расчет нелинейной характеристики выходной интенсивности  $Y = (1 - r)Y_+(L)$  на основе (6.3), (6.4) удобно проводить, изменяя  $Y_+(0)$  как линейно нарастающий неотрицательный параметр и вычисляя  $K_0L$  и Y как функцию  $Y_+(0)$ .

Кривые рисунка 6.2 изображают зависимость интенсивности на шкале относительного параметра накачки α, определяемого выражением

$$\alpha = K_0 L / \ln \left[ 1 / \sqrt{T(Y_+(0)=0)} \right],$$

которое учитывает значения  $K_0L$ , отнесенные к величине потерь на поглощение в слое модулятора при отсутствии насыщения.



Рисунок 6.2 – Зависимость нормированной интенсивности излучаемого поля от параметра накачки для различных значений коэффициента отражения выходного зеркала В общем случае достаточно типичными оказываются кривые, описывающие при небольшом превышении порога однозначную, хотя и существенно нелинейную, связь выходной интенсивности и мощности накачки (например, линии 1, 2 рисунка 6.2, на фрагменте *a*).

На фрагменте *а* рисунка 6.2 для кривых 3-6 указаны направления гистерезисных скачков. При расчете зависимостей для различных сочетаний параметров взято единое значение отношения сечений перехода в веществе слоя модулятора и в усиливающей среде  $\sigma = 10$ .

11088

Для иллюстрации на рисунке 6.2 выбраны варианты сочетания параметров лазерно-оптической системы, которые соответствуют аномальному ходу зависимостей, свидетельствующему об их гистерезисном свойстве.

Приводимым зависимостям характерны участки с большой крутизной, где незначительному изменению накачки соответствует резкое изменение излучаемой интенсивности *Y*. Изменение параметров в схеме, например, отражения *r* в резонаторе, при условии значительного различия сечений перехода (на порядок и более) в среде усиливающего элемента и активном слое-модуляторе может привести к качественной деформации кривых (линии 3-6 рисунка 6.2, на фрагменте *a*). На характеристике возникает *S*-образный изгиб, т.е. зависимость  $Y(\alpha)$  в определенной области изменения параметра накачки становится неоднозначной. Характеристика, таким образом, проявляет бистабильность – одному значению мощности накачки соответствует два значения выходной интенсивности. Переключение зависимости с одной ветви  $Y(\alpha)$  на другую возможно при изменении уровня накачки от достигнутого в окрестности точек поворота на гистерезисных кривых.

В реальном устройстве такая особенность характеристики выходной мощности должна означать резкое, практически скачкообразное нарастание интенсивности излучаемого светового поля при увеличении накачки. Снижение накачки в окрестности скачка не приводит к столь же резкому уменьшению излучаемой мощности, бросок «вниз» на кривых  $Y(\alpha)$  оказывается возможным при меньшем уровне накачки. Ширину петли гистерезиса, т.е. расстояние между точками поворота характеристики, можно регулировать, изменяя уровень обратной связи или ненасыщенного поглощения в пленке модулятора.

Результаты многократных расчетов характеристик выходной мощности на основе (6.3), (6.4) позволили также сделать вывод о том, что возникновение бистабильных особенностей у характеристики  $Y(\alpha)$  существенно зависит от степени автомодуляционного смещения частоты переходов, соседних с основным (резонансным) (рисунк 6.2, фрагмент  $\delta$ ). Влияние насыщения поглощения на пропускание слоя при этом оказывается менее эффективным. Таким образом, появление гистерезиса в значительной степени обусловлено уровнем фазовой модуляции излучения в веществе модулятора (автомодуляционным смещением частоты).

Таким образом, гистерезисное поведение мощности излучаемого поля в зависимости от накачки возможно при условии значительного отличия (на порядок и более) сечения резонансного перехода в среде усиливающего элемента по отношению к сечению перехода в планарном модулирующем слое. Кроме того, важным фактором проявления гистерезиса оказывается также зависимое от уровня нелинейной рефракции автомодуляционное смещение спектральной линии поля в среде тонкослойного модулятора.

088

## 6.2 Гистерезис мощности излучения полупроводникового лазера с нелинейным тонкопленочным модулятором

Переходя к рассмотрению динамики генерации излучения в полупроводниковых усиливающих средах, в расчетной модели (6.1) можно пренебречь влиянием интерференционного поля основной моды, вышедшей в генерацию, на продольное распределение инверсии в резонаторе. Это позволяет рассматривать условия возникновения гистерезиса в нелинейной характеристике лазерного устройства на основе аналитического расчета менее точной, но более универсальной динамической модели.

### 6.2.1 Бистабильность выходной мощности полупроводникового лазера

Таким образом, рассмотрена схема лазера, аналогичная предложенной выше, с таким же достаточно традиционным сочетанием параметров отражения на зеркалах резонатора (рисунок 6.1): на левый торец полупроводникового лазерного диода нанесено отражающее покрытие с коэффициентом отражения  $r_0 \approx 1$ . Отражение правого торца соответствует отражению на сколе образца  $r \approx 0,32$ . Предполагается, что планарный элемент вплотную примыкает к левому торцу и отражение происходит на его внешней стороне.

Изменение интенсивностей встречных полей на частоте генерации, образующих моду (стоячую волну в резонаторе), может быть описано системой нелинейных дифференциальных уравнений, полученных усреднением по времени уравнений переноса излучения в усиливающей среде (в пренебрежении линейными потерями и продольной модуляцией инверсии – см., например, [84]):

$$\frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm \frac{K_0}{1 + Y_+ + Y_-} Y_{\pm}, \quad (0 \le x \le L).$$
(6.5)

OBS

Здесь обозначение переменных то же, что и в соотношении (6.1). Расчетная модель, представленная (6.5) с учетом граничных условий (6.2), (6.3), описывает продольное распределение интенсивности основной (совпадающей с центром линии усиления) моды лазера, при пренебрежении влиянием интерференционного поля основной моды, вышедшей в генерацию, на продольное распределение инверсии в резонаторе. Ее решение дает возможность оценить свойства зависимости мощности излучения лазера на соответствующей частоте в стационарном режиме от уровня накачки, характеристик резонатора и релаксационных параметров среды тонкопленочного модулятора при учете автомодуляционного смещения частоты в пленке.

Интегрирование системы (6.5) с граничными условиями (6.2), (6.3) приводит к аналитическим выражениям, связывающим значения интенсивности выходного излучения *Y* с интенсивностью поля генерации в резонаторе:

$$K_0 L = Y + Y_+(0) \left(\frac{1}{T} - 1\right) + ln \frac{1}{\sqrt{rT}}, \quad Y = (1 - r) \frac{1}{\sqrt{rT}} Y_+(0)$$
(6.6)

Расчетную оценку нелинейной характеристики выходной интенсивности на основе (6.3), (6.6) удобно проводить, изменяя  $Y_+(0)$  как линейно нарастающий неотрицательный параметр.

Кривые рисунка 6.3 изображают зависимости интенсивности на шкале  $\alpha$  – параметра накачки  $K_0L$ , нормированного по отношению к некоторым начальным значениям. Эти начальные значения отвечают пороговому уровню  $K_0L$ , отмеченному кривой 1 на каждом из рисунков. В общем случае, однако, достаточно типичными оказываются кривые, описывающие однозначную, хотя и существенно нелинейную связь выходной интенсивности и мощности накачки (например, линия 4 рисунка 6.3 на фрагменте  $\delta$ ).

Приводимые зависимости получены на основе более приближенной модели, описывающей продольное распределение интенсивности основной (совпадающей с центром линии усиления) моды полупроводникового лазера, при пренебрежении продольной модуляцией инверсии.



Рисунок 6.3 – Зависимость нормированной интенсивности излучаемого поля от параметра накачки для различных значений показателя поглощения модулирующего элемента (*a*) и коэффициента отражения выходного зеркала (*б*)

Видим, что для полученных зависимостей характерны участки с большой крутизной, где незначительному изменению накачки соответствует резкое изменение интенсивности излучаемого поля *Y*. При изменении параметров в схеме, например, отражения r в резонаторе (рисунок 6.3, фрагмент  $\delta$ ), зависимость  $Y(\alpha)$  на некотором отрезке становится неоднозначной – характеристика проявляет бистабильность.

Таким образом, приведенная модель тем не менее позволяет предсказать гистерезисное поведение мощности излучаемого поля в зависимости от накачки в реальном лазерном устройстве. Это возможно при условии значительного различия (более чем на порядок) сечений резонансного перехода в средах усиливающего элемента и тонкослойного модулятора. Важным фактором проявления гистерезиса оказывается также резонансная нелинейная рефракция в среде планарного слоя.

# 6.2.2 Влияние диффузии носителей на выходную мощность и бистабильные свойства

Следуя логике рассуждений в этой части главы, затронем специфику генерации инжекционных лазеров. Рассматривая динамику генерации излучения в инжекционных лазерах, необходимо учитывать, что продольная модуляция инверсии «смазывается» диффузией носителей в активном слое [152]. Поэтому ниже проанализировано гистерезисное свойство ваттамперной характеристики инжекционных лазеров с учетом этой специфики генерации в активном слое лазерного диода. Примыкающий к выходной грани лазерного диода модулятор предполагается тонким (с толщиной, значительно меньшей длины волны генерации).

Продольное изменение вдоль оси резонатора Ox нормированных интенсивностей встречных полей  $Y_{\pm}$ , образующих моду лазерного диода, описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений:

. N

$$\left[ \left( 1 + k^2 D + Y_+ + Y_- \right) \left( 1 + Y_+ + Y_- \right) - 2Y_+ Y_- \right] \frac{dY_{\pm}}{dx} = \pm \alpha Y_{\pm} \left( 1 + k^2 D + Y_{\pm} \right) .$$
(6.7)

Здесь  $\alpha$  – величина ненасыщенного коэффициента усиления, достигаемого при заданном уровне тока накачки, k – модуль волнового вектора, D – коэффициент диффузии носителей, L – длина активного слоя ( $0 \le x \le L$ ). Граничные условия, соответствующие рассматриваемой схеме, записываются в виде:

$$Y_{+}(0) = Y_{-}(0), \qquad Y_{-}(L) = R Y_{+}(l),$$
 (6.8)

$$R = \left[ \left( 1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + \sigma Y} \right) \frac{T}{1 + r} - 1 \right]^2 + \left[ \frac{\kappa \left( \Delta - \beta \sigma Y \right)}{\left( 1 + r \right) \left( 1 + \Delta^2 + \sigma Y \right)} T \right]^2, \quad (6.9)$$

где величина пропускания активной пленки определяется из соотношения:

$$T = \left(1 - r^2\right) \left[ \left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^2 + \sigma Y}\right)^2 + \kappa^2 \left(\frac{\Delta - \beta \sigma Y}{1 + \Delta^2 + \sigma Y}\right)^2 \right]$$

Здесь β – параметр автомодуляционного смещения спектральной линии поглощения светового поля, действующего на активные атомы в пленочном элементе, σ – отношение сечений перехода в веществе слоя модулятора и в усиливающей среде, которое определяется следующим соотношением:

1088

$$\sigma = \left(\frac{\mu}{\mu_g}\right)^2 \frac{T_1 T_2}{\tau_1 T'_2} - \frac{1}{\tau_1 T'_$$

Выражением для *R*, записанным согласно (5.4), но при очевидном условии  $\Delta_s \approx 0$ , определяется эффективный энергетический коэффициент отражения активной пленки-модулятора, которая просветляется полем излучения, развивающимся в резонаторе в ходе генерации.

Величина *Y*, известная как интенсивность выходного излучения, здесь считается интенсивностью поля, действующего в пленке.

При формулировке выражений для *T* и *R* использованы соотношения (5.2) и (5.4) с тем отличием, что в (6.7) – (6.9) учитывается возможная разница в сечениях перехода в каналах генерации и активного поглощения.

В среде тонкопленочного просветляющегося элемента естественно учитывается автомодуляционное смещение спектральной линии поля, коэффициент β пропорционален известному фактору Хенри [131].

Как и в предыдущем случае, интегрируя (6.7) с граничными условиями (6.8) и (6.9), приходим к аналитическим выражениям, связывающим значения интенсивности выходного излучения с уровнем мощности накачки и интенсивностью лазерного поля в резонаторе:

۸ĩ.

3stertpot

$$Gl = Y_{+}(l) - \frac{F}{2} - \frac{F^{2} + 2(1 + \kappa^{2}D)F}{2[2Y_{+}(l) - F]} + \ln\left[\frac{2Y_{+}(l) - F}{\sqrt{F^{2} + 2(1 + \kappa^{2}D)F}}\right],$$
  
$$Y_{+}(l) = \frac{Y}{1 - r^{2}}\left[\left(1 + \frac{\kappa}{1 + \Delta^{2} + \sigma Y}\right)^{2} + \kappa^{2}\left(\frac{\Delta - \beta Y}{1 + \Delta^{2} + \sigma Y}\right)^{2}\right], \quad (6.10)$$

$$F = \frac{2R Y_{+}^{2}(l)}{1 + \kappa^{2} D + (1 + R)Y_{+}(l)}$$

Расчет ватт-амперной характеристики на основе зависимости У от параметра накачки, применяя дисперсионное соотношение (6.10), удобно проводить, изменяя У как линейно нарастающий неотрицательный параметр и вычисляя *Gl* как его функцию.

KNITELLIOBO На рисунке 6.4 представлена зависимость выходной мощности У от относительного параметра накачки α в лазерной системе с нелинейным пленочным элементом на выходе, который определяется выражением

$$\alpha = Gl / \ln \frac{1}{\sqrt{R}}.$$

В общем случае достаточно типичными оказываются кривые, описывающие при небольшом превышении порога однозначную, хотя и нелинейную связь выходной интенсивности и мощности накачки.

Для иллюстрации на рисунке 6.4 выбраны варианты сочетания параметров лазерно-оптической системы, которые соответствуют аномальному ходу зависимостей, свидетельствующему об их гистерезисном свойстве.

Для расчета зависимостей, приведенных на фрагментах а,б рисунка 6.4, используется параметр  $\alpha = Gl \ln^{-1} \frac{1}{\sqrt{R}}$ ,

Для расчета зависимостей, приведенных на фрагментах в,г, используется параметр  $\alpha_1 = Gl \ln^{-1} \frac{1}{\sqrt{R_1}}$ .

Значения параметров коэффициента диффузии носителей и автомодуляционного смещения спектральной линии поглощения для расчета выбраны следующими: D=32 (фрагменты *а*,*б*);  $\beta=2.0$  (фрагменты *а*,*б*,*г*-*е*).

Для фрагмента *a* выбраны значения  $\ln \frac{1}{\sqrt{R}} = 0.304$ ;  $\kappa = 0,2(1)$ ; 0,3(2); 0,5(3) 0,7(4);  $\Delta = 0.3$ ;  $\sigma = 100$ ;  $\Delta = 1,0(\delta,c)$ .

Для фрагмента б выбраны значения  $\ln \frac{1}{\sqrt{R_1}} = 0,37; \kappa = 0,32(1); 0,4(2);$ 

0,5(3) 0,6(4); при этом значение  $\sigma$ =50 (для фрагментов *б*,*в*,*г*).

Для фрагмента  $\partial$  выбраны значения  $\Delta = 0(1), 0.2(2), 0.4(3), 1.0(4).$ 

Для фрагмента r выбраны значения D=0(1), 2.5(2), 5(3), 25(4).

Расстояние между точками поворота характеристики (оно определяет ширину петли гистерезиса) можно регулировать, изменяя уровень обратной связи или ненасыщенного поглощения в пленке модулятора.

Результаты многократных расчетов ватт-амперных характеристик на основе (6.10) позволили также сделать следующий вывод.



Возникновение бистабильных особенностей у зависимостей Y(G) существенно зависит от уровня ненасыщенного (начального) поглощения в фильтре (рисунок 6.4, фрагменты *a*, *б*), а также степени автомодуляционного смещения. Проявление гистерезиса в значительной степени обусловлено уровнем фазовой модуляции излучения в веществе модулятора (автомодуляционным смещением частоты. Важным условием наблюдения гистерезиса является существенное различие (более, чем на порядок) вероятностей вынужденных переходов в каналах накачки и генерации.

1088

Положение и размер гистерезисной области на ватт-амперной характеристике зависят также от соотношения частоты генерации и центра резонанса поглощения в пленке (рисунок 6.4, фрагмент *в*).

Расчеты показывают, что на проявление бистабильности ваттамперной характеристики довольно ощутимым должно быть влияние диффузии носителей (рисунок 6.4, фрагмент *г*).

Известно, что диффузия сильно уменьшает («смазывает») продольную модуляцию инверсии интерференционным полем лазерных мод (это, например, подтверждено расчетами по моделированию генерации [162]). Условия проявления бистабильности в этом случае оптимальны.

Отметим, что на основе (6.4) или (6.10) возможен зависимости Y(G)для случая, когда усиливающая среда (активный слой лазерного диода характеризуется т.н. нерезонансными потерями на поглощение  $\rho$  (т.н. вредными потерями). Следуя приему их приближенного учета, известному из литературы, в формуле (6.10) необходимо ввести величину т.н. эффективной длины  $l_{ef}$ , представляя вместо  $Gl \rightarrow Gl_{ef}$ , где замена l на  $l_{ef}$  проводится по следующему правилу:

$$\frac{1}{l_{\text{ef}}} = \frac{1}{l} - \frac{\rho}{\ln\sqrt{R(Y)}} \Longrightarrow l_{ef} = \frac{l \cdot \ln\sqrt{R(Y)}}{\rho l - \ln\sqrt{R(Y)}}$$

Значения показателя нерезонансных потерь *рl* обычно в 2...3 раза меньше, чем абсолютная величина логарифма.

Основным результатом раздела является доказательство возможности гистерезисного поведения мощности излучаемого поля в зависимости от накачки. Показано, что это возможно при условии значительного различия (более чем на порядок) сечения резонансного перехода в среде усиливающего элемента по отношению к сечению перехода в планарном модулирующем слое. Важным фактором проявления гистерезиса оказывается также зависимое от уровня нелинейной рефракции автомодуляционное смещение спектральной линии поля в среде тонкослойного модулятора. Помимо того, что расчетами предсказывается возможность бистабильного поведения подобной лазерной системы, важно, что именно в окрестности бистабильного изгиба ватт-амперной характеристики лазера возможно самопроизвольное формирование режимов самосинхронизации мод [98, 163, 164] при относительно невысокой средней мощности выходного излуче-ния. Поэтому и значима задача определения условий существования бистабильности лазерных характеристик.

ния твердотельных лазеров с плоскопараллельным резонатором. Известно, что лазеры, излучающие непрерывную последовательность коротких импульсов, находят применение в лазерной метрологии, а также в современных устройствах передачи информации. Получение стабильных серий контрастных световых импульсов в диапазоне субпико- и пикосекундной длительностей требует применения высоких лазерных технологий. Полупроводниковые структуры в качестве пассивных модуляторов добротности с недавнего времени используются как элементы твердотельных лазеров, генерирующих сверхкороткие импульсы (СКИ) в режиме синхронизации мод [90, 102-104]. Кроме того, известно, что ряд твердотельных лазеров при возбуждении релаксационных колебаний способен излучать регулярную последовательность достаточно коротких импульсов [98-100]. Необходима, однако, сравнительно незначительная внешняя модуляция уровня накачки или добротности резонатора [165]. С целью пассивной модуляции возможно применение затворов на основе тонких полупроводниковых пленок.

Получение одиночных ультракоротких лазерных импульсов или контрастных периодических серий из таких импульсов для систем оптической обработки информации является актуальной задачей. Она решается как с применением оптических модуляторов, так и с использованием режимов синхронизации мод лазеров. Так как полупроводниковые лазеры имеют большую ширину спектра генерируемого излучения, то они являются потенциальными источниками импульсов фемтосекундной длительности. Поэтому анализу временных характеристик инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) с разными активными средами и с различными конструкциями лазерных резонаторов посвящено значительное количество работ [85-89, 91-98, 107-108]. Одним из широко исследуемых типов ИПЛ являются лазеры с внешним резонатором [87-92, 100-101, 159], так как они позволяют устанавливать внутрь резонатора различные элементы, управляющие спектральными и временными характеристиками генерируемого излучения.

Конструктивные особенности внешней обратной связи влияют на протекание физических процессов синхронизации мод в лазерах, излучающих одиночные импульсы или серии импульсов. Например, в работе [102] отмечается влияние внутрирезонаторной дисперсии на процесс генерации импульсов в лазере с синхронизацией мод при использовании вспомогательного нелинейного резонатора. Показано, что механизм укорочения длительности генерируемых импульсов связан с нарастанием нелинейного дрейфа частоты («чирпа») в основном резонаторе, а положительная дисперсия групповых скоростей и сильная нелинейность во вспомогательном резонаторе снижают эффективность компрессии импульсов, и, кроме того, при определенных условиях реверсируют динамику формирования временного профиля, удлиняя генерируемые импульсы.

1083

Внесение во внешний резонатор элементов, имеющих значение дисперсионного параметра, обратное дисперсионному параметру волноводного слоя полупроводникового лазера, приводит к уширению спектра генерируемого излучения и, соответственно, к сужению длительности генерируемых импульсов в режиме самосинхронизации [89].

Во внешний резонатор помещают также элементы, которые просветляются под действием генерируемого лазерного излучения. В работе [98], например, описана новая модификация лазера с диодом на основе AlGaAs и внешним резонатором. В импульсном режиме возможно излучение регулярной серии пикосекундных пульсаций с выделением из них одиночного светового импульса.

Одним из способов управления временной структурой излучения ИПЛ является одновременное использование амплитудной модуляции (за счет просветления планарного элемента в резонаторе) и фазовой самомодуляции (ФСМ). Многообразие наблюдаемых в излучении твердотельных лазеров, включая полупроводниковые, автомодуляционных регулярных и стохастических структур связывают с влиянием ФСМ лазерного поля на процессы вынужденного излучения в резонаторах [166]. Следствия фазовых девиаций и ФСМ, связанные с изменением концентрации носителей в ходе генерации ИПЛ, довольно подробно проанализированы в случае использования внешней обратной связи (ОС) [80, 88–91, 160]. Сценарий временной структуры излучения ИПЛ способен качественно меняться в зависимости от параметров ОС и тока накачки даже в случае, если внешний резонатор не содержит особых дисперсионных или модулирующих устройств, а имеется только внешний отражатель. Итак, рассмотрим динамическую модель ИПЛ, где в систему ОС дополнительно включены тонкие слои вещества с активной абсорбцией на частотах, близких к частоте генерации. Наличие тонкой резонансно поляризуемой пленки с толщиной, меньшей длины волны, способно сильно изменить оптические свойства границы раздела двух сред. Пропускание тонкого резонансного слоя оказывается чувствительным не только к интенсивности, но и к фазе внешнего светового поля. Эффективность ОС в этих условиях связана с собственной нелинейностью рефракции активного слоя лазерного диода и определяемыми ею частотными девиациями поля генерируемых мод. Тонкопленочные планарные элементы, параллельные выходным граням лазерных диодов, могут служить особого рода нелинейными модуляторами добротности. Поэтому постановка задачи моделирования нетривиальной динамики излучения ИПЛ с учетом автомодуляционного эффекта в схемах с применением таких элементов вполне правомерна.

,080

Предположим, что нелинейная пленка нанесена непосредственно на один из торцов лазерного диода. Для условий резонансного взаимодействия поглощение в слое зависит от разности заселенностей уровней перехода, насыщаемой мощностью падающего извне поля. Динамика пропускания поверхностной пленки T(t) = XY в приближении некогерентного взаимодействия внешнего поля мощности Y с атомами сверхтонкого слоя, следуя (2.8), может быть описана так:

$$T(t) = \frac{4\eta}{\left(1+\eta\right)^2} \left/ \left\{ \left(1 + \frac{\kappa \cdot n}{1+\Delta^2}\right)^2 + \kappa^2 \left[\frac{n \cdot \Delta}{1+\Delta^2} + \beta \cdot (n-n_o)\right]^2 \right\},$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{T_1} \left[ n_o - n \cdot \left(1 + \frac{X}{1+\Delta^2}\right) \right] .$$
(6.11)

В соотношениях (6.11) n – переменная вероятности разности заселенностей,  $n_0$  – начальная разность заселенностей ( $0 < n_0 \le 1$ ),  $\eta$  – показатель преломления активного слоя. Слагаемое, пропорциональное вариации разности заселенностей  $n - n_0$ , в дисперсионной компоненте зависимости T(t) отражает вклад фазового смещения, обусловленного нелинейной рефракцией в среде пленки.

Динамическая модель ИПЛ, описывающая энергообмен излучения и возбуждаемой накачкой среды может быть рассмотрена в рамках точечной балансной модели [168], то есть на основе обычных кинетических уравнений для усредненных по длине активного слоя переменных интенсивности и инверсии (для ИПЛ – концентрации носителей в лазерном диоде). Учет особой физической ситуации, связанной с наличием на торцах лазерного

диода тонких слоев с насыщающимся поглощением и нелинейной рефракцией, приводит к модификации этой расчетной модели. В выражение для переменного коэффициента усредненных по длине лазерного диода потерь на излучение включается информация об изменении пропускания планарного слоя в зависимости от мощности генерации. Ее интенсивность тогда рассматривается как интенсивность внешнего поля в системе уравнений (6.11).

Изменение пропускания пленки при воздействии этого поля должно быть также следствием перестройки частоты генерации в нелинейнорефрактивной среде лазерного диода. Дисперсионное изменение пропускания предполагается зависящим от безразмерной переменной величины отстройки

$$\Delta = \left(\delta \omega + \frac{d\varphi}{dt}\right) T_2,$$

где  $\delta \omega$  – расстояние на шкале частот между резонансами среды лазерного диода и планарного слоя, значения эффективной отстройки  $\Delta$  нормированы по величине, обратной полуширине оптического резонанса активных атомов в пленке. Производной фазы в представлении поля генерации  $A(t) = A_i \exp(i \cdot \varphi)$  описывается нелинейное смещение частоты. Система модифицированных кинетических уравнений в случае постоянного уровня накачки принимает такой вид [177]:

$$\frac{dY}{dt} = \frac{1}{\tau} \left[ y - \frac{\ln \gamma(n)}{\ln \gamma_o} \right] \cdot Y , \quad \frac{dy}{dt} = \frac{1}{\tau_1} \left[ \alpha - (1+Y) \cdot y \right] ,$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \left[ n_o - n - \frac{\sigma \cdot nY}{\gamma(n)(1+\Delta^2)} \right] , \quad \Delta = \left\{ \delta \omega + \frac{\beta_l}{\tau} \left[ y - y(t=0) \right] \right\} \cdot T_2 , (6.12)$$

$$\gamma(n) = \left( 1 + \frac{\kappa \cdot n}{1+\Delta^2} \right)^2 + \kappa^2 \left[ \frac{n \cdot \Delta}{1+\Delta^2} + \beta \cdot (n-n_o) \right]^2 , \quad \gamma_o = \gamma(n_o),$$

где  $Y = A_i^2$  – нормированная интенсивность лазерного поля,  $ln\gamma(n)$  – показатель потерь мощности генерации в поглощающем планарном слое,  $\tau = \frac{\eta \ell}{c} \cdot \left( ln \frac{\gamma_o}{r} \right)^{-1}$  – время жизни фотонов в резонаторе.

Автомодуляционный эффект, описываемый (6.12), определен существованием положительной обратной связи в схеме с планарным слоем. Учтено, что поглощение в слое уменьшается с нарастанием мощности генерации. В дополнение же к традиционно рассматриваемому в теории динамики лазеров изменению поглощения из-за насыщения абсорбции на основе (6.12) можно рассматривать влияние на ход генерации девиаций пропускания планарного слоя из-за смещения частоты, то есть эффект ФСМ.

1088

Численное интегрирование системы (6.12) проводилось методом Рунге–Кутта. Решалась задача Коши с начальными условиями, соответствующими пороговым условиям генерации. Полагалось, таким образом, что y(t=0) = 1,  $n(t=0) = n_0 = 1$ ; начальная величина интенсивности выбиралась крайне малой, отличной от нуля –  $X(t=0) \approx 10^{-5}...10^{-4}$  ( $X_0 << \alpha - 1$ ), так что в расчетах была условно реализована, в сущности, схема усиления слабого сигнала. Решения для X(t) практически не зависели от избираемых величин X(t=0). Сочетание расчетных коэффициентов (6.12), включая и параметры нелинейности рефракции, в целом соответствовало характеристикам используемых в оптике и лазерной физике материалов на основе *GaAs*.

Особый практический интерес обычно проявляется к автомодуляционным режимам излучения серии контрастных незатухающих импульсов. Решения системы (6.12) для X(t), полученные при расчетном моделировании генерации с параметрами ИПЛ, предсказывают возможность существования таких режимов.

Численное моделирование процесса формирования излучения, типичные примеры которого изображены на рисунке 6.5, проведено для достаточно широкого диапазона изменения параметров (6.12).

Рассчитанные зависимости, описывающие временную картину выходного излучения с регулярной структурой, в целом качественно сходны. На фрагментах a' - c' рисунка 6.5 воспроизведена форма отдельных импульсов, на фрагментах a'' - c'' – соответствующие данному варианту проекции фазовых кривых, при этом принято  $T_{\%} = 100/\gamma(n)$ .

Нарастание амплитуды и увеличение скважности всплесков мощности поля на этапе перехода к периодическому режиму в рассчитываемом цуге сменяется стабилизацией амплитуды и формы пульсаций. На плоскости переменных (X(t), T(X)) такой переход соответствует выходу на предельный цикл проекций фазовых кривых (рисунок 6.5, фрагменты a'' - c''). Характеристики импульсов – амплитуда, длительность и период (их временной диапазон в рассматриваемом случае соответствует субнаносекундному и наносекундному), величины скважности и контраста – определяются соотношением скоростных параметров: уровня тока накачки, времен релаксации заселенности в активном и планарном слоях, вероятностью вынужденных переходов. Поэтому описываемая решениями (6.12) регулярная структура ИПЛ, возникающая как следствие колебаний уровня обратной связи в лазерной системе, имеет релаксационный характер.



я стру. Рисунок 6.5 – Временная структура интенсивности излучения инжекционного лазера (фрагменты а и б)



Рисунок 6.5 – Временная структура интенсивности излучения инжекционного лазера (фрагменты в и г) rektipottition

165

Результаты расчетов проявили особую критичность возможности перехода к периодичным самопульсациям по отношению к уровню нелинейной рефракции в активном слое ИПЛ. Если соответствующие коэффициенты в (6.12) равны нулю (нелинейная рефракция не учитывается), тогда это однозначно определяет невозможность существования решений, описывающих регулярный сценарий картины излучения (рисунок 6.6, фрагменты *а*, *б*). Формирования предельных циклов на фазовой плоскости системы (6.12) в этом случае, естественно, не происходит.



# $\sigma = 2.0, r = 0.32, \eta = 3.6, \tau_1 = 5.0 \cdot 10^{-9} \text{c}, \tau_c = 1.0 \cdot 10^{-9} \text{c}, l = 3 \cdot 10^{-4} \text{m}$

# Рисунок 6.6 – Временная структура интенсивности излучения инжекционного лазера

Возникновение и устойчивость подобных временных структур в излучении рассмотренной модели ИПЛ существенно обусловлены автомодуляционным фазовым эффектом. Особая чувствительность пропускания тонкой пленки по отношению к фазе излучения должна оказаться при этом решающим фактором стабилизации во временной периодичной структуре формируемого лазерного поля. Надо отметить также, что расчеты в рамках модели (6.12) предсказывают возможность излучения серии автомодуляционных импульсов при изменении пропускания в сравнительно небольшом диапазоне – от одного до нескольких процентов (рисунок 6.5, фрагменты *в*, *г*). Это возможно при значительной взаимной отстройке резонансов поглощения в планарном слое и усиления в лазерной среде  $\delta \omega$ . Эффективный уровень поглощения в планарном слое, необходимый для перехода к требуемому режиму излучения, может быть относительно невысоким (~  $10^3 - 10^4 cm^{-1}$ ).

### 6.3.1 Приближенная кинетическая модель поведения лазера

Численный анализ (6.11) показал, что решения, описывающие автомодуляционный процесс, возможны при относительно небольших величинах активного поглощения, при этом резонансные вариации разности населенностей в модулирующем слое также незначительны. Эти вариации происходят в области равновесного значения разности населенностей и следуют за изменением интенсивности, формируемой в усиливающей среде.

Сказанное выше дает возможность пользоваться упрощенной моделью с двумя степенями свободы (интенсивностью и инверсной заселенностью). Можно считать, кроме того, что скоростные параметры обратимости активного поглощения и сечение перехода в пленке должны существенно превышать величины аналогичных параметров усиливающей среды. Вариации разности населенности тогда малоинерционны по отношению к колебаниям интенсивности, и населенность оказывается связанной с интенсивностью алгебраическим соотношением, следующим из второго уравнения системы (6.12). Предположение об относительно небольшой величине показателя активного поглощения, как правило, достижимого и реализующегося в пленке ( $\varkappa l <<1$ ,  $\varkappa -$  ненасыщенное поглощение, l толщина слоя), тогда сводит использованную выше модель к системе двух уравнений, рассмотренных автором, например, в [172, 188-190, 208-209]:

$$\frac{dX}{dt} = \frac{1}{\tau} \left\{ y + \frac{\gamma}{2} [1 - k(X, y)] \right\} \cdot X, \quad k(X, y) = -(\sigma X - 2\varkappa l)g + \sqrt{[1 + (\sigma X - 2\varkappa l)g]^2 + 8g\varkappa l},$$

$$\frac{dy}{dt} = \alpha - (1 + X)(1 + y), \quad g(y, \varDelta_o) = [1 + (\varDelta_o + \varDelta)^2]^{-1}, \quad \varDelta = \beta(y_n - y)\tau_2/\tau.$$
(6.13)
  
Здесь X – нормированная по уровню насыщающей мощности интен-

Здесь X – нормированная по уровню насыщающей мощности интенсивность в резонаторе, y – нормированная по величине порогового уровня потерь вариация инверсии,  $\tau$  и  $\tau_2$  – релаксационные времена резонатора и поляризационного отклика среды (обе величины, как и время в системе (6.13), нормированы по величине времени релаксации инверсной заселенности  $\tau_1$ ),  $\sigma$  – отношение сечений перехода в центрах линий усиления в лазерной среде и поглощения в пленке,  $\alpha$  – параметр уровня накачки (по отношению к пороговому).

080

Значение параметра  $\gamma$  обратно величине пороговых потерь, изменением *k* описываются переменные потери из-за просветления слоя, значения форм-фактора *g* определяются не только относительной отстройкой центров линий усиления и поглощения  $\Delta_0$ , но и величиной частотного дрейфа основной моды резонатора в ходе генерации  $\Delta$ . Эта величина зависит от резонансной вариации инверсии ( $y_n$  – ее начальное значение) и пропорциональна параметру  $\beta$ , определяющему амплитудно-фазовую связь.

Моделирование процесса формирования излучения (рисунок 6.7) проводилось для схемы усиления – в начальный момент времени  $t_0 = 0$  предполагалось выполнение порогового условия генерации  $(y(t_o) = y_n = 2\gamma \varkappa l/(1 + \Delta_o^2))$  при относительно небольших величинах интенсивности  $X(t_0) \ll X_s$  ( $X_s$  – равновесное значение интенсивности).

Система (6.13) интегрировалась методом Рунге-Кутта для параметров, соответствующих инжекционным лазерам на основе *AlGaAs* с постоянным током накачки (уровень тока накачки, определяемый α, изменялся в вариантах расчета в пределах 1.02...1.80, параметр линейных потерь по величине был фиксирован – γ = 0.17; время продольной релаксации τ<sub>1</sub> = 1.0·10<sup>-9</sup> с, тогда с учетом нормировки τ бралось равным ~10<sup>3</sup>, для τ<sub>2</sub> принималось значение ~10<sup>3</sup>).







Полученные решения для X(t), примеры которых приведены на рисунке 6.7, указали на возможность двух сценариев генерации – переходного, т.е. затухающего к равновесному уровню (рисунок 6.7, фрагменты a, d), и автоколебательного (рисунок 6.7, фрагменты  $\delta$ -c, e). В последнем случае временная развертка решения описывает периодическую последовательность симметричных импульсов.

HOBS

Рисунок 6.7 иллюстрирует также ход траекторий на фазовой плоскости системы (6.13). Аттрактором решений является соответственно либо точка равновесного состояния – устойчивый фокус (рисунок 6.7, фрагменты a', d'), либо предельный цикл (рисунок 6.7, фрагменты  $\delta' \cdot e', e'$ ). Выход на режим автоколебаний происходит после непродолжительной (в зависимости от значений  $X(t_0)$ ) серии переходных пульсаций и возможен в определенном диапазоне уровня накачки при остальных параметрах (6.13), фиксированных по величине. Изменение инверсии по отношению к пороговой, а также вариации пропускания слоя при этом сравнительно невелики – до нескольких процентов. Частоты импульсов, как и следовало ожидать для релаксационных серий, нарастали с увеличением уровня накачки.

При использованных для расчета параметрах инжекционных лазеров период следования пульсаций по величине относился к субнаносекундному диапазону, длительность импульсов по уровню ½ имела порядок от нескольких пикосекунд до десятков пикосекунд. Период и скважность нелинейных пульсаций критичны по отношению к накачке и уровню поглощения в пленке.

## 6.3.2 Качественный анализ равновесных состояний

На фазовой плоскости переход решений к режиму автоколебаний соответствует выходу траекторий на предельный цикл (рисунок 6.7, фрагменты  $\delta$ -*г*). Точки ( $X_s$ ,  $y_s$ ), отвечающие равновесным состояниям с ненулевой интенсивностью, находятся внутри области, которая ограничена кривыми предельного цикла. Качественное изучение устойчивости решений вблизи одного из равновесных состояний аналогично [165] дает возможность оценить зону параметров системы (6.13), в которой это состояние устойчиво. В случае определения условия возникновения автоколебаний интерес представляет именно поиск зон тех параметров, где точки ( $X_s$ ,  $y_s$ ) нестабильны по типу неустойчивого фокуса. Осцилляторный уход траекторий решений из окрестности точки равновесия может означать, что их аттрактором из-за неизбежного насыщения X(t) и y(t) окажется предельный цикл. Выражения для равновесных состояний  $(X_s, y_s)$  следуют из сингулярных пределов системы (6.13):

$$\sigma X_{s} = (y_{s} + \gamma) \{ 2\varkappa / y_{s} - 1 / [\gamma \cdot g(y, \Delta_{o})] \}, \alpha = (1 + X_{s}) (1 + y_{s}). (6.14)$$

1083

Линеаризация системы (6.13) в окрестности точек равновесия позволяет сформулировать характеристический полином относительно  $\lambda$  (коэффициента в показателе экспоненциального решения линеаризованного аналога системы). В случае, если точка равновесия представляет собой фокус, полученное квадратное уравнение должно обладать комплексносопряженными корнями  $\lambda_{1,2} = \mu/2 \pm i\sqrt{-D}$ . Выражения для вещественной части корней и дискриминанта характеристического уравнения:

$$\mu = -1 - X_{s} + \frac{\sigma \cdot \gamma X_{s} y_{s} / \tau}{\gamma (\sigma X_{s} - 2\varkappa l) + (2y_{s} + \gamma) / g(y_{s}, \Delta_{o})} ,$$

$$D = \frac{1}{4} \left[ 1 + X_{s} + \frac{\sigma \cdot \gamma X_{s} y_{s} / \tau}{\gamma (\sigma X_{s} - 2\varkappa l) + (2y_{s} + \gamma) / g(y_{s}, \Delta_{o})} \right]^{2} - \frac{1}{\gamma (\sigma X_{s} - 2\varkappa l) + (2y_{s} + \gamma) / g(y_{s}, \Delta_{o})} \right]^{2} - \frac{1}{\tau} \left\{ 1 + 2\beta \frac{\tau_{2}}{\tau} \frac{\gamma y_{s} (\sigma X_{s} - 2\varkappa l) [\Delta_{o} + \Delta(y_{s})]}{\gamma (\sigma X_{s} - 2\varkappa l) + (2y_{s} + \gamma) / g(y_{s}, \Delta_{o})} \right\}$$

$$(6.15)$$

совместно с соотношениями (6.14) могут быть положены в основу критерия нестабильности поведения траекторий в окрестности равновесного состояния  $(X_s, y_s)$ .

Действительно, точка равновесия оказывается неустойчивым фокусом, если  $\mu > 0, D < 0$ . Такая нестабильность соответствует периодическому решению с частотой  $\Omega = \sqrt{-D}$  у линеаризованных уравнений, исходная же система характеризуется осцилляторными решениями для X(t) и y(t), которые могут выходить на предельный цикл.

Область возможных регулярных решений на основе расчета (6.14), (6.15) удобно искать на шкале зависимости  $\mu$ , *D* от параметра  $\alpha$  при фиксированных значениях остальных коэффициентов (6.13). В этом случае можно принять  $y_s$  в качестве неотрицательного линейно нарастающего параметра и формально рассматривать его как аргумент функций  $\mu(y_s)$ ,  $\Omega(y_s)$ , а также  $X_s(y_s)$  и  $\alpha(y_s)$ .

Результаты параметрического расчета зависимостей вещественной части корней характеристического уравнения и нормированного периода  $T=2\pi/\Omega$  от параметра накачки  $\alpha$  представлены на рисунках 6.8 и 6.9.



Рисунок 6.8 – Вещественная часть μ в зависимости от параметра α



Неустойчивое поведение траекторий вблизи точки равновесия и сценарий решений (6.13), отвечающий режиму автоколебаний, следует ожидать в ограниченной области значений  $\alpha$ , в принципе реализующихся в инжекционных лазерах. Следует считать, что эта область соответствует зоне нелинейного резонанса, в которой уровень модуляции потерь за счет вариаций пропускания тонкопленочного просветляющегося затвора оптимален. Размеры и положение зоны неустойчивости на шкале  $\alpha$  проявляют критичность по отношению к значениям ненасыщенного поглощения  $\varkappa l$ , к различию сечений переходов в активном слое и в среде модулирующего элемента, а также к величине частотной отстройки центров линий (рисунок 6.8, фрагменты *а-в*).

Сопоставление данных численного моделирования (рисунок 6.7, фрагменты *a*-*d*) с результатами качественного анализа (кривая 2 рисунка 6.8, фрагмент *в*) указывает, что оценка области устойчивости дает возможность определить критические точки  $\alpha$ , в которых происходит «возникновение» и «исчезновение» автоколебательного режима во временных развертках решений (6.13). Период устойчивого предельного цикла, судя по этим разверткам, оказывается близким к значениям *T*, полученным расчетом  $\Omega$  на основе (6.14), (6.15) (рисунок 6.9).

В итоге отметим, что применение пассивного модулирующего элемента на основе тонких пленок из используемых в оптике полупроводников в резонаторе твердотельного лазера может обусловить развитие режима автоколебаний в выходном излучении. Результатом такого применения является генерация релаксационных серий достаточно коротких импульсов без использования внешних модулирующих устройств.

Существенным фактором, стимулирующим возникновение регулярных пульсаций при постоянной во времени накачке, выступает автомодуляционное уширение спектральной линии усиления. Изменение уровня накачки и ненасыщенного поглощения в модулирующем элементе в определенном диапазоне можно использовать для управления временными параметрами пульсаций интенсивности. OBS

Таким образом, выше проведена оценка условий реализации режима автоколебаний интенсивности, возникающего как следствие амплитуднофазовой самомодуляции светового поля в твердотельном лазере с постоянной накачкой при наличии в резонаторе тонкого полупроводникового слоя, поглощающего на частотах, близких к частоте генерации.

В Институте прикладной оптики НАН РБ проводились эксперименты по исследованию нелинейных тонких пленок в качестве просветляющего затвора полупроводниковых лазеров с внешним резонатором [170]. В качестве источника использовались полупроводниковые лазеры ИЛПН-108, генерирующие на длине волны в диапазоне 825...845 *нм*. С лазеров снималось защитное стекло для лучшего доступа к выходному зеркалу лазерного диода. Проведенные исследования позволили разработать и изготовить нелинейные тонкие пленки на основе полиэтилентерефталата с внедренными мелкими кристалликами теллурида кадмия, просветляющиеся во внешнем резонаторе полупроводникового лазера, при плотности мощности 500 *Bm/см*<sup>2</sup> на длине волны 836 нм. Изменение пропускания пленок дало возможность реализовать режим излучения серий незатухающих регулярных импульсов.

# 6.4 Кинетическая модель вертикально излучающего лазера с нелинейной пленкой в системе обратной связи

Проанализируем еще одно приближение кинетической модели лазера с нелинейным элементом для случая пленочной усиливающей среды. В сущности, на основе этого приближения будет изучена временная динамика излучения многослойной системы тонких активных слоев, подобной рассмотренной в прежней главе. Однако задача рассматривается для симметричной системы при условии инверсной населенности (соответственно – усиления и генерации светового поля) в среднем из слоев, остальные

слои предполагаются пассивно модулирующими. Предполагаем, что на основе такой модификации модели может быть проведена оценка возможности нестационарного режима вертикально излучающего лазера в пренебрежении поперечной структурой излучения.

1083

Вертикально излучающие лазеры (ВИЛ), или лазеры поверхностного излучения, перспективны для применения в устройствах скоростной обработки информации, разрабатываемых на сегодняшний день [114]. Их усиливающая среда имеет вид равномерно излучающего с поверхности пла нарного слоя, который ограничен зеркалами и может стыковаться с электронной интегральной схемой. В первой главе отмечено, что пространственно-временная динамика светового поля, излучаемого такими лазерами, в последнее время интенсивно изучается. Однако управление параметрами светового поля, высвечиваемого ВИЛ, за счет внешней модуляции накачки или добротности представляет собой определенную сложность, поскольку их активные элементы представляют собой структуру из нескольких слоев толщины порядка длины волны. В работах [169-170] проанализирована динамика лазеров поверхностного излучения с модулирующими элементами, несмотря на трудности реализации в таких устройствах импульсного режима для условий когерентного взаимодействия. Задача создания условий, при которых эти лазеры излучают в режиме регулярной серии относительно коротких контрастных импульсов, технологически довольно сложна. Определенным преимуществом характеризуется решение этой задачи за счет пассивной внутрирезонаторной модуляции излучения. Такой подход носит достаточно традиционный характер [84]; для лазеров поверхностного излучения, образуемых системой малоразмерных планарных слоев, его реализация должна означать, что в структуру активной области наряду с генерирующим слоем следует включать резонансно поглощающие просветляющиеся пленки.

Комбинация тонкопленочных элементов с различными временами обратимой релаксации, с разными величинами сечения перехода должна стимулировать в ходе генерации развитие автомодуляционного процесса. Режим автоколебаний в излучении тогда может реализоваться без использования управляемых извне модулирующих элементов, в основном за счет подбора параметров накачки, обратной связи и характеристик планарных элементов ВИЛ, обычно изготавливаемых на основе полупроводниковых сред.

Итак, проведем расчетный анализ временной структуры генерации ВИЛ. Предполагается, что рассматриваемое устройство имеет излучающую с поверхности тонкопленочную активную область из полупроводника на основе *GaAs*, ограниченную отражающими слоями. В реальной схеме

зеркала многослойны [114], также и в расчетной схеме устройства дополнительно предположено, что граничные по отношению к усиливающему слою тонкие пленки, составляющие зеркала, характеризуются резонансным поглощением, т.е. способны просветляться. Однако, аналогично [160], допущено, что изменение пропускания оказывается не только следствием насыщаемого поглощения в веществе пленки-модулятора, но и следствием высокой критичности реакции особо тонкого слоя полупроводника на колебания частоты генерируемых мод. Такие частотные колебания могут быть следствием сложного контура усиления, обусловленного влиянием на поляризованность оптической среды переходов, близких к резонансному, и характерного для ряда активных сред, в том числе и для используемых в оптике полупроводников [130-131]. При генерации в максимуме такого спектрального контура усиления тогда возможна отличная от нуля отстройка частоты генерации от центральной частоты активного перехода. Автомодуляционное уширение линии усиления и наличие амплитуднофазовой связи в этих условиях способны влиять на динамику светового поля ВИЛ.

OBS

Следует отметить, что влияние на процесс излучения автомодуляционного смещения в ВИЛ, которое оценивается фактором Хенри, исследовано в рамках интересной кинетической модели, где рассматривается динамика коэффициента оптического ограничения [152]. В низкоразмерных гетероструктурах, используемых при разработке активных элементов ВИЛ, повышена чувствительность к изменению показателя преломления при вариациях числа носителей. Фазовое смещение, инициируемое в этих слоях, становится сильным динамическим фактором, способным влиять на динамику генерации ВИЛ.

При анализе динамики ВИЛ особо тонкими (сравнимыми с длиной волны генерируемого светового поля) предполагались усиливающий слой и слой пленочного пассивного модулятора. Поэтому колебания мощности излучения, усиливаемого от уровня интенсивности спонтанной люминесценции, считались безынерционно следящими за вариациями инверсии (концентрации свободных носителей) в активной области и разностью заселенности резонансных уровней в среде модулятора. Эти величины динамично меняются вследствие конкуренции процессов накачки, релаксации и насыщения.

Для рассматриваемых условий аналогично [160] модифицировалась кинетическая модель для сосредоточенных параметров лазера, сформулированная в [172, 177] на основе полуклассического подхода в рамках приближения особо тонкого слоя. Тогда, с учетом рассмотренных выше предположений, система нелинейных уравнений для нормированных переменных резонансных вариаций инверсии у и заселенности *n* принимает следующий вид:

$$\frac{dy}{dt} = \alpha - (1+y)(1+X), \quad \tau \frac{dn}{dt} = -n + \frac{\sigma(1-n)}{1-\varkappa gn}gX, \quad (6.16)$$
$$X = \frac{\varepsilon}{b \varkappa g n - y}, \quad g = \left[1 + \varkappa + (\varDelta + \beta y)^2\right]^{-1}.$$

Здесь  $\alpha$  – параметр накачки,  $\varkappa$  – ненасыщенное поглощение в модулирующем слое,  $\sigma$  и  $\tau$  – величины, определяемые отношениями сечений перехода и времен обратимой релаксации в активной области и среде модулятора, b – коэффициент линейных потерь,  $\varepsilon$  – параметр люминесценции, X – интенсивность поля, нормированная по уровню мощности насыщения в усиливающем слое.

Значения форм-фактора *g* определяются не только относительной отстройкой центров линий усиления и поглощения  $\Delta$ , но и величиной частотного дрейфа основной моды резонатора в ходе генерации. Эта величина зависит от резонансной вариации инверсии, насыщаемой полем интенсивности *X*, с коэффициентом пропорциональности  $\beta$ , который определяет амплитудно-фазовую связь.

Сформулированная модель, представленная системой (6.16) и детально изученная в [176], дает возможность определить условия развития автоколебаний, физически означающих формирование в выходном излучении ВИЛ режима регулярных импульсов.

Для расчетной оценки также аналогично [165] использовались элементы качественного анализа поведения фазовых траекторий в окрестности равновесных состояний модели.

На фазовой плоскости переход решений к режиму автоколебаний соответствует выходу траекторий на предельный цикл. Точки ( $n_s$ ,  $y_s$ ), отвечающие равновесным состояниям с  $X_s$  ( $X_s > 0$ ), находятся внутри области, охватываемой кривыми предельного цикла.

Выражения для равновесных состояний рассматриваемой модели  $(n_s, y_s)$  следуют из сингулярных пределов системы (6.16):

$$n_s(b \varkappa n_s - y_s/g_s) = \sigma \varepsilon \frac{1 - n_s}{1 - \varkappa g_s n_s}, \alpha = (1 + y_s) \left(1 + \frac{\varepsilon}{b \varkappa g_s n_s - y_s}\right), \quad (6.17)$$

где  $g_s = [1 + \varkappa + (\varDelta + \beta y_s)^2]^{-1}.$ 

Качественное изучение устойчивости решений вблизи одного из равновесных состояний дает возможность оценить зону параметров системы (6.16), в которой это состояние устойчиво. В случае определения условия автоколебаний интерес представляет именно поиск зон параметров 1811083 (6.16), где точки  $(n_s, y_s)$  нестабильны по типу неустойчивого фокуса.

Так же, как и в предыдущем разделе главы, найдены выражения для вещественной части и дискриминанта характеристического уравнения:

$$\mu = 1 + X_{s} + (1 + y_{s}) F \frac{X_{s}^{2}}{\varepsilon} + \frac{1}{\tau} \left\{ 1 + \frac{\sigma g_{s} X_{s}}{1 - \kappa g_{s} n_{s}} \left[ 1 - \frac{\sigma g_{s} X_{s}}{1 - \kappa g_{s} n_{s}} \right] \right\}, \qquad (6.18)$$
$$D = \frac{1}{4} \mu^{2} - \frac{\sigma b}{\tau \varepsilon} (1 + y_{s}) (1 - n_{s}) \left( F \frac{X_{s}}{\varepsilon} - 2\beta \frac{\Delta + \beta y_{s}}{1 - \varkappa g_{s} n_{s}} \right) \frac{\varkappa g_{s}^{2} X_{s}^{3}}{1 - \varkappa g_{s} n_{s}}, \qquad (6.18)$$

где равновесные состояния интенсивности поля и нормировочный коэффициент определяются как

$$X_s = \varepsilon / (b \varkappa g_s n_s - y_s), \quad F = 1 + 2 b \beta \varkappa g_s^2 n_s (\Delta + \beta y_s),$$

Тогда соотношения (6.18) совместно с соотношениями (6.17) могут быть положены в основу критерия нестабильности поведения траекторий в окрестности равновесного состояния  $(n_s, y_s)$ .

Результаты параметрического расчета зависимости вещественной части µ и дискриминанта характеристического уравнения D от параметра накачки α представлены на рисунке 6.10.

Неустойчивого поведения траекторий вблизи точки равновесия и сценария решений (6.16), отвечающего режиму автоколебаний, следует ожидать в ограниченной области значений α, реализующихся в принципе в схемах лазеров на основе GaAs.


Рисунок 6.10 – Вещественная часть µ (кривые 1) и дискриминанта D (кривые 2) в зависимости от параметра α

Можно считать, что эта область соответствует зоне нелинейного резонанса, в которой уровень модуляции потерь за счет девиаций пропускания тонкопленочного просветляющегося затвора оптимален.

Результаты многократных расчетов указывают, что существование этих «зон неустойчивости» возможно лишь при существенной разнице во временах релаксации заселенности в обоих слоях – относительный параметр обратимой релаксации  $\tau \ge 5 \cdot 10^2$ , также необходимо существенное различие сред по параметру нелинейности абсорбции –  $\sigma >>1$ .

1089

Отметим, что ходом кривых обозначен так называемый второй порог генерации – неустойчивость, приводящая к развитию автоколебательного режима, возникает при определенном пороговом уровне усиления, достигаемом при некотором значении  $\alpha > 1$ .

Судя по рисунку 6.10, размер и положение «зоны неустойчивости» на шкале  $\alpha$  проявляют критичность по отношению к значениям эффективного ненасыщенного поглощения  $\varkappa/(1+\varDelta^2)$ .

Устойчивость периодического решения для интенсивности X(t) и его характер исследованы путем численного интегрирования исходной системы уравнений (6.16) методом Рунге–Кутта для начальных условий, соответствующих пороговым.

Как и для вычислений по (6.17), (6.18), расчетное моделирование автоколебаний проведено при значениях коэффициентов в (6.16), характерных для параметров полупроводниковых пленок.

Установлено, что если эти коэффициенты определяют «область нестабильности» на шкале  $\alpha$ , то возможно образование устойчивого предельного цикла, период которого близок к периоду  $2\pi/\Omega$  соответствующего решения линеаризованного аналога исходной нелинейной модели.

Вид решений исходной системы для X(t) и соответствующих фазовых кривых на плоскости (*y*, *X*) представлен на рисунке 6.11.

Изменение инверсии по отношению к пороговой, а также вариации пропускания в модулирующем слое при этом сравнительно невелики – до нескольких процентов. Частота и скважность нелинейных пульсаций критичны по отношению к накачке и уровню поглощения в пленке.

3stektle



Рисунок 6.11 – Динамика интенсивности (*a* – *б*), форма отдельных импульсов в бо́льшем разрешении (*a'* – *б'*) и фазовые траектории (*a''* – *б''*), рассчитываемые на основе (6.16)



Рисунок 6.11 – Динамика интенсивности (в – г), форма отдельных импульсов в бо́льшем разрешении (в' – г') и фазовые траектории (в'' – г''), рассчитываемые на основе (6.16)

Для использованных в расчете параметров период следования пульсаций по величине относился к нано- и субнаносекундному диапазонам; длительность импульсов по уровню ½ интенсивности в максимуме имела порядок нескольких пикосекунд; период пульсаций, как и следовало ожидать, снижался с повышением скорости накачки.

1088

Таким образом, расчетное интегрирование и качественный анализ балансной динамики ВИЛ на основе модели (6.16), формулируемой в рамках полуклассических представлений, показывают принципиальную возможность автоколебательного режима излучения. Активный элемент лазера должен компоноваться при этом в виде планарной микрорезонаторной структуры, в которую включены пленки из усиливающей и резонансно поглощающей сред.

Результатом автомодуляционного процесса оказывается генерация релаксационной последовательности достаточно коротких импульсов без использования внешних устройств, модулирующих уровень накачки. Развивающиеся осцилляции носят балансный характер – в основе физического механизма их возникновения лежит различие скоростей релаксации в каналах усиления и абсорбции в активных пленках. Существенным фактором, стимулирующим формирование серий регулярных пульсаций при постоянной во времени накачке, выступает также автомодуляционное уширение спектральных линий, присущее средам, которые перспективны для применения в активных элементах ВИЛ. Изменение уровня тока накачки или ненасыщенного поглощения в модулирующем резонансном слое можно использовать для управления временными параметрами пульсаций интенсивности выходного излучения ВИЛ.

# Основные выводы главы 6

В главе изучен стационарный режим и закономерности динамического поведения излучения активных систем, представляющих лазеры, в систему обратной связи которых включены пассивные модулирующие элементы на основе резонансных тонких пленок.

В рамках нескольких расчетных моделей взаимодействия излучения усиливающей средой в резонаторе лазера анализируется возможность проявления бистабильности. В первой из моделей учитывается продольная модуляция инверсии интерференционным полем моды плоскопараллельного резонатора. Вторая и третья модель соответствуют специфике полупроводникового лазера, где продольная структура инверсии может смазываться диффузией свободных носителей. Введением эффективной длины усиливающего слоя учтены потери излучения из-за нерезонансного поглощения. Дисперсионные соотношения, позволяющие параметрический расчет условий наблюдения гистерезиса в выходной мощности лазеров с плоско-параллельными резонаторами, содержащими тонкопленочный просветляющийся элемент, для усиливающих сред с различием специфики создания инверсной заселенности, а также алгоритмические программы расчета составляют основу расчетно-аналитической модели эффекта оптического гистерезиса в лазерах с модуляцией добротности резонатора. Определено, что гистерезисное поведение мощности излучаемого поля в зависимости от накачки возможно при условии значительного отличия (на порядок и более) сечения резонансного перехода в среде усиливающего элемента по отношению к сечению перехода в планарном модулирующем слое. Кроме того, указано на зависимое от уровня нелинейной рефракции автомодуляционное смещение спектральной линии поля в среде тонкослойного модулятора как на важный фактор проявления гистерезиса. Модель эффекта оптического гистерезиса в лазере с тонкопленочным модулирующим элементом является уникальным результатом, полученным вследствие диссертационных исследований на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук автора настоящей монографии [196].

1083

Сформулированы соотношения, описывающие динамику ИПЛ. Показана возможность возникновения автомодуляционных режимов излучения серии контрастных незатухающих импульсов. Проанализирована устойчивость подобных временных структур в излучении рассмотренной модели ИПЛ. Показано, что их возникновение существенно обусловлено фазовым эффектом, возникающим при автомодуляционном уширении спектральной линии генерации. Отмечено также, что при значительной взаимной отстройке резонансов поглощения в планарном слое и усиления в лазерной среде серии автомодуляционных импульсов при изменении пропускания наблюдаются в сравнительно небольшом диапазоне – от одного до нескольких процентов. Это возможно при значительной взаимной отстройке резонансов поглощения в планарном слое и усиления в лазерной среде.

Проведен качественный анализ модели, в результате чего обнаружена область параметров, соответствующая режиму автоколебаний. Размеры и положение зоны неустойчивости на шкале α проявляют критичность по отношению к значениям ненасыщенного поглощения, к различию сечений переходов в активном слое и в среде модулирующего элемента, а также к величине частотной отстройки центров линий. Предложена модифицированная кинетическая модель для нестационарного режима вертикально излучающего лазера, что позволило определить условия развития автоколебаний, физически означающих формирование в выходном излучении ВИЛ режима регулярных импульсов. Развивающиеся осцилляции носят балансный характер (в основе физического механизма их возникновения лежит различие скоростей релаксации в каналах усиления и абсорбции в активных пленках). Существенным фактором, стимулирующим формирование серий регулярных пульсаций при постоянной во времени накачке, также выступает автомодуляционное уширение спектральных линий.

1088

Результаты моделирования динамики генерации лазеров с пленочным модулятором добротности и линейного анализа равновесных состоя-ний сформулированных для этого систем в рамках математической теории устойчивости получены в процессе диссертационных исследований на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук автора

# ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ОТКЛИКА ПЛОТНЫХ АКТИВНЫХ СРЕД

1083

Резонансное преобразование временной структуры светового поля при генерации и отражении тонким слоем плотной резонансной среды в разных временных режимах, включая режим когерентного взаимодействия поля с веществом, способно приводить к таким интересным и важным явлениям, как эффективное изменение формы или длительности отражаемых сверхкоротких импульсов, возникновение самопроизвольной модуляции осцилляторного или автоколебательного типа в отраженном излучении, первоначально квазинепрерывном. Эти эффекты можно использовать для разработок методов получения или профилирования сверхкоротких световых импульсов, а также для целей диагностики оптических свойств структур пониженной размерности.

В спектральной области экситонного резонанса до сих пор отмечается отсутствие электрооптических материалов, позволяющих применять стандартные методы модуляции добротности и сокращения длительности импульсов. Поэтому исследование сверхизлучения и явления фотонного эха в отражении сигналов тонкими активными пленками должно интенсивно развиваться применительно к технологиям формирования коротких и сверхкоротких импульсов именно в этой спектральной области.

Перспективы планируемых автором исследований в направлении, которому соответствует предложенная монография, состоят в детальном анализе использованной модели, которая представляет нелинейный осциллятор, описывающий отклик среды с переменной резонансной частотой и переменной шириной линии. Интерес представляет описание закономерностей генерации излучения в среде с подобными нелинейными свойствами, также учитывая обратимую релаксацию в ансамбле образующих ее дипольных частиц.

Кроме того, анализ следствий явления амплитудно-фазовой связи, порождаемой резонансной нелинейностью в активных и пассивных тонкопленочных элементах лазерных устройств, показал, что использование метаматериалов, способных изменить фазу излучения в условиях его сверхбыстрого взаимодействия с веществом, позволит предсказать эффективное сокращение длительности отраженных суперкристаллом коротких световых импульсов и развитие автоколебательного процесса в первоначально квазинепрерывном излучении, приводящего к самопроизвольному (обусловленному гистерезисным свойством отражения) возникновению периодических временных структур. В перспективе дальнейших исследований – обоснование возможности создания лазерного устройства на основе активно разрабатываемых сейчас низкоразмерных активных элементов со свойствами метаматериалов, которые позволят избежать продолжительных и дорогостоящих этапов предварительного экспериментального макетирования при разработке реальных технических устройств нанофотоники. Эти устройства предполагаются предельно компактным и излучающим в режимах одиночных сверхкоротких или серии регулярных коротких световых импульсов относительно невысокой средней мощности с поверхности тонкого инверсного слоя без использования дополнительных каскадных функциональных схем периодической внешней модуляции уровня накачки.

380

В таком случае может оказаться доступной к практической реализации разработка оптимальных функциональных решений для создания устойств, осуществляющих массово-параллельную обработку данных и основанных на принципах синхронного поперечного переноса информаци-Myn Myn Onernounna agwre onornorenn Min Snernoonna agwre onorno agwre онных сигналов в вычислительных и коммуникационных информацион-

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Гиббс, Х. Оптическая бистабильность: Управление светом с помощью света / Х. Гиббс. Пер. с англ., под ред. Ф.В. Карпушко. – М. : Мир, 1988. – 520 с.

1083

2. Розанов, Н. Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах / Н. Н.Розанов. – М. : Наука, 1997. – 336 с. С

3. Рупасов, В. И. О граничных задачах в нелинейной оптике резонансных сред / В. И. Рупасов, В. И. Юдсон // Квантовая электроника – 1982. – Т. 9, № 11. – С. 2179–2186.

4. Башаров, А. М. Тонкая пленка двухуровневых атомов – простая модель оптической бистабильности и самопульсаций / А. М. Башаров // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 94, Вып. 9. – С. 12–18.

5. Oraevsky, A. N. A theory of resonant bistability in a thin-layer optical element / A. N. Oraevsky, D. J. Jones, D. K. Bandy // Optics Commun. – 1994. – Vol. 111. – P. 163–172.

6. Ben-Aryeh, Ya. Mirrorless optical bistability in spacially distributed collection of two-level systems / Ya. Ben-Aryeh, C. M. Bowden // Optics Commun. -1986. - Vol. 59, No 3. - P. 224-228.

7. Захаров, С. М. Оптическая бистабильность при взаимодействии света с тонким слоем резонансных атомов / С. М. Захаров, Э. А. Маныкин // Оптика и спектроскопия – 1987. – Т. 63. – С. 1068–1073.

8. Хаджи, П. И. Безрезонаторная оптическая бистабильность тонкой пленки полупроводника в экситонной области спектра / П. И. Хаджи, С. Л. Гайван / Квантовая электроника. – 1996. – Т. 23. – С. 837–840.

9. Юревич, В. А. Бистабильность пропускания тонкого слоя вещества с квазирезонансными компонентами поляризуемости / В. А. Юревич // ЖПС. – 1999. – Т. 66, № 5. – С. 661–665.

10. Бенедикт, М. Г. Резонансное взаимодействие УКИ света с тонкой пленкой / М. Г. Бенедикт [и др.] // Оптика и спектроскопия – 1989.– Т. 66. – С. 726–728; там же, 1990. – Т. 68.– С. 812–817.

11. Захаров, С. М. Нелинейное взаимодействие света с тонким слоем поверхностных резонансных атомов / С. М. Захаров, Э. А. Маныкин // ЖЭТФ. – 1994. – Т. 106. – С. 1053–1065.

12. Юревич, В. А. Об особенностях отражения света от тонкого слоя нелинейной среды / В. А. Юревич // Квантовая электроника – 1994. – Т. 21, № 10. – С. 959–961.

13. Ванагас, Э. / Нелинейный резонанс в пропускании тонкого слоя среды с абсорбцией / Э. Ванагас, А. И. Маймистов // Оптика и спектроскопия. – 1998. – Т. 84, № 2. – С. 301–306.

14. Bowden, C. M. Gain and reflectivity characteristics of self-oscillations in self-feedback and delayed feedback devices / C. M. Bowden, G. P. Agrawal // Phys. Review. – 1995. – Vol. 51, № 5. – P. 4132–4139.

11083 15. Логвин, Ю. А. Прохождение света через систему двух бистабильных тонких пленок / Ю. А. Логвин, А. М. Самсон // ЖЭТФ. - 1992. Т. 102, Вып. 2(8). – С. 472–481.

16. Лойко, Н. А. Эффекты запаздывания в системе бистабильной тонкой пленки с зеркалом / Н. А. Лойко, Ю. А. Логвин, А. М. Самсон // Квантовая электроника – 1995. – Т. 22, № 4. – С. 389–392.

17. Loiko, N. A. Delay instabilities in light transmission of thin film with mirror / N. A. Loiko, Yu. A. Logvin, A. M. Samson // Optics Commun. -1996. – Vol. 124. – P. 383–391.

18. Редько, В. П. Автомодуляция лазерного излучения, отраженного от двухслойной резонансной среды / В. П. Редько, А. В. Хомченко, В. А. Юревич // Доклады НАН Беларуси. – 2003. – Т. 47, № 1. – С. 57–61.

19. Abraham, E. Optical bistability and related devices / E. Abraham, S. D. Smith // Rep. Progr. Phys. – 1982. – Vol. 45. – P. 1–85.

20. Seidel, H. Bistable optical circuit using saturable absorber within a resonant cavity: U.S. Patent 3, 610, 731 / H. Seidel. - fild May 19, 1969, granted October 5, 1971.

21. Gibbs, H. M. Saturation of the free exciton resonance in Ga As / H. M. Gibbs [et al.] // Solid State Commun. – 1979. – Vol. 30, № 5.– P. 271–275.

22. Jensen, S. M. Transient response of nonlinear ring resonators using GaAs with photon energy below band gap / S. M. Jensen // Proc. SPIE. -1982. – Vol. 321. – P. 61–66.

23. Уткин, И. А. Нелинейное поглощение, рефракция и резонаторная бистабильность в сильно легированных кристаллах GaAs и InP в области края фундаментального поглощения: автореферат на соиск. уч. степени канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / И. А. Уткин // Минск. – 2004. – 20 с.

24. Трофимов, В. А. Абсорбционная оптическая бистабильность на основе полупроводников при воздействии внешнего поля / В.А. Трофимов, Т. М. Лысак // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 101, № 3. – С. 438–447.

25. Зенкова, К. Ю. Оптическая бистабильность слоистого полупроводника в области экситонного поглощения / К. Ю. Зенкова [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т. 101, № 5. – С. 778–783.

26. Alessandro, G. D. Hexagonal spatial patterns for a Kerr slice with feedback mirror / G. D. Alessandro, W. J. Firth // Phys. Rev. A. -1992. – Vol. 46, No 1.– P. 537–548.

27. Firth, W. J. Hexagonal patterns in optical bistability / W. J. Firth, G. S. Scroggie, L. A. Lugiato // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46, No 7. – P. R3609–R3612.

1083

28. Луговой, В. Н. Нелинейные оптические резонаторы (возбуждаемые внешним излучением) / В. Н. Луговой // Квантовая электроника – 1979. – Т. 6, № 10. – С. 2053–2077.

29. Aguado, M. Dynamics of pattern formation in the tuning optical instability / M. Aguado, R. F. Rodriguez, M. San Miguel // Phys. Rev. A. 1989. – Vol. 39, № 11. – P. 5686–5696.

30. Ораевский, А. Н. Резонансные свойства системы «мода резонатора – 2-уровневые атомы» и частотная бистабильность / А. Н. Ораевский // Квантовая электроника – 1999. – Т. 29 – С. 847–849.

31. Moloney, J. V. Role of diffractive coupling and self-focusing or defocusing in the dynamical switching of a bistable optical cavity / J. V. Moloney, H. M. Gibbs // Phys. Rev. Lett. – 1982. – Vol. 48. – P. 1607–1610.

32. McLaughlin, D. W. New class of instabilities in passive optical cavities / D. W. McLaughlin, J. V. Moloney, A. C. Newell // Phys. Rev. Lett. -1985. - Vol. 54, No 7. - P. 681-684.

33. Quarzeddini, A. Spontaneous spatial symmetry breaking in passive nonlinear optical feedback systems / A. Quarzeddini, V. H. Adachihara, J. V. Moloney // Phys. Rev. A. – 1988. – Vol. 38,  $N_{2}$  4. – P. 2005–2010.

34. Рыжов, И. В. Кооперативное излучение ансамбля трехуровневых Л-излучателей в резонаторе: взгляд с точки зрения динамики нелинейных систем / И. В. Рыжов [и др.] // ЖЭТФ. – 2017. – Т. 151. – С. 803–817.

35. Новицкий, Д. В. Оптические свойства фотонного кристалла со слоями плотных резонансных сред: автореф. дисс. на соиск. уч. степени канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / Д. В. Новицкий. – Минск, 2010. – 19 с.

36. Mcdonald, R. Spontaneous optical pattern formation in a nematic liquid crystal with feedback mirror / R. Mcdonald, H. J. Eichler // Opt. Commun. – 1992. – Vol. 89, No 2–4. – P. 289–295.

37. Lugiato, L. A. Stationary spatial patterns in passive optical systems: Two-level atoms / L. A. Lugiato, C. Oldano // Phys. Rev. A. – 1988. – Vol. 37,  $N_{2}$  10. – P. 3896–3908.

38. Hupf, F. A. Mirrorless optical bistability with the use of the local-field correction / F. A. Hupf, C. M. Bowden, W. H. Lisell // Phys. Rev. A. – 1984. – Vol. 9. – P. 2591–2596.

39. Oraevsky, A. N. Theory of optical cavitiless bistability in a thin-layer element / A. N. Oraevsky [et al.] // Proc. SPIE. – 1994. – Vol. 2099.– P. 152–162.

40. Protsenko, I. E. Multistabilities in a thin layer semiconductor laser with an inclined external cavity / I. E. Protsenko [et al] // Lasers Phys. – 1996. – Vol. 6, No 2. – P. 380–387.

11083

41. Bowden, C. M. Near-dipole-dipole effects in dense media: Generalized Maxwell – Bloch equations / C. M. Bowden, J. P. Dowling // Phys. Rev. A. – 1993. – Vol. 47, № 2. – P. 1247–1251.

42. Benedict, M. Reflection and transmission of ultrashort light pulses through a thin resonant medium: Local-field effects / M. Benedict, V. A. Malyshev, E. D. Trifonov // Phys. Rev. A. – 1991. – Vol. 43, № 7.– P. 3845–3853.

43. Афанасьев, А. А. Оптические солитоны в плотных резонансных средах / А. А. Афанасьев, Р. А. Власов, А. Г. Черствый // ЖЭТФ. – 2000. – Т. 117, № 3. – С. 489–495.

44. Kaplan, A. E. Nanoscale stratification of optical excitation in selfinteracting one-dimensional arrays / A. E. Kaplan, S. N. Volkov // Phys. Rev.– 2009. – Vol. A79. – P. 053834-1–053834-16.

45. Allen, L. Optical Resonance and Two-level Atoms / L. Allen, J. H. Eberly. – New-York: Wiley, 1975. – 256 p.

46. Гадомский, О. Н. Эхо-спектроскопия поверхности / О. Н. Гадомский, Р. А. Власов // Мн. : Навука і тэхніка, 1990. – 216 с.

47. Haug, H. Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors / H. Haug, S. W. Koch // Singapore: World Scientific, 1994. – 492 p.

48. Васильев, П. П. Роль сильного усиления в возникновении сверхизлучения в полупроводниковых лазерах / П. П. Васильев // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 29, № 1. – С. 4–11.

49. Htoon, H. Quantum coherence phenomena in semiconductor quantum dots: quantum interference, decoherence and Rabi oscillation / H. Htoon, C. K. Shih, T. Takagahara // Chaos, Solitons and Fractals. – 2003.– Vol. 16,  $N_{2}$  3. – P. 439–448.

50. Lehmen, A. von. Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells / A. von Lehmen [et al.] // Optics Letts. – 1998. – Vol. 11, № 10. – P. 609–615.

51. Hübner, M. Collective Effects of Excitons in Multiple – Quantum – Well Bragg and Anti-Bragg Structures / M. Hübner [et al.] // Phys. Rev. Letts. – 1999. Vol. 76. – P. 4199–4202.

52. Хаджи, П. И. Нелинейное взаимодействие УКИ света с тонкой пленкой полупроводника в условиях 2-фотонной экситонно-биэкситонной

конверсии / П. И. Хаджи, Л. Е. Федоров // Квантовая электроника – 2000. – T. 30, № 12. – C. 1091–1093.

53. Evers, W. H. Low-Dimensional Semiconductor Superlattices Formed by Geometric Control over Nanocrystal Attachment / W. H. Evers [et al.] // Nano Letters. - 2013. V. 13, N 6. - P. 2317-2323.

elliogg 54. Mak, K. F. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides / K. F. Mak, J. Shan // Nature Photonics. - 2016. -Vol. 10. – P. 216–226.

55. Scuri, G. Large Excitonic Reflectivity of Monolayer MoSe<sub>2</sub> Encapsulated in Hexagonal Boron Nitride / G. Scuri [et al.] // Phys. Rev. Letters. -2018. – V. 120, 037402-7.

56. Back, P. Realization of an Electrically Tunable Narrow-Bandwidth Atomically Thin Mirror Using Monolayer *MoSe*<sub>2</sub> / P. Back [et al.] // Phys. Rev. Letters.- 2018.- Vol. 120.- P. 037401.

57. Семченко, И. В. Метаматериалы и метаповерхности / И. В. Семченко [и др.] // Наука и инновации. – 2020. – № 8 (210). – С. 23–27.

58. Krasnok, A. Nonlinear metasurfaces: a paradigm shift in nonlinear optics / A. Krasnok, M. Tymchenko, A. Alù / Materials Today. - 2018. - Vol. 21, No1.- P. 8-21.

59. Ремнев, М. А. Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом / М. А. Ремнев, В. В. Климов // УФН. – 2018. – Т. 188, Вып. 2. – С. 169–205.

60. Malyshev, V. A. Nonlinear optical dynamics of a 2D semiconductor quantum dot supercrystal: Emerging multistability, self-oscillations and chaos / V. A. Malyshev [et al] // Journal of Phys.: Conf. Series. - 2018. - Vol. 1220. -P. 012006-1-4.

61. Chang-Hassman, C. J. Polarization characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting laser / C. J. Chang-Hassman [et al] // Electron. Lett. – 1991.– Vol. 27. – P. 163–165.

62. Cross, C. Pattern formation outside of equilibrium / C. Cross, P. C. Hohenberg // Rev. Mod. Phys. – 1993. – Vol. 65. – P. 1054–1086.

63, Firth, W. J. Hexagonal patterns in optical bistability / W. J. Firth [et al.] // Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 46, № 7. – P. R3609–R3612.

64. Бабушкин, И. В. Пространственно-временная динамика излучения, взаимодействующего с тонкопленочными системами: дисс. на соиск. уч. степени канд. физ.-мат. наук: 01.04.21 / И. В. Бабушкин // Минск, 2003.–139 c.

65. Chen, Y. F. Transverse pattern formation of optical vortices in a microchip laser with a large Fresnel number / Y. F. Chen, Y. P. Lan // Phys. Rev. A. - 2001.- Vol. 65.- P. 013802-1-013802-6.

66. Павлов, П. В. Пространственно-временные неустойчивости излучения в полупроводниковых параллельно расположенных пленках и широкоапертурных лазерах: дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / П. В. Павлов. – Минск, 2007. – 120 с.

67. Shih, M.-F. Dynamic soliton–like modes // M.-F. Shih, F.-W. Sheu / Phys. Rev. Lett.– 2001.– Vol. 86, № 11.– P. 2281–2284.

1083

68. Maki, J. J. Linear and Nonlinear Optical Measurements of the Lorentz Local Field / J. J. Maki [et al.] // Phys. Rev. Lett.– 1991.– Vol. 67, No 8. P. 972–975.

69. Boyd, R. W. Local field effects in enhancing the nonlinear susceptibility of optical materials / R. W. Boyd, J. J. Maki, J. E. Sipeb // Nonlinear Optics: Fundamentals, Materials and Devices. – 1992. – P. 63–76.

70. Гадомский, О. Н. Эффект ближнего поля в сверхтонкой пленке резонансных атомов / О. Н. Гадомский, С. В. Сухов // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 6. – С. 529–534.

71. McCall, S. L. Instability and regenerative pulsation phenomena in Fabry-Perot nonlinear optical media devices / S. L. McCall // Appl. Phys. Lett. – 1978. – Vol. 32,  $N_{2}$  2. – P. 284–286.

72. Gronchi, M. Analysis of self-pulsing in absorptive optical bistability / M. Gronchi, V. Benza, L. A. Lugiato // Phys. Rev. A. – 1981. – Vol. 24, № 3. – P. 1419–1435.

73. Горячев, В. А. Динамика прохождения УКИ света через тонкопленочные резонаторные структуры / В. А. Горячев, С. М. Захаров // Квантовая электроника.– 1997. – Т. 24, № 3. – С. 251–254.

74. Захаров, С. М. Взаимодействие УКИ света с тонкопленочными резонаторными структурами / С. М. Захаров // ЖЭТФ.– 1998.– Т. 114, Вып. 5(11). – С. 1578–1594.

75. Paulau, P. V. Self-sustained pulsations of light in nonlinear thin-film system / P. V. Paulau, N. A. Loiko // Phys. Rev. A. – 2005. – Vol. 72,  $N_{2}$  1. – P. 013819 – (1-8).

76. Ikeda, K. High-dimensional chaotic behavior in systems with timedelayed feedback / K. Ikeda, K. Matsumoto // Physica D. – 1987. – Vol.9. – P. 223–235.

77. Moloney, J. V. Self-focusing-induced optical turbulence / J. V. Moloney // Phys. Rev. Lett. – 1984. – Vol. 53, № 6. – P. 556–559.

78. Юревич, В. А. Оптическая бистабильность и периодические режимы полупроводниковых лазеров с внешними резонаторами / В. А. Юревич, В. И. Лебедев // Весці АН БССР, Сер. фіз.-мат. нав. – 1990. – № 6. – С. 60–64. 79. Lugiato, L. A. Self-pulsing in dispersive optical bistability / L. A. Lugiato // Opt. Commun. – 1980. – Vol. 33, No 1. – P. 108–112.

80. Бабушкин, И. В. Взаимосвязь пространственных и временных неустойчивостей в системе двух нелинейных тонких пленок / И. В. Бабушкин, Ю. А. Логвин, Н. А. Лойко // ЖЭТФ – 2000. – Том. 117, № 1. – С. 149–161.

81. Бойко, Б. Б. Отражение света от усиливающих и нелинейных сред / Б. Б. Бойко, Н. С. Петров. – М. : Наука, 1988. – 210 с.

11088

82. Malikov, R. Nonlinear optical response of a 2D quantum dot supercrystal / R. Malikov, I. Ryzhov, V. Malyshev // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol. 161. – 02014.

83. Ryzhov, I. V. Nonlinear optical response of a two-dimensional quantum-dot supercrystal: Emerging multistability, periodic and aperiodic self – oscillations, chaos, and transient chaos / I. V. Ryzhov [et al.] // Phys. Rev. – 2019. –Vol. A100. – P. 033820–1-15.

84. Байрамдурдыев Д. Я., Нелинейная оптическая динамика и высокая отражательная способность монослоя трехуровневых квантовых излучателей с дублетом в возбужденном состоянии / Д. Я. Байрамдурдыев, Р. Ф. Маликов, В. А. Малышев // ЖЭТФ. – 2020. – Vol. 158, Вып. 2 (8). – С. 269–281.

85. Ханин, Я. И. Основы динамики лазеров / Я. И. Ханин – М.: Наука, 1999. – 368 с.

86. Lang, R. External feedback in semiconductor laser properties / R. Lang, K. Kobayashi // IEEE J. Quant. Electron. – 1980. – V. 16, № 3. – P. 347–355.

87. Miller, D. A. Optical bistability in semiconductors / D. A. Miller, S. D. Smith, C. T. Seaton // IEEE J. Quant.Electron. -1980. - V. 17, No 3. - P. 312-317.

88. Елисеев, П. Г. Бистабильный режим и спектральная перестройка в инжекционном лазере с внешним резонатором / П. Г. Елисеев [и др.] // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8, № 4. – С. 853–859.

89. Борисов, В.И. Регулярные колебания интенсивности в полупроводниковом лазере с внешним резонатором / В.И. Борисов, В.И. Лебедев, В.А. Юревич // ЖПС – 1989. – Т. 51, Вып. 2. – С. 207–212.

90. Lenstra, D. Theory of delayed optical feedback in lasers / D. Lenstra, M. Yousefi // AIP Conference Proceedings. – 2000. – Vol. 548. – P. 87–111.

91. Fisher, A.P.A. Experimental and theoretical study of filtered optical feedback in a semiconductor laser / A.P.A. Fisher [et al.] // IEEE J. Quant. Electron. -2000. - Vol. 36, No 3. - P. 375-384.

92. Напартович, А. П. Изменение типа бифуркации рождения периодических пульсаций в полупроводниковом лазере с запаздывающей ОС / А. П. Напартович, А. Г. Сухарев / Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 10. – С. 927–932.

93. Науменко, А. В. Методы управления динамикой лазеров класса В с помощью внешних обратных связей: автореферат дисс. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.21 / А. В. Науменко. – Минск, 2005. – 19 с.

HOBS

94. Афоненко, А. А. Бистабильный режим генерации в квантоворазмерных лазерах / А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак // Письма ЖТФ. – 1993. – Т. 19, Вып. 9, – С. 14–20.

95. Афоненко, А. А. Бистабильный лазерный излучатель / А. А. Афоненко, В. К. Кононенко, И. С. Манак // Известия Академии наук, Сер. физическая. – 1994. – Т. 58, № 2. – С. 70–73.

96. Ушаков, Д. В. Эффекты насыщения усиления в квантово-каскадных лазерах ТГц-диапазона / Д. В. Ушаков [и др.] // Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фіз.-мат. навук. – 2022 – Т. 58, № 2 – С. 237–244.

97. Борисов, В. И. Особенности генерации ПЛ с внешним волноводным резонатором / В. И. Борисов [и др.] // Материалы II Белорусско-Российского семинара: Полупроводниковые лазеры и системы на их основе. – Минск, 1997. – С. 18–19.

98. Андреева, Е. В. Пикосекундные инжекционные лазеры с внешним световолоконным резонатором / Е. В. Андреева [и др.] // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 2. – С. 158–160.

99. Андреев, А. В. Динамика генерации субпикосекундных импульсов в инжекционных ПЛ / А. В. Андреев, А. Валеев // Квантовая электроника. – 2000. – Т. 30, № 2. – С. 167–152.

100. Ораевский, А. Н. Динамика ПЛ и «метки времени» / А. Н. Ораевский // Квант. электрон. – 2003. – Т. 33, № 6.– С. 847–855.

101. Yousefi, M. New role for nonlinear dynamics and chaos in integrated semiconductor laser technology / M. Yousefi [et al.] // Phys. Rev. Lett. -2007. - Vol. 98, No 4. - P. 044101/1-044101/4.

102. Сметанин, И. В. Неустойчивость стационарного режима генерации и самостартующая синхронизация мод в ПЛ с внешним резонатором / И. В. Сметанин, П. П. Васильев // Квант. электрон. – 2009. – Т. 39, № 1. – С. 36–42.

103. Полойко, И. Г. Пассивные затворы для фемтосекундных лазеров на основе нелинейного интерферометра с полупроводниковым поглотителем / И. Г. Полойко [и др.] // Квант. электрон. – 1999. – Т. 27, № 2. – С. 134–138.

104. Калашников, В. Л. Механизм формирования УКИ в непрерывных твердотельных лазерах за счет оптического эффекта Штарка в полупроводниковом затворе / В. Л. Калашников [и др.] // Квант. электрон. – 1999. – Т. 27, № 2. – С. 149–153.

105. Калашников, В. Л. Теория генерации субдесятифемтосекундных импульсов в непрерывном твердотельном лазере с полупроводниковым пассивным затвором / В. Л. Калашников [и др.] // Квант. электрон. – 2000. – Т. 30, № 10. – С. 927–931. 106. Vasil'ev P. P. SESAM reflector for the second seco

106. Vasil'ev, P. P. SESAM–reflectors for cavities of solid-state pulse lasers / P. P. Vasil'ev, I. H. White, J. Gowar // Report on Progress in Physics. – 2000. – Vol. 63. – P. 1997–2012.

107. Борисов, В. И. Введение в оптику ультракоротких лазерных импульсов / В. И. Борисов, В. И. Лебедев, С. Н. Перепечко – Могилев: МГУ имени А. А. Кулешова, 2005.– 328 с.

108. Vasil'ev, P. P. Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications / P. P. Vasil'ev. – Narwood : MA. Artech House, 1995. – 212 p.

109. Keller, U. Recent developments in compact ultrafast lasers / U. Keller // Nature. – 2003. – Vol. 424. – P. 831–838.

110. Рябцев, Г. И. Инжекционные лазеры на основе GaAs для диодной накачки и информационных систем: автореферат дисс. ... доктора физ.-мат. наук: 01.04.21 / Г. И. Рябцев – Минск, 2004. – 37 с.

111. Iga, K. Surface emitting semiconductor lasers / K. Iga, F. Koyama, S. Kinoshita // IEEE J.Quant. Electron. – 1991. – Vol. 24. – P. 1845–1855.

112. Jewell, J. L. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Growth, Fabrication, Characterization / J. L. Jewell [et al.] // IEEE J. Quant. Electron. – 1991. – Vol. 27, № 6. – P. 1332–1346.

113. Chow, W. W. Design, Fabrication, and Performance of infrared and visible VCSEL / W. W. Chow [et al.] // IEEE J. Quant. Electron. – 1997. – Vol. 33, No. 10. – P. 1810–1824.

114. Tropper, A. C. Vertical-external-cavity semiconductor lasers / A. C. Tropper [et al.] // J. Phys. D. – 2004. – Vol. 37, No. 9. – P. R75–R85.

115. Захаров, С. М. Оптоэлектронные интегральные схемы с применением полупроводниковых вертикально излучающих лазеров / С. М. Захаров [и др.] // Квант. электрон. – 1999. – Т. 28, № 3. – С. 189–208.

116. Martin-Regalado, J. Polarization and transverse-mode selection in quantum-well VCSEL: index- and gain-guided devices / J. Martin-Regalado [et al.] // Quantum Semiclass. Opt. – 1997. – Vol. 9, № 5. – P. 713–736.

117. Taranenko, V. B. Patterns and localized structures in bistable semiconductor resonators / V. B. Taranenko [et al.] // Phys. Rev. A. -2000. - Vol. 61, No 19. - P. 063818-(1-5). 118. Ackemann, T.Spatial structure of broad area vertical-cavity regenerative amplifiers / T. Ackemann [et al.] // Opt. Lett. – 2000. – Vol. 25, № 11. – P. 814–816.

119. Voignier, V. Stabilization of self-focusing instability in wideaperture semiconductor lasers / V. Voignier [et al.] // Phys. Rev. A. -2002. -Vol. 65, No 5. - P. 053807-(1-5).

1088

120. Babushkin, I. V. Secondary bifurcations and transverse standingwave patterns in anisotropic microcavity lasers close to the first laser threshold I. V. Babushkin, N. A. Loiko, T. Ackemann // Phys. Rev. A. – 2003. – Vol. 67,  $N_{\rm D}$  1. – P. 013813-(1-8).

121. Paulau, P. V. Localized structures in VCSEL with frequency-selective optical feedback / P. V. Paulau [et al.] // Phys. Rev. E. -2007. - Vol. 75,  $N_{2}$  5. - P. 056208-(1-7).

122. Fratta, L. Spatially inhomogeneously polarized transverse modes in VCSEL / L. Fratta [et al.] // Phys. Rev. A. -2001. - Vol. 64, No 3. - P.031803(R)-(1-4).

123. Chen, Y. F. Localization of wave patterns on classical periodic orbits in a square billiard / Y. F. Chen, K. F. Huang, Y. P. Lan // Phys. Rev. E. -2002. - Vol. 66, No 4. - P. 046215-(1-7).

124. Tissoni, G. Spatio-temporal dynamics in semiconductor microresonators with thermal effects / G. Tissoni [et al.] // Optics Express. -2002. - Vol. 10, No 19. - P. 1009–1017.

125. Soriano, M. C. Low-frequency fluctuations in VCSEL with polarization selective feedback: Experiment and Theory / M. C. Soriano [et al.] // IEEE J. of Sel. Top. in Quant. Electron. -2004. - Vol. 10, No 5. - P. 998-1005.

126. Batista, A. A. Enhanced terahertz bistability in a nonlinear Fabry-Perot resonator with n-type quantum wells / A. A. Batista, D.S. Citrin // Opt. Lett. -2004. Vol. 29, No 4. -P. 367–369.

127. Serkland, D. K. VCSELs for atomic clocks / D. K. Serkland [et al.] // Proc. SPIE. – 2006. – Vol. 6132. – P. 613208-1–613208-11.

128. Chang, T. Y. Fast self-induced refractive index changes in optical media: a survey / T. Y. Chang // Opt. Engineering. – 1981. – Vol. 20, № 2. – P. 220-232.

129. Азаренков, А. Н. Нелинейность показателя преломления лазерных твердотельных диэлектрических сред / А.Н. Азаренков [и др.] // Квант. электрон. – 1993. – Т. 20, № 3. – С. 737–757.

130. Богатов, А. П. Явления в полупроводниковых лазерах, связанные с нелинейной рефракцией и влиянием носителей тока на показатель преломления / А. П. Богатов, П. Г. Елисеев // Тр. ФИАН. – 1986. – Т. 166. – С. 15–51. 131. Garmire, E. Resonant optical nonlinearities in semiconductors / E. Garmire // IEEE Journ. Sel. Top. Quant. Electron. -2000. Vol. 6, No 6. P. 1094–1110.

132. Henry, C. H. Theory of the linewidth of semiconductor lasers / C. H. Henry // IEEE J. Quant. Electron. – 1982. – Vol. 18, № 2. – P. 259–264.

133. Бабушкин, И. В. Влияние α-фактора на динамику двухслойной полупроводниковой структуры / И. В. Бабушкин, П. В. Павлов, Н. А. Лой-ко // Квант. электрон. – 2004. – Т. 34. № 4. – С. 355–360.

1080

134. Unold, T. Optical Stark effect in a quantum dot: Ultrafast control of single exciton polarizations / T. Unold [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92, No. 15. – P. 157401–(1-4).

135. Апанасевич, П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом / П. А. Апанасевич. – Мн. : Навука і тэхніка, 1977. – 496 с.

136. Резонансные взаимодействия света с веществом / В. С. Бутылкин [и др.]. – М. : Наука, 1977. – 352 с.

137. Маликов, Р. Ф. Оптическая бистабильность и гистерезис тонкого слоя резонансных излучателей: взаимное влияние неоднородного уширения линии поглощения и локального поля Лоренца / Р. Ф. Маликов, В. А. Малышев // Оптика и спектроскопия. – 2017. – Т. 122. – С. 1000–1009.

138. Slepyan, G. Ya. Rabi oscillations in a semiconductor quantum dot: Influence of local fields / G. Ya. Slepyan [et al.] // Phys. Rev. B. -2004. – Vol. 70, No.4. – P. 045320–(1-5).

139. Варнавский, О. П. Когерентное усиление УКИ в активированных кристаллах / О. П. Варнавский [и др.] // ЖЭТФ. – 1984. – Т. 84, № 4. – С. 1227–1239.

140. Антипов О. А. Измерения электронных компонент нелинейной восприимчивости в Nd:YAG / О. А. Антипов [и др.] // Квант. электрон. – 1998. – Т. 25, № 10. – С. 891–898.

141. Савельев, А. В. Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками / А. В. Савельев [и др.] // ФТП. – 2008. – Т. 42, Вып. 6. – С. 730–740.

142. Пантел, Р. Основы квантовой электроники / Р. Пантел, Г. Путхоф. – М.: Мир, 1972. – 384 с.

143. Юревич, В. А. Особенности когерентного усиления коротких оптических импульсов в средах с нерезонансной поляризуемостью / В. А. Юревич // Квант. электрон. – 1990. – Т. 17, № 7. – С. 951–952.

144. Таранухин, В. Д. Влияние оптического эффекта Штарка на усиление мощных импульсов излучения в резонансных средах / В. Д. Таранухин, М. Ю. Погосбекян // Квант. электрон. – 1993. – Т. 20, № 8. – С. 823–827. 145. Бакунов, М. И. Расщепление электромагнитного импульса при резонансном отражении от плазменной пленки / М. И. Бакунов, Н. С. Гурбатов // ЖТФ. – 1997. – Т. 68. – № 6. – С. 6571.

146. Xia, K. Near dipole-dipole effects on the propagation of few-cycle pulse in a dense two-level medium / K. Xia [et al.] // Opt. Express. -2005. - Vol. 13, No 16. - P. 5913–5924.

1083

147. Буяновская, Е. М. Взаимодействие встречных световых импульсов из малого числа колебаний в нелинейных диэлектрических средах и генерация излучения на комбинационных частотах в этом процессе / Е. М. Буяновская, С. А. Козлов // Оптика и спектроскопия. – 2011. – Т. 111, № 2. – С. 325–332

148. Macomber, J. D. Laws of optics at high irradiance. I. Steady-state theory of a saturable slab / J. D. Macomber, W. H. Thomason // J. Opt. Soc. Amer. -1977. - Vol. 67, No 4. - P. 453–464.

149. Андреев, А. В. Кооперативные эффекты в оптике: Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы / А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский. – М. : Наука, 1988. – 288 с.

150. McCall, S. L. Self-Induced Transparency / S. L. McCall, E. L. Hahn // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 183, No 2. – P. 457–485.

151. Башаров, А. М. Динамика сверхизлучающих сред в резонаторе / А. М. Башаров [и др.] // Квант. электрон. – 2009. – Т. 39, № 3. – С. 251–255.

152. Петров, Н. С. Лазерная генерация тонких инверсных слоев / Н. С. Петров, А. Б. Зимин // Журн. прикл. спектр. – 2010. – Т. 77, № 1. – С. 69–73.

153. Афоненко, А. А. Оптические свойства и генерация излучения в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах: дисс. на соиск. учен. степ. доктора физ.-мат. наук: 01.04.21 / А. А. Афоненко. – Минск, 2009. – 200 с.

154. Справочник по лазерам / под ред. А. М. Прохорова. – М. : Сов. Радио, 1984. Т. 1. – 484 с.

155. Зельдович, Б. Я. Влияние возбуждения поверхностной электромагнитной волны на временну́ю форму отраженного лазерного импульса / Б. Я. Зельдович, А. Н. Чудинов, А. А. Шульгинов // Письма в ЖТФ. – 1992. – Т. 18, Вып. 22. – С. 61–65.

156. Злодеев, И. В. Трансформация гауссова импульса при отражении от резонансной тонкопленочной структуры // И. В. Злодеев, Ю. Ф. Наседкина, Д. И. Семенцов / Опт. и спектр. – 2012. – Т. 113, № 2. – С. 234–241.

157. Камке, Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям / Э. Камке. – М. : Наука, 1971. – 576 с.

158. Yokoyama, H. Generation of subpicosecond optical pulses by passive mode-locking in AlGaAs lasers / H. Yokoyama, H. Ito, H. Inaba // Appl. Phys. Lett. – 1992. Vol. 40, No. 2. – P. 105–107.

159. Калашников, В. Л. Эффект самосинхронизации мод непрерывного твердотельного лазера с резонансной нелинейностью в дополнительном резонаторе / В. Л. Калашников [и др.] // Квант. электрон. – 1996. – Т. 23, № 3. – С. 243–246.

11083

160. Mark, J. Femtosecond pulse generation in a laser with nonlinear external resonator / J. Mark [et al.] // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 14, No. 1. – P. 48–50.

161. Юревич, В. А. О возможности регулярных самопульсаций излучения инжекционных лазеров / В. А. Юревич // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, Вып. 7. – С. 12–18.

162. Agrawal, G. P. Evaluation of interference effects on gain laser output in Fabry-Pero resonator / G. P. Agrawal, M. Lax // J. Opt. Soc. Amer. – 1981. – Vol. 69, No. 5. – P. 515–519.

163. Лебедев, В. И. Генерация импульсов твердотельным лазером с самонаведенной амплитудно-фазовой решеткой в активной среде / В. И. Лебедев, В. А. Юревич, А. И. Ясень // Доклады АН БССР. – 1985. – Т. 29, № 10. – С. 913–916.

164. Брэдли, Д. Ж. Генерация когерентных пикосекундных импульсов полупроводниковыми лазерами в режиме синхронизации мод / Д. Ж. Брэдли, М. Г. Холбрук, В. Э. Смит // Квант. электрон. – 1983. – Т. 10, № 1. – С. 59–69.

165. Алферов, Ж. И. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры / Ж. И. Алферов [и др.] // ФТП. – 1998. Т. 32. № 4. – С. 385–410.

166. Самсон, А. М. Автоколебания в лазерах / А. М. Самсон, Л. А. Котомцева, Н. А. Лойко. – Мн. : Навука і тэхніка, 1990 – 316 с.

167. Abraham, N. B. Overview of instabilities in laser systems / N. B. Abraham, L. A. Lugiato, L. M. Narducci // J. Opt. Soc. Amer. – 1999. – Vol. B2, No. 1. – P. 7–14.

168. Tang, C. L. Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers / C. L. Tang, H. Statz, G. De Mars // Opt. Communs. – 1963. – Vol. 34, No. 8. – P. 2289–2295.

169. Борисов, В. И. Влияние нелинейных пленок, помещенных в лазерный резонатор, на динамические характеристики полупроводниковых лазеров / В. И. Борисов [и др.] // Квантовая электроника: Материалы IV Международной конференции, Минск, 4-10 ноября 2002 г. / БГУ. – Минск, 2002. – С. 95–97.

170. Заикин, А. П. Динамика излучения широкоапертурного лазера в режиме когерентного взаимодействия излучения со средой / А. П. Заикин // Квантовая электроника. – 1999. – Т. 29, № 2. – С. 119–122.

171. Заикин, А. П. Периодические автоволновые структуры в широ-16/11083 коапертурном лазере с инерционной фазовой нелинейностью / А. П. Заикин [и др.] // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32, № 8. – С. 722–726.

### Список публикаций автора по теме монографии

172. Глазунова, Е. В. Самопульсации излучения в полупроводниковом лазере с нелинейным тонкопленочным затвором / Е. В. Глазунова, В. А. Юревич // ЖПС. – 2005. – Т. 72, Вып. 1. – С. 136–139.

173. Глазунова, Е. В. Спектры пропускания слоя активных атомов при неоднородном уширении / Е. В. Глазунова, В. А. Юревич // ЖПС. -2005. – Т. 72, Вып. 2. – С. 271–273.

174. Глазунова, Е. В. Гистерезис мощности излучения лазера с нелинейным пленочным элементом / Е. В. Глазунова // Веснік Магілеўскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя А. А. Куляшова. – 2005. – № 4 (22). – C. 121–124.

175. Глазунова, Е. В. Бистабильность мощности излучения лазера с нелинейным тонкопленочным элементом / Е. В. Глазунова, Д. М. Шилко // Весці НАН Беларусі, серыя фіз.-мат. нав. – 2005. – № 5. – С. 45–48.

176. Глазунова, Е. В. Самопульсации интенсивности вертикально излучающего лазера / Е. В. Глазунова, Д. М. Шилко, В. А. Юревич // Веснік Магілеўскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя А. А. Куляшова. – 2006. – № 1 (23). – C. 167–173.

177. Glasunova, E. V. Intensity self-pulsations in injection laser with thinfilm nonlinear-refractive element / E. V. Glasunova, V. A. Yurevich // Advanced Lasers and Systems: Proc. SPIE / Eds. G. Huber, V. Y. Panchenko, I. A. Scherbakov. - 2006. - Vol. 6054. - P. 60540C-1-60540C-8.

178. Glasunova, E. V. Self-induced instability of radiation in thin-film planar structure / E. V. Glasunova, A. V. Khomchenko, V. A. Yurevich // Nonlinear Optical Phenomena: Proc. SPIE / Eds. K. Drabovich, V. Makarov, X.-R. Shen. – 2006. – Vol. 6259. – P. 62590Y-1–62590Y-10.

179. Глазунова, Е. В. Гистерезис мощности излучения лазера с тонкопленочным нелинейным модулятором / Е. В. Глазунова, Д. М. Шилко, В. А. Юревич // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32, Вып. 6, № 7. – С. 14–20.

180. Glasunova, E. V. Nonlinear reflection of light by thin-film resonant system / E. V. Glasunova, V. A. Yurevich // Известия Гомельского государственного университета им. Ф. Скорины. – 2006. – № 6 (39). – С. 51–56.

181. Тимощенко, Е. В. Отражение излучения поверхностным слоем среды с неоднородным уширением резонанса поглощения / Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич, Ю. В. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2012. – № 1 (10). – С. 31–35.

182. Glasunova, E. V. Frequency bistability in nonlinear thin-film interferometer / E. V. Glasunova, V. A. Yurevich // Nonlinear Laser Spectroscopy and High-Precision Measurements: Proc. SPIE / Eds. S. A. Tikhomirov, Th. Udem, V. Yudin. – 2007. – Vol. 6727. – P.67270N-1–67270N-8.

11083

183. Тимощенко (Глазунова), Е. В. Трансформация коротких оптических импульсов при отражении тонким нелинейным слоем / Е. В. Тимощенко (Глазунова), В. А. Юревич // Веснік Магілеўскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя А. А. Куляшова, серыя В: прыродазн. нав. – 2010. – № 2(36). – С. 26–34.

184. Тимощенко, Е. В. Сверхизлучательная трансформация световых импульсов при отражении граничным нелинейным слоем / Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич // Доклады Национальной АН Беларуси. – 2010. – Т. 54, № 6. – С. 56–61.

185. Тимощенко, Е. В. Оптический гистерезис при резонансном отражении света тонким нелинейно поляризуемым слоем / Е. В. Тимощенко, А. В. Томов, В. А. Юревич // Веснік МДУ имя А. А. Куляшова, серыя В: прыродазн. нав. – 2011. – № 2(38).– С. 63–71.

186. Юревич, В. А. Динамика излучения в квантоворазмерных структурах при учете диполь-дипольного взаимодействия / В. А. Юревич, Е. В. Тимощенко, Ю. В. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2012. – № 1(10). – С. 64–68.

187. Глазунова, Е. В. Автомодуляция излучения, прошедшего сквозь тонкопленочный резонатор / Е. В. Глазунова, Е. В. Глазунов, В. А. Юревич // Современные проблемы физики: материалы школы-семинара молодых ученых и специалистов, Минск, 19–21 мая 2004 г. / ИФ им. Б. И. Степанова НАНБ; редкол.: Ю. А. Курочкин [и др.]. – Минск, 2004. – С. 194–198.

188. Глазунова, Е. В. Автоколебания мощности излучения лазера с нелинейным планарным модулятором / Е. В. Глазунова, В. А. Юревич // Оптика неоднородных структур : материалы республ. науч.-практ. конф., Могилев, октябрь 2004 г. / МГУ имени А. А. Кулешова; редкол.: В. А. Юревич [и др.]. – Могилев, 2004. – С. 97–99.

189. Глазунова, Е. В. Резонансная зависимость неоднородно уширенной системы «мода резонатора – 2-уровневые атомы». / Е. В. Глазунова, В. А. Юревич // Оптика неоднородных структур : материалы республ. науч.-практ. конф., Могилев, октябрь 2004 г. / МГУ имени А. А. Кулешова; редкол.: В. А. Юревич [и др.]. – Могилев, 2004. – С. 104–108. 190. Юревич, В. А. Динамика излучения в квантоворазмерных структурах при учете диполь-дипольного взаимодействия / В. А. Юревич, Е. В. Тимощенко, Ю. В. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2012. – № 1(10). – С. 64–68.

191. Юревич, В. А. Резонансные свойства тонких слоев / В. А. Юревич, Е. В. Глазунова // Избранные научные труды ученых МГУ имени А. А. Кулешова / МГУ имени А. А. Кулешова; под ред. М. И. Вишневского. – Могилев, 2003. – С. 115–125.

1083

192. Глазунова, Е. В. Особенности резонансной системы «мода резонатора – двухуровневые атомы / Е. В. Глазунова, В. А. Юревич // Лазерная и оптико-электронная техника : сб. науч. статей. – Вып. 9 / Акад. упр. при Президенте РБ; отв. ред. И. С. Манак. – Минск, 2005. – С. 66–70.

193. Глазунова, Е. В. Определение спектральных параметров планарных структур по релаксационной динамике излучения / Е. В. Глазунова, Е. В. Глазунов, В. А. Юревич, А. В. Хомченко // Лазерная и оптикоэлектронная техника: сб. науч. статей. – Вып. 9 / Акад. упр. при Президенте РБ; отв. ред. И. С. Манак. – Минск, 2005. – С. 71–76.

194. Глазунова, Е. В. Гистерезис ватт-амперной характеристики инжекционного лазера с тонкопленочным нелинейным модулятором / Е. В. Глазунова, Д. М. Шилко, В. А. Юревич // Лазерная и оптико-электронная техника : сб. науч. статей. – Вып. 10 / Акад. упр. при Президенте РБ; отв. ред. И. С. Манак. – Минск, 2006. – С. 142–146.

195. Глазунова, Е. В. Частотная бистабильность нелинейной пропускательной способности системы тонких полупроводниковых пленок / Е. В. Глазунова, В. А. Юревич // Лазерная и оптико-электронная техника : сб. науч. статей. – Вып. 11 / Акад. упр. при Президенте РБ; отв. ред. И. С. Манак. – Минск, 2008. – С. 94–99.

196. Тимощенко, Е. В. Динамика излучения, проходящего через планарную структуру из тонких резонансных слоев: автореф. дисс. ... канд. физ.- мат. наук: 01.04.05 / Е. В. Тимощенко. – Гомель, 2009. – 25 с.

197. Тимощенко, Е. В. Резонансное отражение света тонким слоем плотной нелинейной среды / Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич, Ю. В. Юревич, // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83, Вып. 2. – С. 103–108.

198. Yurevich, Yu. V. Resonance Reflection of Light by a Thin Layer of a Dense Nonlinear Medium // Yu. V. Yurevich, E. V. Timoschenko, V. A. Yurevich // Technical Physics. – 2013. – Vol. 58, No 2. – P. 251–254.

199. Тимощенко, Е. В. Нелинейная восприимчивость тонкой пленки плотной резонансной среды / Ю. В. Юревич, Е. В. Тимощенко // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. – № 1 (22). – С. 27–31.

200. Юревич, Ю. В. Расщепление короткого оптического импульса при нелинейном отражении от тонкой пленки плотной резонансной среды / Ю. В. Юревич, Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич // Веснік МДУ імя А. А. Куляшова. Сер. В. Прыродазнаўчыя навукі. – 2014. – № 2(44). – С. 60–68.

201. Юревич, Ю. В. Расщепление сверхкороткого импульса при резонансном отражении от тонкой пленки / Ю. В. Юревич, В. А. Юревич, Е. В. Тимощенко // Проблемы физики, математики и техники. – 2015. № 2(23). – С. 29–32. 1083

202. Тимощенко Е. В. Импульсы сверхизлучения в приближении сверхтонкого инверсного слоя // Е. В. Тимощенко, Ю. В. Юревич / Actual Problems of Fundamental Sciences: Proceedings of I Intern. Workshop – Ukraina. Lutsk : Vezha-Print, 2015.– Р. 61–64.

203. Yurevich, V. A. Resonant reflection by active thin layer / V. A. Yurevich, Yu. V. Yurevich, E. V. Timoschenko // Журн. прикл. Спектр. – Минск, 2016. – Т. 83, спец. вып. 6–16. – С. 307–308.

204. Цімошчанка, А. В. Звышвыпраменьванне ў тонкім рэзанансным слоі з улікам квазірэзананснай палярызуемасці актыўных цэнтраў / А. В. Цімошчанка, У. А. Юрэвіч, Ю. У. Юрэвіч // Релаксационные, нелинейные, акустооптические процессы и материалы: материалы IX Международной научной конф., 1-5 июня 2018 г. – Украина, Луцк, ВЕНУ им. Л. Украинки, 2018. – С. 18–20.

205. Цімошчанка, А. В. Генерацыя выпраменьвання пры адбіцці святла прыпаверхневым слоем шчыльнага рэзананснага асяроддзя / А. В. Цімошчанка, У. А. Юрэвіч, Ю. У. Юрэвіч // Релаксационные, нелинейные, акустооптические процессы и материалы : материалы IX Международной научной конф., 1-5 июня 2018 г. – Украина, Луцк, ВЕ-НУ им. Л. Украинки, 2018. – С. 20–22.

206. Тимощенко, Е. В. Расчет эффективности бистабильного тонкопленочного отражателя / Е. В. Тимощенко, Ю. В. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – № 3 (40). – 2019. – С. 44-49.

207. Тимощенко, Е. В. Резонансное отражение низкоразмерного планарного слоя / Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич // Квантовая электроника: материалы XII Междунар. научно-техн. конф. / БГУ – РИВШ. – Минск, 2019.– С. 89–90.

208. Тимощенко, Е. В. Динамика излучения импульсного лазера с пассивным модулятором на основе тонкой пленки резонансной среды / Е. В. Тимощенко, В. И. Борисов, Ю. В. Юревич // Вестник Белорусско-Российского университета. – 2014. – Вып. 3 (38). – С. 120–126.

209. Тимощенко, Е. В. Моделирование динамики излучения в низкоразмерном полупроводниковом лазере с двухкомпонентным активным элементом / Е. В. Тимощенко, Ю. В. Юревич // Веснік МДУ імя А. А. Куляшова. Серыя В. Прыродазнаучыя навукі. – 2019. – № 2(54). – С. 57–68.

210. Маковецкий, И. И. Автоколебания интенсивности при резонансном отражении света инвертированным тонким слоем / И. И. Маковецкий, Е. В. Тимощенко, Ю. В. Юревич // Вестник Белорусско-Российского университета. – 2019. – № 4(65). – С. 65–74. 088

211. Тимощенко, Е. В. Резонансное отражение тонкого слоя плотной активной среды с релаксацией типа ап-конверсии / Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич // Итоги научных исследований ученых МГУ имени А. А. Кулешова, 2019 г. : материалы науч.-метод. конф., 29 янв. – 10 февр. 2020 г. / под ред. Н. В. Маковской. – Могилев : МГУ имени А. А. Кулешова. – 2020. – С. 107–109.

212. Тимощенко, Е. В. Формализм вектора Блоха в задаче о нелинейном резонансном отклике квазидвумерного суперкристалла / Е. В. Тимощенко, В. А. Юревич // Доклады НАН Беларуси. – 2020. – Т. 64, № 6. – С. 663–669.

213. Timoshchenko, E. V. On solving the problem of quasi-two-dimensional supercrystal nonlinear resonance response / E. V. Timoshchenko, V. A. Yurevich // Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki, 2021, vol. 163, no. 1, pp. 21–30. doi:10.26907/2541-7746.2021.1.21-30

214. Тимощенко, Е. В. Резонансное отражение импульса метаповерхностью из квантовых точек в режиме когерентного взаимодействия / Е. В. Тимощенко // Веснік Гродзенскага дзяржаўнага ўніверсітэта імя Янкі Купалы. Серыя 2. Матэматыка. Фізіка. Інфарматыка, вылічальная тэхніка і кіраванне. – 2022. – Том 12, № 1. – С. 67–75.

215. Цімошчанка, А. В.Свабодная індукцыя ў квазідвухмерным крышталі квантавых кропак // А. В. Цімошчанка, У. А. Юрэвіч, Ю. У. Юрэвіч / Proceeding of IV International Conference «Actual Problems of Fundamental Sciences» (APFS). – 2021. – Украина, Луцк: Вежа-Друк. – С. 129–131.

216. Тимощенко, Е. В. Гистерезис в излучении полупроводникового лазера с квазидвумерным суперкристаллом / Е. В. Тимощенко, Ю. В. Юревич // Веснік МДУ імя А.А. Куляшова. Серыя В. Прыродазнаўчыя навукі. – 2021. – № 2(58). – С. 73–82.

#### приложения

#### ПРИЛОЖЕНИЕ А

1082

Программный код, реализующий алгоритм расчета зависимости импульса, отраженного тонким резонансным слоем.

// Импульс –  $e_0$ ·sech[ $(t - t_0)/\Delta t$ ]·sin( $\omega t$ ); // отклик – нестационарные уравнения матрицы плотности / нелинейный квантовый осциллятор для вероятности поляризованности; // нормировка времени – 10<sup>14</sup>. Uses Printer; Type imp =file of real; Var a, b, bb, c, d, e, es, e0, f, h, i, i0, is, it, p, pd, pd0, pp, pp0, r, t, t0, t1, t2, td, tq, tn, tp, ts, tt, tu, tv, v, vi, vh, vn, vv, w, y, z: real; ii, j, k, kc, kk, ks, kv, m: integer; l, mm: longint; g, im, q, ti: array [1.33] of real; n, o, s, x: array [1..3,1..101] of real; u: text; label metka; {w0 = 1.45\*10\*\*15 c\*\*-1, 50.0; 11.5, vh=5\*10-4} Begin assign(u,'imp .dat'); rewrite(u); writeln(u,'i\Ir\t ps'); writeln(u,'i\tau->\n'); writeln(' \*08#12#15 - InPut => kappa, n pi / for paper'); // вводится показатель поглощения, **Уплошадь** импульса' в единицах числа  $\pi$ } readln(c,r); tq:=2.0E2; d:=0.06; t1:=4.0E5; t2:=500.0; tu:=200.0; t0:=tg\*0.125; h:=tg/3.2E5; tt:=tg/25.0; a:=1.585; b:=r/tt; vi:=2.5/tu; vh:=vi/50.0; e:=2.0\*b/(exp(t0/tt)+exp(-t0/tt)); f:=1.0+1.33334\*e\*esqr((1.0+0.66667\*c)/(2.0\*t2));

```
if f>0.0 then begin w:=w*sqrt(f); f:=2.0*pi/sqrt(f) end;
es:=e; kc:=0;
     vv:=-vi; vn:=0.0; for m:=1 to 101 do
     begin b:=exp(-sqr(tu*vv)); vn:=vn+b*vh; vv:=vv+vh end;
                                                          KANIGINOB
    writeln(' * e m=>',b:10,c:7:2,' <-kappa e =',e:10,'</pre>
h=',vn:9,' T=',f:10);
   m:=0; w:=1.448E15; ks:=1; tp:=a;
    vv:=-vi; pd:=0.0; pp:=0.0; for m:=1 to 101 do
     begin s[1,m]:=0.0; s[2,m]:=-1.0+0.02*(m-1.0);
      s[3,m]:=sqrt(1.0-s[2,m]*s[2,m]);
      b:=exp(-sqr(tu*vv))*vh/vn; pd:=pd+b*s[1,m];
pp:=pp+b*s[2,m];
     vv:=vv+vh end; t:=0.0; mm:=0; tv:=0.0;
                                             ii:=1;
                                                    kk := 1:
z:=0.0;
    repeat tv:=t; i0:=i; es:=e; for m:=
                                             101
                                          to
   begin for k:=1 to 3 do
   begin n[k,m]:=s[k,m]; x[k,m]:=s[k,m] end end;
    for k:=1 to 4 do
                             pp:=0.0; pd:=0.0; vv:=-vi;
     begin pp0:=pp; pd0:=pd;
      for m:=1 to 101 do
       begin b:=(tv-t0)/tt; if abs(b)>25.0 then b:=25.0;
b:=\exp(b);
        y:=2.0*r/(tt*(b+1.0/b)); e0:=y*sin((1.0+d)*tv);
        e:=0.43478*e0-c*(pd0+a*pp0)/t2;
       o[1,m]:=2.0*x[3,m]*e-2.0*x[1,m]/t2-sqr(1.0+vv)*x[2,m];
o[2,m] := x[1,m];
      ○[3,m]:={(1.0-x[3,m])/t1}-2.0*e*(x[1,m]{+x[2,m]/t2}); if
k<3 then tv:=t+h/2.0
     else tv:=t+h; for l:=1 to 3 do
    begin if k<3 then x[1,m]:=n[1,m]+h*o[1,m]/2.0 else
x[l,m]:=n[l,m]+h*o[l,m];
     if (k=2) or (k=3) then s[1,m]:=s[1,m]+h*o[1,m]/3.0
      else s[1,m]:=s[1,m]+h*o[1,m]/6.0 end; b:=exp(-
sqr(tu*vv))*vh/vn;
```

```
pd:=pd+b*x[1,m]; pp:=pp+b*x[2,m]; vv:=vv+vh end
                                                           end; vv:=-vi; pd0:=0.0; pp0:=0.0; for m:=1 to 101 do
                                                              begin b:=exp(-sqr(tu*vv))*vh/vn; pd0:=pd0+b*s[1,m];
                                                                                                                                                                                                                                    WILEIN0BS
                                                          pp0:=pp0+b*s[3,m]; vv:=vv+vh end;
                                                       e:=-(0.56522*e0+c*pd0/t2); i:=e*e;
                                                    z:=z+y*h/pi; t:=tv; mm:=mm+1;
                                                       if mm mod 24000=1 then
                                                          writeln(' t=',t:7:2,i:10,'<-I
                               n=',pp0:9:5,pd0:8:4,pp:8:4,' ',y:8,kc:4,tp:8:4);
                                                       if tv>2.0 then
                                                   begin if (kc=0) and (es<e) then begin kc:=1;
                               td:=tv end;
                                                 if (ks=2) and (es<e) then begin ks:=3; td:=tv-td; if td>0
                               then tp:=2.0*pi/td else tp:=1.0; td:=tv;
                                             {if kc>1 then writeln(u,tp,t/1448.0);} kc:=kc+1 end;
                                          if (ks=3) and (es>e) then ks:=2;
                                          if mm mod 25=1 then writeln(u,i{sqrt(1.0+0.4*s[3]*a*c/t2)-
                               sqrt(1.0+0.4*a*c/t2) }, t/1448.0) end;
                                             until tv>tg-h*4.0;
                                                writeln(' t=',t:7:2,i:10,'<-I n=',pp0:9:5,c:6:1,'<-
                               kappa*n=',r:5:2,z:6:2,kc:10);
Otlew portunal april apr
                                                    close(u)
```

Программный код, реализующий алгоритм расчета нормированных напряженностей среднего макроскопического поля в среде квазикристалла ellobe е<sub>t</sub> и отраженного поля е<sub>r</sub>, при взаимодействии с планарным массивом суперкристалла (уравнение (3.4)).

Используемые обозначения переменных и коэффициентов:

```
// d*d - sech[(t-t0)/dt]-1 - * 10-12 tg<3...10
            // b*tq<0 or 0.33...1.0> del Lor <0...0.5> del
                                                               < -
                                                             w
                                              0.05...0..0.05> }
Uses Printer;
  Type data=file of real;
  Var a, b, bb, c, d, d0, e, f, h, i, i0,
                                          is,
                                               it, p, r, t, t0,
tq, tn, ts,
      tt, tv, v, w, y, z: real;
                                          kk, l: integer; m:
                                ii, J,
longint;
      g, im, n, o, g, s, ti, x: array [1..53] of real;
      u: text; label metka;
      Begin assign(u,'data.dat'); rewrite(u);
       writeln(u,'i\Ir(Io\t ps'); writeln(u,'i\n pi-
>\b\del t\d'); a:=0.4;
        writeln('*01#11#... - InPut => kappa, n pi');
tt:=0.25; {- del Lor}
         readln(c,a); z:=-ln(a*2.0E-6); im[1]:=0.0; d:=-0.0;
\{- del w\}
       t0:=tt*z; tn:=1.5*t0; h:=tn/3.2E5; d0:=sqr(2.3*a/tt);
b:=0.0{1.585}; bb:=0.0;
       e:=2.0*a/(tt*(exp(t0/tt)+exp(-t0/tt)));
      writeln(' g=',b:5:2,tn:6:2,'<-s T*h=',h:10,z:5:1,'</pre>
t0=',t0:6:2,d0:8:2,'-m e=',e:9);
     m:=0; s[1]:=e; s[2]:=0.0;
    s[3]:=1.0-e*e; for l:=1 to 3 do g[l]:=0.0; r:=0.0;
   t:=0.0; m:=0; q[1]:=0.0; tv:=0.0; ii:=1; kk:=1; wri-
teln(u,'i ');
```

```
repeat tv:=t; i0:=r; for k:=1 to 3 do begin n[k]:=s[k];
x[k] := s[k] end;
     for k:=1 to 4 do
      begin f:=(tv-t0)/tt; if abs(f)>z then f:=z;
                                                          KANIEINOB
       f:=\exp(f); e:=2.0*a/(tt*(f+1.0/f)); w:=bb*c*(1.0-x[3]);
        r:=1.0+b*w; p:=1.0/(r*r+w*w); y:=c*p*x[3];
         v:=d-(b+(1.0+b*b)*w)*y;
        o[1]:=y*e*r/c-(1.0+y)*x[1]-v*x[2];
       o[2] := -w^*y^*e/c + v^*x[1] - (1.0+y)^*x[2];
      o[3]:=(1.0-x[3])/1.0e3-((r*x[1]-w*x[2])*e-
c*(x[1]*x[1]+x[2]*x[2]))*p;
     if k<3 then tv:=t+h/2.0 else tv:=t+h; for
    begin if k<3 then x[1]:=n[1]+h*o[1]/2.0 else
x[1]:=n[1]+h*o[1];
   if (k=2) or (k=3) then s[l]:=s[l]+h*o[l]/3.0 else
s[l]:=s[l]+h*o[l]/6.0 end
    end; w:=bb*c*(1.0-s[3]); r:=1.0+b*w; p:=1.0/(r*r+w*w);
y:=w*p;
     f:=b+(1.0+b*b)*w; v:=1.3*e+c*s[1]+y*(w*e-c*(f*s[1]-
s[2]));
      t:=tv; r:=c*s[2]+(r*e-c*(s[1]+f*s[2]))*y; r:=v*v+r*r;
       m:=m+1; q[1]:=q[1]+h*e/pi; {g[1]:=g[1]+h*r;
g[3]:=g[3]+v*h; f:=-cos(g[1]);
       if m mod 500=1 then begin y:=e*e;
      writeln(' t=',tv:7:3,r,'<-r i=',i,' i0=',y);</pre>
     readln; m:=1 end; } if tv>2.002 then
    begin if (kk=1) and (i0>r) then begin ti[ii]:=tv;
im[ii]:=i0; if ii>2 then p:=im[ii]/im[ii-2] else p:=im[1]/d0;
     if ii>51 then kk:=4 else kk:=2; ii:=ii+1; writeln('
   ,tv:7:3,r:11,'<-MaX ',s[3]:9:5,s[1]:9:5,s[2]:9:5,p:9:6);</pre>
end;
      if (kk=2) and (i0<r) then begin ti[ii]:=tv; im[ii]:=i0;
f:=i0/im[ii-1]; v:=tv-ti[ii-1]; ii:=ii+1;
       kk:=1; writeln(' t=',tv:7:3,r:11,'<-min
',s[3]:9:5,v:9:5,f:9:4,' -m * n=',ii:3) end end;
```

Программный код, реализующий алгоритм расчета формы импульса СИ, высвечиваемого планарным суперкристаллом.

Моделирование проводится на основе модификации уравнения (3.6), решенного для сравнения в двух случаях  $\beta \neq 0$  и  $\beta = 0$ .

```
MIRHOB2
       Uses Printer;
       Type imr=file of real;
       Var a, b, c, d, e, e0, g, h, im, is, ll, p, r, t, t0, tau, tm,
       ts, tv, tt, ta, ti, ss, y: real;
           j, k, v: integer; l, z: longint;
           i, n, s, x: array [1..4] of real; f, i0: arra
                                                            [1..3] of
       real;
                                                 N
           m: array [1..4] of integer;
           u: text;
           Begin assign(u,'imr.dat'); rewrite(u);
            writeln('* on input <-g * b * d'); ts:=0.1; h:=2.0e-6;</pre>
             z:=100000; t0:=3.6; b:=0.02; a:=3.0;
              for v:=2 to 5 do
               begin ll:=2.0; g:=3.17/ll; c:=a*ll; d:=-b*c*g;
                writeln('* n 🖑 v-1:2,g:6:2,'<-g * b =',b:7:4,d:8:4);
                 s[1]:=2.5E-4; s[2]:=s[1]; t0:=2.0/(1.0+t0); t:=0.0;
       ss:=0.0;
                  tm:=3.0; writeln(u, ' i'); l:=0; tau:=0.0; ti:=0.0;
       ta:=0.0; m[4]:=1;
                   for j:=1 to 3 do begin f[j]:=s[2]; m[j]:=1 end;
                 is:=1.0;
                    repeat l:=l+1; for j:=1 to 2 do
Mektpi
                   begin n[j]:=s[j]; i[j]:=s[j] end; tv:=t;
                  for k:=1 to 4 do
                begin p:=1.0-cos(n[2]); r:=1.0+d*p;
                x[1]:=c*sin(n[1]);
               x[2] := c*sin(n[2])/(r*r+sqr(b*c*p));
              if k<3 then tv:=t+h/2.0 else tv:=t+h; for j:=1 to 2 do
```

```
begin if k<3 then n[j]:=i[j]+h*x[j]/2.0 else
n[j] := i[j] + x[j] * h;
      if (k=2) or (k=3) then s[j]:=s[j]+h*x[j]/3.0 else
  s[j]:=s[j]+h*x[j]/6.0
p:=(1.0+d*\cos(s[2]))*(s[2]-i[2])/h;
',p:9,'<s>',tau:10);
max',f[2]:10,'<p');</pre>
', im:8:1, '<i');
       m[2]:=2; ta:=t end;
        if (m[2]=2) and (i0[2]>f[2]) then
       begin if (t-ta>400.0*h) then
      writeln('t=',t:7:3,' ',f[1]:10,'<-i0',f[2]:10,'<r
min');
     m[2]:=1; ta:=t end;
     if (m[4]=1) and (p<0.0) then
     begin m[4]:=3; writeln('t=',t:7:3,' ',f[1]:10,'<-
i0',f[2]:10,'<r e<0 ->',p:9,' ',s[2]:9) end;
      if (1 mod 128 = 1) then writeln(u, {i0[1]:10,}'
 i0[2]:10,t-ts:10);
       for k:=1 to 2 do f[k]:=i0[k] end;
        until t>=1.6; writeln(v:3,a:7:2, '<- N * c =',c:7:3);
a:=a+1.0 end;
         close(u)
                           End.
```

Программный код, реализующий алгоритм численного интегрирования системы уравнений, описывающих сверхизлучательную трансформацию короткого светового импульса, отражаемого нелинейным граничным слоем.

> // вводятся величины параметра нелинейной рефракции и нормированной амплитуды импульса (в единицах π).
>  // pir.dat содержит информацию о временной развертке интенсивности.
>  // PirS.dat содержит информацию о спектре.

```
Uses Printer;
  Type PiR=file of real;
 Var a, b, bb, c, d, d0, e, f, h, i, i0, is,
                                              it, p, qt, nn,
r, ri, rr, t, t0,tg, tn, tp, ts, tt, tv, v, w, ww, y, z: real;
ii, j, k, kk, l, m : longint; n, o, s, x: array [1..4] of
real; im, ti: array [1..33] of real;
g, g1, q: array [1..3201] of real; u, uu: text;
    Begin assign(u, 'pir.dat'); assign(uu, 'PirS.dat'); re-
write(u); rewrite(uu);
    writeln(u,'i\n\Ir\Io\t ps'); writeln(u,'i\n pi-
>\b\del t\d\n max\n min');
     a:=0.4; tp:=1.51; ww:=5.0; nn:=1.76; r:=sqr((nn-
1.0)/(nn+1.0));
      writeln('*11#03#10 r =',r:7:5,' - InPut => b, n pi');
tt:=0.25; c:=0.9; {- del Lor}
        readln(b,a); z:=-ln(a*2.0E-6); a:=a*(1.0+nn)/2.0;
im[1]:=0.0; d:=0.0; {- del w}
       t0:=tt*z; tn:=3.25*t0; h:=tn/1.024E6; d0:=sqr(a/tt)/nn;
      writeln(' b=',b:5:2,tn:6:2,'<-s T*h=',h:10:7,z:5:1,'</pre>
 0=',t0:6:2,d0:8:2,'-max');
     j:=0; s[1]:=h; s[2]:=0.0; s[3]:=1.0; r:=0.0; t:=0.0;
qt:=0.0; tv:=0.0; ii:=1; kk:=1;
     for m:=1 to 1024000 do
```
```
begin tv:=t; i0:=r; for k:=1 to 3 do begin n[k]:=s[k];
x[k]:=s[k] end;
   for k:=1 to 4 do
  begin f:=(tv-t0)/tt; if abs(f)>z then f:=z;
 f:=exp(f); e:=2.0*a/(tt*(f+1.0/f)); w:=b*(1.0-x[3]);
r:=1.0+c*w;
p:=1.0/(r*r+w*w); f:=(2.0*e-x[1]-c*x[2])/(1.0+nn); y:=(c*x[1]-
x[2])/(1.0+nn);
v:=p*(r*f+w*y); y:=p*(r*y-f*w); i:=v*v+y*y;
o[1]:=x[3]*v+(d+b*i/2.0)*x[2];
  o[2]:=x[3]*y-(d+b*i/2.0)*x[1]; o[3]:=-v*x[1]-y*x[2]
   if k<3 then tv:=t+h/2.0 else tv:=t+h; for l:
                                                   to
   begin if k<3 then x[1]:=n[1]+h*o[1]/2.0 else
x[l]:=n[l]+h*o[l];
  if (k=2) or (k=3) then s[l]:=s[l]+h*o[1]/3.0 else
s[l]:=s[l]+h*o[l]/6.0 end
   end; w:=b*(1.0-s[3]); p:=1.0/(1.0+w*w); f:=(2.0*e-
s[1])/(1.0+nn);
    y:=-s[2]/(1.0+nn); v:=p*(f-w*s[2]); y:=-p*(s[2]+f*w);
i:=v*v+v*v;
                             r:=(rr*rr+ri*ri)/nn;
     t:=tv; rr:=v-e; ri:=y
t:=qt+h*2.0*e/((1.0+nn)*pi);
      if tv>tp then
       begin if (kk=1) and (i0>r) then begin ti[ii]:=tv;
im[ii]:=i0;
        if ii>2 then p:=im[ii]/im[ii-2] else p:=im[1]/d0;
        if ii>32 then kk:=4 else kk:=2; ii:=ii+1;
writeln(' t=',tv:7:3,r:11:4,' <-Max</pre>
',s[3]:9:5,s[1]:9:5,s[2]:9:5,p:9:6) end;
 if (kk=2) and (i0<r) then begin ti[ii]:=tv; im[ii]:=i0;</pre>
f:=i0/im[ii-1];
                          w:=tv-ti[ii-1]; ii:=ii+1; kk:=1;
writeln(' t=',tv:7:3,r:12:5,' <-min ',s[3]:9:5,w:9:5,f:9:4,' -
m * n=',ii:3) end end;
if m mod 320=1 then
begin j:=j+1; g[j]:=rr; g[j]:=ri; g1[j]:=-s[3] end end;
```

```
writeln(' t->',tv:7:2,' ',v:12:8,'<-e k=',z:7:2,b:8:2,'<-b</pre>
S=',qt:7:4,c:4:1,'-c');
h:=320.0*h; k:=round(tp/h); n[1]:=sqr(q[k])+sqr(q[k]);
n[2]:=g1[k]; n[3]:=g1[k]; for m:=k to j do
                                                              1811082
begin r:=sqr(q[m])+sqr(q[m]); if r>n[1] then n[1]:=r;
  if g1[m]>n[2] then n[2]:=g1[m]; if g1[m]<n[3] then
n[3]:=q1[m] end;
   if abs(n[2]-n[3])>0.0 then v:=n[1]/(n[2]-n[3]) else v:=0.5;
     t:=tp; wri-
teln(k:6,j:6,v:10:4,n[1]:9:4,n[2]:10:6,n[3]:10:6);
      for m:=2 to 3 do if n[m]<0.0 then s[m]:=1.0+abs(n[m])
else s[m]:=n[m];
       writeln(u,'i ',qt,b,tt,c,s[2],s[3]); for m:=k to j do
        begin r:=sqr(q[m])+sqr(q[m]); f:=(t-t0)/tt; if
abs(f)>z then f:=z;
      f:=exp(f); e:=4.23*n[1]/sqr(f+1.0/f); w:=0.6*(v*(q1[m]-
n[3])+n[1]*0.1);
      writeln(u,w,r,e,t); t:=t+h end;
     writeln(uu,'i\lr\ w '); writeln(uu,'i\b\ww\a\c'); kk:=2;
      y:=h/sqrt(2.0*pi); p:=ww/500.0; v:=p; writeln(uu,'i
',b,ww,qt,c);
       e:=0.0; for m:=1 to 998 do
         begin t:=h; rr:=0.0; ri:=0.0; for l:=1 to j do
        begin w:=(v-ww)*t; f:=cos(w); w:=sin(w);
rr:=rr+(g[l]*f+q[l]*w)*y;
       ri:=ri+(q[l]*f-q[l]*w)*y; t:=t+h end; r:=rr*rr+ri*ri;
if (abs(v-ww) < 5.8) and (kk=2) and (r<e) then
      begin f:=v-ww-p; writeln(m:4,' spectrum max -
  f:7:2,e:9:4,' [',v:6:2,']'); kk:=4 end;
     if (kk=4) and (r>e) then
      begin f:=v-ww-p; writeln(m:4,' spectrum min -
 ,f:7:2,e:9:4,' [',v:6:2,']'); kk:=2 end;e:=r;
      {if r>e then e:=r;} writeln(uu,r,v); v:=v+p end;
        writeln(' c=',y:12:8,' M =',e:10:6);
         close(u); close(uu);
                                     End.
```

Программный код алгоритма, реализующего параметрический расчет зависимости нормированной интенсивности действующего поля X<sub>s</sub> от интенсивности У<sub>0</sub> падающего на пленку поля.

// при фиксированном значении  $\Delta$  вводятся параметры к и  $\beta$ 

```
tylellog
  // calculation of intensity - inhomogenious broadening
  Uses Printer;
   Type dh=file of real;
   Var a, b, c, d, h, i, l, n, o, p, r, s,
real;
                                          NMeHI
        j, k, m: integer;
        u: text;
 Begin assign(u,'dh.dat');
   rewrite(u); writeln(u,'i\l\Io');
    writeln(u,'i\c\b\m');
    writeln(' input : kappa \ beta* )
     readln(x,b); h:=0.04; d:=0.0; t:=0.4;
                  * @ * 03#03#03 ',h:9:5,d:5:2,t:4:1);
    writeln('
   z:=7.7/(t*1250.0); w:=-7.7/t; v:=0.0; for j:=1 to 2501 do
 begin v:=v+z/(exp(sqr(t*w))*(1.0+w*w)); w:=w+z end;
 for m:=1 to 2 do
  begin y:=m; writeln(u, /i
                            ,x,b,y);
   writeln(m:2,'
                       % b =',b:5:2,x:6:2,'<- kap-</pre>
pa',z:9:6,v:8:5);
    y:=0.0; if m=1 then c:=x/v else c:=x; for k:=1 to 501 do
    begin s:=0.0; v:=0.0; w:=-7.7/t; if m=1 then for j:=1 to
2501 do
              "=z/(exp(sqr(t*w))*(1.0+y+sqr(w+d))); s:=s+(w+d-
      begin
b*y)*r;
      v:=v+r; w:=w+z end;
    if m=1 then l:=(sqr(0.032*d-c*s)+sqr(1.0+v*c))*y else
  begin v:=1.0/(1.0+y+d*d); l:=y*(sqr(1.0+c*v)+sqr(0.032*d-
(d-b*y)*c*v)) end;
  if k mod 50=1 then
   Writeln(k:3,1:9:3,'<- Io',y:9:3,'<- I * i1,2 ->',v:9:4,'
~',s:9:4);
    writeln(u,y,l);
     y:=y+h end end;
     close(u)
 End.
```

## ПРИЛОЖЕНИЕ Е

Программный код, реализующий алгоритм расчета резонансных кривых  $X_{s}(\Delta)$  в условиях насыщения поглощения.

> // вводятся параметры  $\beta$  и Y для первой из шести кривых, // далее Y меняется с шагом 5.0.

```
KANIGHIOBS
    Uses Printer;
   Type dh=file of real;
  Var a, b, d, dw, f, g, h, h0, i, ii, i0, l, l0, n, q, r,
      s, t, tt, v, w, x, y, z: real;
                                                 A N.
      c, e, j, k, m, o, p: integer;
      u: text;
      label galka, metka, 20, 23, 24, 25, 28,
      Begin assign(u,'dh.dat');
       rewrite(u); writeln(u, 'iT/nd^W
        writeln(u,'i\Yo');
         writeln(' input : Bt, Iv'); g:=9.8; v:=20.0;
        readln(b,ii){; {d:=(g+2.0)/(g-2.0)}; t:=0.3334;
       y:=0.0; w:=-8.96/t; n:=-w/1250.0; for e:=1 to 2501 do
      begin y:=y+n/(exp(sqr(t*w))*(1.0+w*w)); w:=w+n end;
     writeln(' *12#04#03 Io+5,0>',t:6:2,' T/=',ii:7:4,q:7:2,'
<-KoL * Bt=>',b:7:3,y:7:3);
    g:=g/y; n:=10.0*n; for e:=1 to 6 do
   begin i0:=ii+5.0*(e-1.0); for c:=1 to 3 do
  begin if c=1 then r:=i0 else r:=c; writeln(u,'i ',r);
   h:=v/320.0; p:=0; d:=-v;
    writeln(c:3,e:3,i0:7:2, '<- i0',h:6:3,b:5:2); for k:=1 to
641 do
    begin m:=0; i:=i0-1.2E-05; h0:=(1.2E-05-i)/100.0;
metka: l:=i+h0; if i<0.0 then</pre>
    begin g:=100.0/exp(s); if m=0 then writeln(u,i,d); goto
galka end;
      q:=0.0; s:=0.0; w:=-8.96/t; for o:=1 to 251 do
       begin r:=n/((1.0+sqr(d-w)+i)*exp(sqr(t*w))); s:=s+(d-w-
b*i)*r;
```

```
q:=q+r; w:=w+n end; f:=i*(sqr(1.0+q*q)+sqr(0.0*d-q*s))-
i0;
     g:=0.0; s:=0.0; w:=-8.96/t; for o:=1 to 251 do
    begin r:=n/((1.0+sqr(d-w)+1)*exp(sqr(t*w))); s:=s+(d-w-
                                                               ellioga
b*l)*r;
    q:=q+r; w:=w+n end; x:=l*(sqr(1.0+g*q)+sqr(0.0*d-g*s))-i0;
      if f^*x>0.0 then goto 33;
       y:=(i+1)/2.0; q:=0.0; s:=0.0; w:=-8.96/t; for o:=1 to
 25:
251 do
        begin r:=n/((1.0+sqr(d-w)+y)*exp(sqr(t*w)));
w-b*y)*r;
       q:=q+r; w:=w+n end; f:=y*(sqr(1.0+q*q)+sqr(0.0*d))
i0;
      tt:=x+f; if abs(tt)<=1.2E-05 then goto
     if f*x<0.0 then begin i:=y; goto 25 end;
    if f*x=0.0 then goto 28;
     if f*x>0.0 then begin l:=y; x:=f; goto 25 end;
 28: if f=0.0 then goto 23;
     y:=1; f:=x;
 23: m:=m+1; if m=c then
     begin p:=p+1; {if((c=1) and (k=1)) then t:=i;}
     z:=i/i0; if ((p<5) or (k mod 40=1)) then
 writeln(k:4,d:7:2,'<*I->',i:8:4,'T->',z:8:3,q:7:4,m:2,'x,f-
>', x:10,f:10)
    {else writeln(k:4,d:6:1, ' T>',z:7:4, ' i>',i:7:3, ' *
',tt:9,'x=',x:9)};
    z:=1.0-z+0.15*(e-1.0); f:=d+v+4.0*(e-1.0);
    writeln(u,z,f); goto galka end;
       i:=1; goto metka;
 33:
 galka: d:=d+h end; if ((c=2) and (p=0)) then
         begin writeln(z:7:3,i0:7:1,' < no hysteresis ...</pre>
    goto 20 end; end;
  0: end; close(u)
  End.
```

Программа, позволяющая моделировать динамику поля в активном слое-резонаторе при падении на граничную пленку непрерывного излучения с приведенной интенсивностью *Y*<sub>0</sub>.

// после запуска вводится значение интенсивности поля Y<sub>2</sub>,
 // которое определяет используемую далее в расчетах
 // величину интенсивности Y<sub>0</sub>.

```
Uses Printer;
  Type aids=file of real;
 Var a, a1, a2, b, b1, b2, c, d, d0, dd, e,
i1, i2, im, is, it, l, nn, p, q, r,
rn, r1, r2, s1, s2, t, t0, t1, t2, ts,
                                         tt,
y, y0, z: real;
 j, k, m, sc, su, tr: integer;
 n, o, s, x: array [1..3] of real;
 u: text; label metka;
  Begin assign(u, 'aids.dat'); rewrite(u); sc:=1;
   writeln(u,'i\Y2\t '); writeln(u,'i\i0');
    writeln('*07#05#04
                          input
                                     I2'); vv:=-1.0; d0:=1.4;
                                  =>
b:=1.0;
     z:=100.0; a:=0.12; q:=0.1; h:=0.016; i2:=2.8; dd:=0.2;
      readln(i2)
                        e:=6.0;
                                      t:=100.0*h;
                                                         tt:=h;
g:=1.0/(1.0+vv*vv);
       d:=1.0/(1.0+d0*d0); sc:=100; is:=i0; c:=2.5;
       m:=0.004; ts:=e; is:=im; tt:=h;
     [1]:=1.0; s[2]:=1.0; m:=0; tv:=t; t0:=h; su:=0; tr:=2;
   =1;
   r:=1.0+q/(i2*e+1.0/d);
                                           i1:=i2*(r*r+sqr((d0-
c*i2)*q/(e*i2+1.0/d)))/0.68;
   t2:=i2/i1; l:=2.0*i1-i2-2.0*r*sqrt(i1*(i1-i2)*t2/0.68);
   i:=i1*(sqr(1.0+a/(l+1.0/g))+sqr(a*(vv-b*1)/(l+1.0/g)-dd));
```

```
t1:=i1/i; y0:=1.0/(1.0+e*t2*t1*i*d); r:=1.0+q*d*y0;
        p:=-2.0*sqrt((1.0-t2)*t2/0.68);
                                                                                                  x0:=1.0/(1.0+(2.0-
t2+p*r)*t1*i*q);
        r1:=2.0*g*((1.0+a*x0*g)*a*e+a*(vv*g-b)*z*(a*vv*x0*g-
a*b*(1.0-x0)-dd));
        r2:=2.0*(r*q*e*d+q*(d0*d-c)*z*q*(d*y0*d0-c*(1.0-y0)))/0.68;
        al:=(2.0-t2+p*r)*(1.0-x0*r1*t1)*g; a2:=t2*(1.0-y0*r2*t2)*d
        b1:=x0*(t2*r2*t2*(1.0-2.94*(1.0-t2*2.0)*r/p)/0.68+q*p*d)*q
        b2:=y0*t1*r1*t1*d; y:=((1.0+a1*t1*i)/z+1.0+e*a2*t2*i)/2.0;
        w:=sgr(1.0+e*a2*t2*i-(1.0+a1*t1*i)/z)/4.0-
b1*b2*t1*t2*i*e*i/z;
        writeln('*K =>',a:6:2,q:6:2,z:6:1,'
                                                                                                                                                      В
>',c:5:2,vv:5:1,d0:4:1,'<-d * s=',e:5:1);
        l:=0.0; i0:=i; p:=i; if w<0.0 then
          begin tr:=2; w:=sqrt(-w); y:=1.0/abs(y) end else tr:=1;
            writeln(u,'i
                                                                                                                               writeln(tr:7,'
W=>',w:9:4,y:10:4,i0:8:3);
                repeat for j:=1 to 2 do
                  begin n[j]:=s[j]; o[j]:=n[j] end; i:=p; for k:=1 to 4
do
                    begin s1:=1.0+a*n[1]*g; s2:=1.0+g*n[2]*d; if tr=4 then
                  begin
                                         v := (1 - tv) / y;
                                                                                  if
                                                                                                v>32.0
                                                                                                                      then
                                                                                                                                           v:=32.0;
r1:=1.0/(1.0+exp(v));
               r2:=0.4*nn*(1.0+r1/q+(1.0-r1/q)*(0.5+r1)));
             r:=rn*(1.0-r1*2.0)*(1.0+r1/a+(1.0-r1/a)*(r1-0.5)))
                                                                                                                                                           end
else
                                      r2:=c*(1.0-n[2]); r:=b*(1.0-n[1])
          begin
                                                                                                                                                        end;
r2:=q^{*}(n[2]*d*d0-r2);
             r:=a*(n[1]*vv*q-r)-dd;
                                                                                                                  f:=1.0/(s1*s1+r*r);
    =0.68/(s2*s2+r2*r2);
               x[1] := (1.0 - (1.0 + q^{*} (2.0 - v + 2.0^{*} sqr (v^{*} (1.0 - v + 2.0^{*} sqr (v^{*} sqr (v^{*} (1.0 - v + 2.0^{*} sqr (v^{*} s
v) /0.68) *s2) *f*i0) *n[1]) /z;
                  x[2]:=1.0-n[2]*(1.0+e*f*d*v*i0); for j:=1 to 2 do
```

```
begin if
                    k<3 then n[j]:=o[j]+h*x[j]/2.0
                                                          else
n[j]:=o[j]+x[j]*h;
       if(k=2) or (k=3) then s[j]:=s[j]+h*x[j]/3.0
                                                          else
s[j]:=s[j]+h*x[j]/6.0
      end; end; p:=f*v*i0; l:=l+h; if (tr=2)
                                                  and
                                                       (abs(p-
i)<h/1.0E3) then
     begin tr:=4; tv:=1; nn:=c*(1.0-o[2]); rn:=b*(1.0-o[1
end;
      if l>t then begin {r:=r-1.0; it:=s[2]-1.0; y:=100.0/y;
      if (sc=1) and (p<i) then
       begin t0:=l-tv; tv:=l-h; is:=i;
Writeln(sc:4,tv:7:2,i:8:1,'<*MaX>',it:8:4,r:8:4,d:
                                                 7:2, y:6:1,t0
:9:4); im:=i;
          sc:=3 end; if (sc=3) and (2.0*p<im)
                                             then
          begin t0:=l-tv; ts:=t0;
          Writeln(sc:4,1:7:2,p:8:1,
                                   <1/2
>',it:8:4,r:8:4,d:7:2,y:6:1,t0:9:4);
         im:=0.0; sc:=5 end; if (sc=5) and (p>i) then
       begin t0:=l-tv-h; tt:=t0;
       Writeln(sc:4,1:7:2,i:8:1,'
                                                             <
MiN*>', it:8:4, r:8:4, d:7:2, y:6:1, t0:9:4);
     sc:=1 end;} if m = sc then begin su:=su+1; m:=0; if su>10
then sc:=25000;
    writeln('t->',l:7:2,p:9:4,'<-I*n=>',s[1]:8:4,s[2]:9:4,'T
=>',f:8:4,v:8:4) end;
   m:=m+1; if (l>t) and (m mod 80=1) then
  begin r:=(l-t)/1.0E3{100.0/exp(2.0*r*g)}; writeln(u,p,r) end
end;
   until
          l>1799.98; writeln(' Io
                                            =',i0:5:1,'
                                                            Ι
  ,i:8:4,tv:7:2,' -t*W =',w:7:3,y:8:3,e:6:2,h:8:4);
    close(u)
 End.
```

Программный код, реализующий алгоритм построения диаграмм, которые позволяют оценку времени обратимой релаксации пленки резонанс-MICHIOB2 ной среды по частоте модуляции сигнала, отраженного системой из двух пленок, при известной его средней мощности.

Используемые обозначения переменных и коэффициентов:

а, n – параметры ненасыщенного поглощения,

b, z – значения факторов Хенри,

d1, d2 – нормированные величины частотных отстроек от центра линии,

s - соотношение сечений резонансных переходов,

t – релаксационный параметр опорной пленки-резонатора,

w – частотная отстройка резонатора.

После запуска программы вводится значение мощности. В результате расчета формируется массив aim.dat. Применение программы MathCad позволяет построить график зависимости значений релаксационного параметра для ряда значений частоты модуляции и выбрать соответствующее значение искомой величины.

Uses Printer; Type aim=file of real; Var a, a1, a2, b, b1, b2, c, d1, d2, g, g1, g2, f, h, i, i1, ii, l, m, n, p, q, r, r1, r2, s, sh, t, tt, t1, t2, w, x, y1, y2, z: real; j, k: integer; d, o: array [1..5] of real; u: text; label 13, 15, 18, 23, 25, 28, galka, here, metka, point, stop, there; Begin assign(u,'aim.dat'); rewrite(u); writeln(u,'i\d W\tau'); writeln(u,'i\s'); i:=2.5; writeln('\* 13.01.08 \* - i =>\*'); s:=2.0; t:=100.0; h:=i/50.0; a:=0.15; n:=0.08; w:=0.3;

```
d[1]:=0.498; d[2]:=0.494; d[3]:=0.49; d[4]:=0.485;
d[5]:=0.48; {- this is array with transmission quantities}
      readln(i); q:=0.3/250.0;
writeln(' h t =',h:7:4,s:7:2,t:7:1,' <-T t
r:=1.0+n/(q2+ii*s);
         il:=ii*(r*r+sqr((d2-z*ii)*n/(g2+s*m*i)))/0.68;
tt:=ii/i1;
           l:=2.0*i1-ii-2.0*r*sqrt(i1*(i1-ii)*tt/0.68);
           f:=i1*(sqr(1.0+a/(g1+1))+sqr(a*(d1-b*1)/(g1+1)-w))-
i;
          r:=1.0+n/(q2+ii*sh)
         il:=ii*(r*r+sqr((d2-z*ii)*n/(g2+sh*ii)))/0.68;
tt:=ii/i1;
        l:=2.0*i1-ii-2.0*r*sqrt(i1*(i1-ii)*tt/0.68);
       x:=i1*(sqr(1.0+a/(q1+1))+sqr(a*(d1-b*1)/(q1+1)-w))-i;
        if f*x>0.0 then goto here;
        y:=(s+sh)/2.0; r:=1.0+n/(q2+y*ii);
    25:
          i1:=ii*(r*r+sqr((d2-z*ii)*n/(g2+ii*y)))/0.68;
           l:=2.0*i1-ii-2.0*r*sqrt(i1*(i1-ii)*tt/0.68);
            f:=i1*(sqr(1.0+a/(g1+1))+sqr(a*(d1-b*1)/(g1+1)-
            if abs(x-f) \le 1.2E = 05 then goto 23;
             if f*x<0.0 then begin s:=y; goto 25 end;
              if f^*x=0.0 then goto 28;
```

```
if f^*x>0.0 then begin sh:=y; x:=f; goto 25 end;
    28:
             if f=0.0 then goto 23;
            y:=sh; f:=x;
                                                              TIELIIOBE
          t1:=i1/i; t2:=ii/i1; c:=0.0; writeln(u,'i ',y);
    23:
          writeln(j:4,y:8:2,'<-s',m:7:3,f:10:6,t1:8:3,t2:6:3,'</pre>
<-t2 * i=>', ii:7:4);
         p:=-2.0*sqrt((1.0-t2)*t2/0.68); x1:=1.0/(1.0+1/q1);
          y2:=1.0/(1.0+ii*y/g2);
           for k:=1 to 251 do
           begin t:=1.0;
         tt:=t+0.8; if tt>400.0 then goto galka
 point:
         r1:=2.0*((1.0+a*x1/g1)*a/g1+a*(d1/g1
b) *t* (d1*x1*a/q1-b*(1.0-x1)*a-w));
          r2:=2.0*(r*n*y/q2+n*(d2/q2-z)*t*n
                                              (d2*y2/g2-z*(1.0-
y2)))/0.68;
           a1:=(2.0-t2+p*r)*(1.0-x1*r1*t1)/g1;
          a2:=t2*(1.0-y2*r2*t2)/g
         b1:=x1*(t2*r2*t2*(1.0-r*2.94*(1.0-
t2*2.0)/p)/0.68+n*p/g2)/g1;
        b2:=y2*t1*r1*t1/g2;
       f:=c*c+sqr(1.0+s*a2*t2*i-(1.0+a1*t1*i)/t)/4.0-
v*b1*b2*m*i*i/t;
        r1:=2.0*((1.0+a*x1/g1)*a/g1+a*(d1/g1-
b) *tt* (d1*x1*a/g1-b* (1.0-x1)*a-w));
        r2:=2.0*(r*n*y/g2+n*(d2/g2-z)*tt*n*(d2*y2/g2-z*(1.0-
v2)))/0.68;
          a1:=(2.0-t2+p*r)*(1.0-x1*r1*t1)/g1;
           a2:=t2*(1.0-y2*r2*t2)/g2;
           b1:=x1*(t2*r2*t2*(1.0-r*2.94*(1.0-
:2*2.0)/p)/0.68+n*p/g2)/g1;
          b2:=y2*t1*r1*t1/g2;
        x:=c*c+sqr(1.0+s*a2*t2*i-(1.0+a1*t1*i)/tt)/4.0-
v*b1*b2*i*i*m/tt;
```

```
if f^*x>0.0 then goto there;
           15: y1:=(t+tt)/2.0; r1:=2.0*((1.0+a*x1/g1)*a/g1+a*(d1/g1-
        b) *y1* (d1*x1*a/g1-b* (1.0-x1)*a-w));
                                                                  Kynelloga
               r2:=2.0*(r*n*y/g2+n*(d2/g2-z)*y1*n*(d2*y2/g2-z*(1.0-
         y2)))/0.68;
                al:=(2.0-t2+p*r)*(1.0-x1*r1*t1)/g1; a2:=t2*(1.0-
         y2*r2*t2)/q2;
                 b1:=x1*(t2*r2*t2*(1.0-r*2.94*(1.0-
         t2*2.0)/p)/0.68+n*p/q2)/q1;
                  b2:=y2*t1*r1*t1/g2;
                   f:=c*c+sqr(1.0+s*a2*t2*i-(1.0+a1*t1*i)/y1)/4.0
         y*b1*b2*m*i*i/y1;
                    if abs(x-f) \le 1.0E - 05 then goto 13;
                     if f*x<0.0 then begin t:=y1; goto 15 end;
                      if f*x=0.0 then goto 18;
                       if f*x>0.0 then begin tt:=y1; x:=f; goto 15 end;
                        if f=0.0 then goto 13;
             18:
                         y1:=tt; f:=x;
             13:
                          f:=y1; goto stop;
                           t:=tt; goto point;
          there:
                            writeln(u,c,f); c:=c+q end;
           stop:
                             goto galka;
                              s:=sh; goto metka;
3herriportubil ar
           here:
                               end; close(u)
```

Программный код, реализующий алгоритм построения расчетного аналога бистабильной нелинейной зависимости пропускания системы из нескольких (до 11-ти) слоев с резонансной и квазирезонансной поляризуемостью.

Используемые обозначения переменных и коэффициентов: *a* – параметр ненасыщенного поглощения, b – значение фактора Хенри, d – нормированная величина отстройки частоты генерации от центра линии поглощения в поверхностном слое, s – соотношение сечений резонансных переходов, величины заданы массивами.

В результате расчета формируется массив dih.dat. Применение программы MathCad позволяет графически сформировать зависимость пропускания от нормированной интенсивности для различных величин ненасыщенного поглощения, фактора автомодуляционного смещения частоты, отстройки частоты сигнала от центров линий поглощения и сечений резонансного перехода.

```
Uses Printer;
   Type dih=file of real;
                               real; a, b, d, s: array [1..3]
  Var c, f, g, h, i, n,
of real;
   j, k: integer; u: text; label metka;
    Begin assign(u, 'dih.dat');
     rewrite(u); writeln(u,'i\I\Io'); h:=0.1;
      writeln(u,'i\k1\k2\k3'); a[1]:=15.0; a[2]:=-20.7;
a[3]:=17.5;
     b[1]:=0.1; b[2]:=-0.2; b[3]:=0.05;
    d[1]:=-1.0; d[2]:=0.0; d[3]:=1.0;
   s[1]:=2.5; s[2]:=2.5; s[3]:=4.0; i:=0.0;
teln(b[1]:5:2,b[2]:5:2,b[3]:5:2,a[1]:5:1,a[2]:5:1,a[3]:5:1,d[1
]:7:3,d[2]:6:3,d[3]:4:1);
   writeln(u,'i ',a[1],a[2],a[3]); for k:=1 to 102 do
    begin r:=i;
```

```
for j:=1 to 3 do
Steernounum aprime on on one with My when the states
            begin f:=a[j]/(1.0+s[j]*r+d[j]*d[j]);
```

## содержание

Введение	3
Краткий обзор содержания монографии	8
Перечень используемых условных обозначений	17
Глава 1. Развитие представлений о нелинейном отклике плотных	5)
резонансных сред на когерентное излучение	19
1.1 Бистабильность тонкого слоя с нелинейной абсорбцией	20
1.2 Модель описания бистабильности и ее динамических следствий	
в тонких слоях	21
1.3 Временная неустойчивость и самопульсации в системе пленок	24
1.4 Бистабильность и автоколебания в лазерах с нелинейным затвором	
в резонаторе	25
Глава 2. Теоретическая модель взаимодействия света	
с тонким слоем резонансных атомов	29
2.1. Постановка задачи исследования	30
2.2. Система уравнений для описания резонансного взаимодействия	
света с тонким слоем активных центров	33
2.2.1. Соотношения для поля и квантовомеханические	
материальные уравнения	33
2.2.2. Квазистационарное приближение	37
2.2.3. Полная система квазистационарных уравнений	38
2.2.4. Оценка диапазона варьирования величины модельных	
параметров	41
2.3. Эффект расщепления отраженных импульсов	43
2.3.1. Расчетная модель	44
2.3.2. Результаты численного эксперимента	46
Основные выводы главы 2	56
Глава 3. Динамика резонансного отклика плотных резонансных сред	58
3.1. Уравнение динамики полярного угла вектора Блоха	58
Х 3.2. Расчет временных зависимостей интенсивности оптических полей.	62
3.3. Эволюция сверхизлучения в тонком слое плотной	
резонансной среды	65
3.4. Задача о динамике сверхизлучения в решении для координат	
вектора Блоха	69
Основные выводы главы 3	74

Глава 4. Бистабильность в тонком граничном слое	
с квазирезонансной поляризуемостью	76
4.1. Трансформация коротких оптических импульсов	
при отражении тонким нелинейным слоем	
4.1.1. Бистабильность равновесных состояний тонкого слоя	<b>A</b>
в когерентном режиме взаимодействия	
4.1.2. Автомодуляционные изменения отраженных и прошедших	
импульсов	82
4.2. Бистабильность характеристик слоя при некогерентном	
взаимодействии	88
4.2.1. Дисперсионная зависимость пропускания тонкого слоя	
в условиях насыщения	92
4.2.2. Расчет положения критических точек дисперсионных	
кривых	95
4.3. Трансформация спектров поглощения неоднородноуширенного	
тонкого слоя в условиях насыщения	96
Основные выводы главы 4	106
Глава 5. Светолинамические эффекты в микрорезонаторной	
структуре	108
5.1. Нелинейное отражение света тонкопленочной резонаторной	
системой	108
5.2. Линамика излучения, прошелшего двухслойную планарную	
CTDVKTVDV	120
5.2.1. Численное моделирование явления самоиндуцированной	
неустойчивости излучения	123
5.2.2. Качественный анализ расчетной модели	128
5.3. Определение спектральных параметров планарных структур	
по релаксационной динамике излучения	134
5.4. Нелинейное пропускание многослойных тонкопленочных	
структур	138
Основные выводы главы 5	142
Глава 6. Пассивные лазерные молуляторы на основе	
тонкопленочных планарных структур	145
6.1. Гистерезис мощности излучения лазера с тонкопленочным	
нелинейным модулятором	145
6.2. Гистерезис мощности излучения полупроводникового лазера	
с нелинейным тонкопленочным модулятором	151
6.2.1. Бистабильность выходной мощности полупроводникового	
лазера	151
6.2.2. Влияние диффузии носителей на выходную мощность	
и бистабильные свойства	154

6.3. Самопульсации излучения в полупроводниковых лазерах	
с нелинейным тонкопленочным затвором 159	
6.3.1. Приближенная кинетическая модель поведения лазера 167	
6.3.2. Качественный анализ равновесных состояний 172	
6.4. Кинетическая модель вертикально излучающего лазера	2
с нелинейной пленкой в системе обратной связи	
Основные выводы главы 6 185	
Перспективы исследования нелинейного отклика плотных	
активных сред188	
Список использованных источников190	
Приложения	
N2	
A Company of the second se	
at the second seco	
'O'	

ДЛЯ ЗАМЕТОК

Steernounum aprine on on one on the more when the more that a prine on one of the one of

ДЛЯ ЗАМЕТОК

Steernounum aprine on on one on the more when the more that a prine on one of the one of

## Тимощенко Елена Валерьевна МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ МАТЕРИАЛЬНОГО ОТКЛИКА ПЛОТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СЛОЕВ НА РЕЗОНАНСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ Монография Монография

Технический редактор А. Г. Роскач Компьютерная верстка С. А. Кирильчик Корректоры: Г. В. Карпенкова, И. Г. Коржова Дизайн обложки Е. В. Тимощенко

Подписано в печать 03.2023. Формат 60x84/16. Гарнитура Times New Roman Cyr. Усл.-печ. л. 13,8. Уч.-изд. л. 15,5. Тираж 50 экз. Заказ № 60.

OTEKTPOHHIDIN 201 Учреждение образования "Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова", 212022, Могилев, Космонавтов, 1 Свидетельство ГРИИРПИ № 1/131 от 03.01.2014 г.

Отпечатано в издательском отделе МГУ имени А. А. Кулешова. 212022, Могилев, Космонавтов, 1.