

Московский государственный университет
им.М.В.Ломоносова

Физический факультет

На правах рукописи

Федосеев Анатолий Иванович

Процессы генерации в движущихся лазерно-активных средах и возможности управления динамическими режимами работы лазеров

Специальность 01.04.05 – оптика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2007

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
профессор В.А.Алешкевич
доктор физико-математических наук
профессор А.С.Бирюков
доктор физико-математических наук
профессор А.Ф.Глова

Ведущая организация: Институт проблем лазерных и
информационных технологий РАН

Защита состоится 14 июня 2007 г. в 16 часов на заседании Диссертационного совета Д 501.001.67 в Московском государственном университете им. М.В.Ломоносова по адресу: 119992, г.Москва, ГСП-2, Ленинские горы, д.1, стр.2, физический факультет, ауд. им.Р.В.Хохлова

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им.М.В.Ломоносова по адресу: 119992, г.Москва, ГСП-2, Ленинские горы, д.1, стр.2, физический факультет

Автореферат разослан _____ 2007 г.

Ученый секретарь
Диссертационного совета Д 501.001.67
кандидат физико-математических наук
доцент

А.Ф.Королев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Физическая проблема взаимодействия мощного излучения с потоком активной среды в резонаторе лазера относится к числу важных проблем нелинейной оптики движущихся сред. Актуальность этой проблемы определяется потребностями дальнейшей разработки физических основ проточных газовых лазеров, которые находят широкое применение в науке и технике. Электроразрядные лазеры на молекулярных газах (CO_2 , CO), характеризующиеся высокой энергетической эффективностью, составляют в настоящее время основной арсенал “технологических лазеров”, используемых в современном промышленном производстве. Газодинамические CO_2 лазеры со сверхзвуковым потоком рабочей смеси, способные давать рекордно высокие мощности непрерывной генерации, также находят ряд важных специальных применений.

В то же время лазеры с движущейся активной средой сами по себе являются интересным объектом физических исследований. Генерация излучения здесь имеет ряд принципиальных особенностей. Одна из них состоит в том, что в механизме образования инверсии в оптическом резонаторе существенную, а иногда и главную роль играют процессы вноса и выноса возбужденных молекул. Эти процессы во многом определяют вид пространственного распределения коэффициента усиления внутри резонатора и особенности насыщения усиления.

В отличие от лазеров с неподвижной средой, воздействие на движущуюся среду стационарного поля в резонаторе в режиме непрерывной генерации всегда является нестационарным. Взаимодействие поля с движущейся активной средой носит существенно нелокальный характер, при этом движение среды создает связь между различными пространственными зонами резонатора. Такие особенности взаимодействия поля с движущейся активной средой при некоторых условиях могут приводить к неустойчивости стационарной генерации. По своим динамическим свойствам проточные лазеры принадлежат к классу распределенных пространственно-неоднородных нелинейных динамических систем с движущейся средой. Этот класс систем, остающийся до настоящего времени относительно мало изученным, характеризуется весьма сложным динамическим поведением. Исследование механизмов неустойчивости в таких лазерах и динамических режимов их работы, включая хаотическую генерацию, представляет несомненный интерес для общей теории нелинейных динамических систем.

Естественно, что эффекты движения среды становятся значительными только в лазерах с достаточно быстрым потоком, когда время пролета молекул через резонатор τ_f сравнимо или меньше характерных времен релаксации среды. В этих условиях кинетические процессы, протекающие с характерными временами, превосходящими τ_f , могут считаться «замороженными». Это обстоятельство позволяет получать стационарную генерацию в быстрораспадающихся активных средах, например в переохлажденном ниже равновесной температуры конденсации углекислом газе. Исследование свойств генерации в таких средах может дать важную информацию о кинетических процессах в колебательно-возбужденных газах в области низких температур. С другой стороны, реализация в движущейся активной среде короткоживущих сильно неравновесных состояний создает принципиальную возможность достижения инверсии на новых лазерных переходах. В газодинамическом CO_2 лазере таким путем удастся получить генерацию в длинноволновой области ИК спектра, которая представляет интерес для целого ряда практических применений, например в фотохимии, включая разделение изотопов, для зондирования атмосферы, исследований полупроводниковых материалов.

Эффективность применения мощных быстропроточных лазеров (БПЛ) в области новых технологий нередко ограничивается недостаточной пространственной и временной стабильностью их излучения, обусловленной флуктуациями показателя преломления в турбулентном потоке, колебаниями плазмы газового разряда и другими факторами. Наряду с этим существует и другая причина нестабильности, связанная с динамической неустойчивостью стационарной генерации в движущихся средах и возбуждением автоколебаний. Вместе с тем, для многих технологических операций оптимальными являются импульсно-периодические режимы генерации различных видов, причем в ряде случаев желательно иметь возможность изменять режим генерации лазера в процессе выполнения одной операции. Применение с этой целью импульсно-периодических источников питания для возбуждения активной среды, как и использование оптических модуляторов, в лазерах большой мощности встречает серьезные трудности. По этой причине наряду с задачей стабилизации стационарной генерации, исследования физических механизмов развития динамической неустойчивости представляет интерес для разработки на их основе новых способов получения автомодулированной генерации и управления временными характеристиками излучения БПЛ.

Целями диссертационной работы являлись:

1. Выяснение на основе теоретических расчетов и экспериментальных исследований с CO_2 лазером физических особенностей генерации в движущихся лазерно-активных средах, включая процессы энергосъема и взаимодействия с резонансным излучением.

2. Выяснение физических механизмов и типов автоколебательной неустойчивости, возникающей в движущихся средах, а также характеристик автомодулированной генерации.

3. Разработка на основе проведенных исследований физических основ методов управления динамическими режимами генерации проточных лазеров.

Для достижения этих целей были поставлены следующие **задачи**:

1. Создать экспериментальный образец газодинамического CO_2 лазера с большой длиной усиления, который позволял бы исследовать спектральные и энергетические характеристики лазерных сред в широком диапазоне изменения их параметров, включая переходы с малыми коэффициентами усиления.

2. Разработать экспериментальные методы комплексной диагностики сверхзвукового потока активной среды CO_2 ГДЛ, которые позволили бы определить все её основные параметры (скорость, плотность, колебательную и газовую температуры, населенности уровней, коэффициенты усиления переходов и др.).

3. Разработать и экспериментально реализовать способ получения активной среды с экстремально высокой степенью колебательной неравновесности связанных мод CO_2 и глубоким охлаждением газа. Исследовать генерационные свойства лазерных переходов, а также особенности резонансного поглощения излучения в такой среде.

4. Разработать теоретические подходы к изучению автоколебательной неустойчивости в БПЛ на основе анализа свойств мод автоколебательных возмущений. Исследовать механизмы возбуждения автоколебаний в различных оптических системах БПЛ.

5. Исследовать особенности трансформации автоколебательных возмущений при переходе в нелинейную стадию и характеристики насыщенных установившихся автоколебательных режимов генерации.

Научная новизна результатов диссертационной работы заключается в том, что в ней впервые:

1. Разработан и реализован способ создания активной среды CO_2 ГДЛ с экстремально высокой степенью колебательной неравновесности, который позволяет получать генерацию на целом ряде длинноволновых переходов. Экспериментально исследованы характеристики одновременной генерации на переходах с $\lambda=10,6$ мкм и 18,4 мкм. Показано, что при поглощении резонансного излучения в системе уровней связанных мод CO_2 существует механизм нестационарного кинетического охлаждения газа, обусловленный ангармонизмом уровней.

3. Показано, что в БПЛ имеется несколько различающихся физических механизмов автоколебательной неустойчивости, которым соответствуют разные по своим свойствам моды возмущений, и дана их классификация. Установлено, что моды различных типов могут взаимодействовать между собой, в результате чего происходят изменения частот и инкрементов, а также искажения их пространственных структур.

4. Предложена простая аналитическая модель, позволяющая рассчитать частоты, инкременты, пространственную структуру мод возмущений, а также эффекты взаимодействия мод различных типов по характеристикам стационарной генерации.

5. Исследованы характеристики режимов автомодулированной хаотической генерации в БПЛ. Установлены особенности сценария развития хаоса. Показано, что при изменении управляющего параметра происходит перестройка хаотического аттрактора, сопровождающаяся изменением его размерности.

6. Разработаны физические основы методов управления динамическими режимами генерации БПЛ с использованием нелинейно-динамических явлений в движущихся средах.

По ряду разработанных способов и устройств получены патенты. Это относится к способу измерения скорости потока [5], к способу получения активной среды с высокой степенью неравновесности и соответствующему устройству [13], к способам получения импульсно-периодической генерации [23], [24], [28].

Защищаемые положения

1. Предложенный и реализованный газодинамический CO_2 лазер модульной конструкции с большой длиной усиления позволяет исследовать процессы генерации в широком диапазоне параметров рабочих смесей, в том числе на переходах с малыми коэффициентами усиления.

2. Разработанный способ создания активной среды молекул CO_2 с экстремально высокой степенью колебательной неравновесности и глубоким охлаждением газа по-

зволяет получать информацию о молекулярно-кинетических процессах, а также существенно расширяет набор лазерных переходов.

3. Результаты экспериментального исследования «комбинированного» лазера с одновременной генерацией на переходах с $\lambda=10,6$ и $18,4$ мкм молекулы CO_2 . Механизм кинетического охлаждения молекулярного газа при поглощении резонансного излучения, обусловленный ангармонизмом колебательных уровней.

4. В БПЛ с неустойчивым резонатором существуют различные физические механизмы автоколебательной неустойчивости, которые приводят к возбуждению разных по своим характеристикам типов автоколебаний. Моды автоколебательных возмущений могут взаимодействовать между собой, что существенно изменяет их свойства. Подобные моды возмущений существуют и в системе генератор - многопроходный усилитель.

5. Раскачка автоколебаний в области неустойчивости приводит к формированию различных установившихся автомодуляционных регулярных или хаотических режимов генерации. Сценарий развития хаоса характеризуется перестройкой аттрактора, сопровождающейся изменением его размерности.

6. Результаты исследований механизмов неустойчивости и нелинейно-динамических явлений создают физические основы методов управления динамическими режимами генерации лазеров с движущейся средой.

Практическая ценность результатов работы

1. Полный комплекс экспериментальных методов диагностики потоков молекулярных активных сред может найти применение в разработках технологических лазеров, в том числе для оптимизации параметров резонаторов.

2. Лазерный источник на длинноволновых переходах в диапазоне $16 - 21$ мкм с перестройкой по отдельным колебательно-вращательным линиям может быть использован для диагностики сред, содержащих молекулы CO_2 , а также в разнообразных приложениях молекулярной спектроскопии, физики полупроводников и лазерной фотохимии, включая разделение изотопов.

3. Результаты исследований физических механизмов автоколебательной неустойчивости в быстропроточных лазерах могут использоваться для стабилизации стационарной генерации в действующих лазерах и должны учитываться при разработке новых типов БПЛ.

4. Разработанные методы управления временными характеристиками излучения мощных БПЛ с различными типами резонаторных системам позволяют эффек-

тивно переключать режимы генерации, благодаря чему расширяются возможности практических применений таких лазеров.

Апробация работы. Основные результаты исследований, представленных в диссертации, были доложены и обсуждены на следующих научных конференциях и школах-семинарах: VIII Международный коллоквиум по газодинамике взрывов (Нью-Йорк., 1981); XI Всесоюзная конференции по когерентной и нелинейной оптике (Ереван -1982); I-IV Всесоюзные конференции «Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах» (Москва, МГУ – 1982, 1984, 1986, 1988); VIII и IX Международные конференции «Инфракрасные и миллиметровые волны» (Марсель, 1983, Такарацука 1984); II Всесоюзная конференция "Теоретическая и прикладная оптика" (Ленинград, 1986); V Международная конференция по технологическим лазерам и их применениям (Шатура, 1995); XII, и XV Международные симпозиумы «Проточные, химические и мощные лазеры» (Санкт-Петербург 1998; Прага, 2004); V Международная школа “ХАОС-98” (Саратов, 1998); Международная конференция «Фундаментальные проблемы физики» (Саратов, 2000); Международный конгресс “Оптика - XXI век”, Санкт-Петербург, 2000); VII международная конференция «Лазерные и лазерно-информационные технологии-2001» (Суздаль, 2001); Международная конференция по лазерам, их применениям и технологиям-2002: усовершенствованные лазеры и лазерные системы (Москва, 2002), Международная конференция по лазерам, их применениям и технологиям-2005: мощные лазеры и их применения (Санкт-Петербург, 2005).

Публикации. По результатам диссертационной работы опубликовано 62 печатная работа, в том числе 27 статей в реферируемых журналах (Письма в ЖТФ, Квантовая электроника, Оптика и спектроскопия, Журнал прикладной спектроскопии, Вестник Московского университета и др.), 5 авторских свидетельств и патентов опубликованы в Бюллетенях изобретений и 30 работ опубликовано в сборниках трудов научных конференций и препринтах. Более подробное изложение прикладных аспектов исследований содержится в 12 отчетах по договорным научно-исследовательским работам, выполнявшимся при непосредственном участии автора. Основные результаты диссертации опубликованы в работах, список которых приведен в конце автореферата.

Личный вклад автора. Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор осуществлял выбор объектов исследований, разработку методов измерений, постановку и проведение экспериментов, построение расчетных моделей, анализ результатов.

Структура и состав диссертации. Диссертация состоит из введения и четырех глав. В заключении сформулированы основные выводы работы. Каждая глава снабжена кратким предисловием, в котором характеризуется направление проводимых исследований и приводится содержание отдельных разделов главы. Первый раздел каждой главы содержит краткий литературный обзор состояния вопроса на момент исследований, в последнем разделе сформулированы основные научные результаты главы. В конце диссертации приведены списки литературы: список цитируемой литературы (239 ссылок), работы автора по теме диссертации (62 ссылки), перечень отчетов по договорным научно-исследовательским работам (12 наименований). Общий объем диссертации составляет 263 страницы, диссертация содержит 159 рисунков и 8 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обсуждается актуальность темы исследований, сформулированы цели, задачи, научная новизна, практическая ценность работы и защищаемые положения, приведена краткая аннотация содержания глав.

Первая глава посвящена экспериментальному изучению влияния движения активной среды на характеристики проточного лазера, включая особенности съема энергии в резонаторе. В качестве объекта исследования взят газодинамический лазер на смеси CO_2-N_2 , в котором, благодаря малому времени пролета среды через резонатор ($\tau_f \sim 10^{-4}$ с), эффекты движения среды проявляются наиболее сильно. В литературном обзоре рассматриваются типовые системы ГДЛ, включая варианты с подмешиванием CO_2 в поток колебательно-возбужденного азота. Анализируются основные теоретические подходы к расчету характеристик ГДЛ и их оптимизации. Отмечается в частности, что многофакторная совместная оптимизация параметров активной среды и резонатора, проводившаяся на основе численных расчетов для конкретных ГДЛ, не позволяет установить общие закономерности энергосъема в резонаторе и выявить влияние его отдельных параметров.

Приводится описание созданного экспериментального образца CO_2 ГДЛ с импульсным электродуговым нагревом газа, предназначенного для диагностических исследований и моделирующего процессы в мощных ГДЛ. Использована оригинальная модульная конструкция камеры нагрева и сопловых блоков, состоящая из набора секций, последовательно расположенных вдоль оптического канала. Увеличение числа

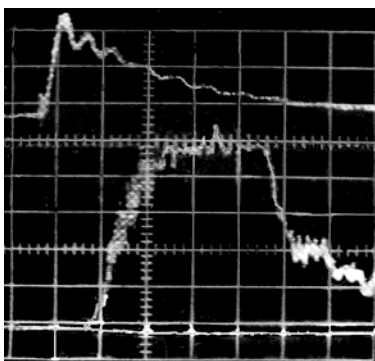


Рис.1 Давление газа в фор-камере (вверху, 4,5 атм/дел.) и мощность генерации (внизу, 140 Вт/дел). Горизонтальный масштаб 2,5 мс/дел.

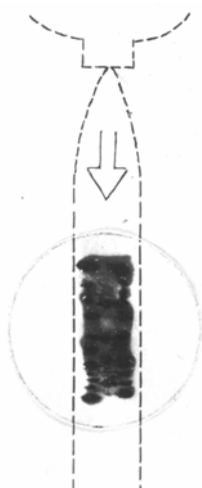


Рис.2. Сечение пучка выходного излучения.

секций позволяет получать, в принципе, любую длину усиления, что дает возможность исследовать характеристики переходов с малыми коэффициентами усиления. В экспериментах использовались, как правило, 4 секции с общей длиной усиления 40 см. Установка работала как в обычном варианте, так и в схеме с подмешиванием CO_2 и обеспечивала широкий диапазон возможных изменений параметров активной среды и резонатора. Длительность квазистационарной генерации составляла ~ 10 мс (см. осциллограмму на рис.1). С устойчивым резонатором лазер работал в многомодовом режиме генерации с максималь-

ным значением выходной мощности ~ 1 кВт. На рис.2 показан отпечаток пучка излучения непосредственно за выходным полупрозрачным зеркалом.

С использованием данной установки решались задачи разработки достаточно полного комплекса методов экспериментальной диагностики потока активной среды. Измерения скорости сверхзвукового потока проводилось с помощью разработанного оригинального метода «оптической метки». Метод основан на насыщении среды коротким импульсом генерации в режиме модуляции добротности резонатора и регистрации изменений усиления на некотором расстоянии ниже по потоку. Для определения плотности и колебательной температуры возбужденных молекул азота использо-

ван метод комбинационного рассеяния (КР), который потребовал значительных разработок с целью приспособления к задачам диагностики разреженного сверхзвукового потока активной среды. Для эффективного возбуждения КР при невысокой плотности газа применялась многоходовая фокусирующая кювета, позволявшая свести в объеме измерений (~ 1 см³) до 50 проходов луча. Для бесшумовой регистрации компонент КР использовались стробируемые ФЭУ и наборы узкополосных интерференционных светофильтров, включающих антибликовые элементы. Точность измерений колебательной температуры составила ~ 50 К. Наряду с известным методом калиброванных потерь для исследования характеристик насыщения усиления в работе использован также метод, основанный на измерении «остаточного» коэффициента усиления на выходе потока из резонатора. Найдено, что в режиме стационарной генерации значения по-

следнего оказываются существенно ниже величины потерь резонатора, что говорит о более полном съеме энергии с потока по сравнению с неподвижной средой при той же добротности резонатора.

В качестве примера в табл.1 представлены измеренные параметры активной среды в резонаторе для типовых режимов работы двух вариантов лазера – обычного (I) и с селективным

Табл.1

Параметры активной среды	ГДЛ (I)	ГДЛ(II)
Оптимальная смесь $CO_2:N_2:He$	1:2,5:2	1:4:1
Скорость потока газа (см/с)	$1,65 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$
Статическое давление (атм.)	0,03	0,045
Температура газа (К)	330	360
Плотность N_2 в смеси (см ⁻³)	$3 \cdot 10^{17}$	$6 \cdot 10^{17}$
Колеб. температура, (К)	950	1100
Коэффициент усиления, (см ⁻¹)	$0,7 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$
Запас. колеб. мощн. $P_{кол}$ (кВт)	1,45	3,9
Отношение $P_{пред}/P_{кол}$	0,7	0,8

нагревом азота и последующим подмешиванием CO_2 вблизи критического сечения сопла (II). Приведенные в таблице значения параметров относятся к моменту максимума

мощности генерации ($P_{пред}$ - предельная мощность генерации, достигаемая при полном насыщении инверсии полем излучения). Представленные данные показывают преимущества метода селективного термического возбуждения.

Анализ экспериментальных результатов проводился в рамках простой аналитической модели, в которой активная среда на входе в резонатор характеризуется минимальным числом параметров. Полученные расчетные соотношения позволили использовать измеренные величины параметров насыщения для диагностики потока активной среды. Результаты такой диагностики дают значения параметров потока, хорошо согласующиеся с измеренными прямыми методами.

Приводятся результаты расчетов оптимальных значений пропускания зеркал и протяженности апертуры резонатора вдоль потока, а также достигаемых величин энергосъема для заданных параметров потока на входе в резонатор при разных величинах диссипативных потерь резонатора. В качестве примера на рис.3 показана зависимость величины $\Psi = P_{вых} / P_{пред}$ от нормированной величины пропускания выходного зеркала

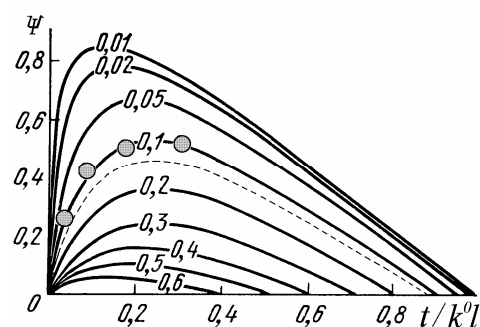


Рис.3. Зависимость коэффициента полезного съема Ψ от величины пропускания выходного зеркала для различных диссипативных потерь a/k^0l . Точки – данные эксперимента, пунктирная линия – расчет для неподвижной среды для $a/k^0l=0,1$.

t/k^0l для оптимальной протяженности зеркал вдоль потока $H=H_{opt}$ (k^0 - коэффициенту усиления на входе потока в резонатор, l - длина активной среды). Каждая из приведенных кривых соответствует определенной величине диссипативных потерь a/k^0l (цифры у кривых). Из графиков, в частности, видно, что абсолютное уменьшение пропускания по сравнению с оптимальным значением более сильно влияет на величину выходной мощности, чем такое же увеличение пропускания. Методика оптимизации резонатора по результатам экспериментальной диагностики активной среды с использованием расчетных соотношений была многократно апробирована на нашей экспериментальной установке и показала свою эффективность.

Вторая глава посвящена разработке и экспериментальному исследованию длинноволнового CO_2 лазера, генерирующего на колебательных переходах в системе уровней связанных мод. Данный тип лазера, расширяющий диапазон работы CO_2 лазеров в область ИК спектра с $\lambda > 10$ мкм, представляет собой уникальный объект физических исследований, в котором реализуется экстремально высокая степень колебательной неравновесности в области температур, меньших равновесной температуры конденсации CO_2 . По сравнению с традиционными CO_2-N_2 лазерами с $\lambda=10,6$ мкм теоретический анализ механизма образования инверсии на уровнях связанных мод является значительно более сложным и, как правило, требует проведения подробных численных расчетов. Моделирование динамики формирования квазистационарного распределения, выполненное с учетом поуровневой кинетики шести нижних мультиплетов связанных мод, показало высокую скорость этого процесса - характерный пилообразный вид распределение приобретает уже после нескольких десятков газокинетических столкновений. Для оценки эффективности длинноволнового лазера нами выполнялись также расчеты мощности генерации на одном из переходов (03^10-10^00). Расчеты показали, что по своим удельным характеристикам такой лазер близок к традиционному с длиной волны $\lambda=10,6$ мкм и в его активной среде достигается почти такой же удельный энергозапас, но при значительно более низких температурах торможения. В то же время из-за невысокой плотности газа в оптическом канале абсолютные значения мощности могут оказаться более низкими. Достоверную информацию о характеристиках длинноволнового CO_2 лазера дают экспериментальные исследования.

Экспериментальное получение активной среды с указанными характеристиками в газодинамическом лазере представляет весьма сложную проблему, относящуюся

к смежным областям газодинамики, молекулярной кинетики, физике лазеров и оптической спектроскопии. Для достижения глубокого охлаждения газа в сопловых блоках ГДЛ использованы профилированные короткие сопла с высокой степенью раскрытия (~ 100) и полууглом раскрытия, близким к критическому ($\theta \approx 40^\circ$). Простые оценки, подтвержденные нашими расчетами, показали, что инверсия на переходах связанных мод очень чувствительна к наличию в потоке скачков уплотнений. В связи с этим особое внимание уделялось тщательной отработке всех элементов газодинамического тракта. Проводилась прецизионная юстировка деталей сопловых блоков с применением оптических методов контроля. Для устранения вредного влияния примесей, в первую очередь, паров воды, ускоряющих V - T релаксацию связанных мод, производилась тщательная очистка и осушка рабочих газов. Эксперименты проводились на смесях CO_2 с инертными газами, что позволило дополнительно снизить температуру газа за счет увеличения показателя адиабаты.

Для регистрации длинноволновых переходов был разработан быстродействующий дифракционный ИК спектрометр, включающий неселективный приемник излучения с линейной характеристикой в широкой полосе радиочастот, устройство градуировки по длинам волн, схему синхронизации с экспериментальной установкой. Спектрометр позволял проводить быстрое (~ 1 мс) сканирование широких участков ИК спектра с разрешением отдельных колебательно-вращательных линий. Экспериментально регистрировалась генерация на 8 колебательных переходах в диапазоне длин волн 16,4-21,2 мкм с лазерных уровней связанных мод до мультиплета с $v=6$ включительно.

Спектры генерации в высокодобротном неселективном резонаторе в различных рабочих смесях показаны на рис.4. Максимальная выходная мощность ~ 10 Вт достигается на Q-ветви перехода $03^1 0-10^0 0$ с $\lambda = 18,4$ мкм в смеси $CO_2:Ne=1:1$. Для ряда переходов ($03^1 0-10^0 0$, $04^2 0-11^1 0$, $05^1 0-12^0 0$) в условиях эксперимента реализуется полная колебательная ин-

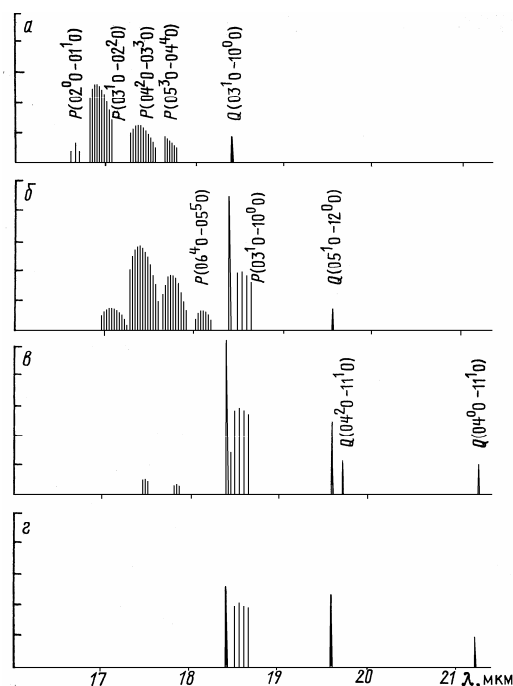


Рис. 4. Спектры генерации в различных смесях (неселективный резонатор): а) $CO_2:Ne=1:9$, б) $CO_2:Ne=1:2$, в) $CO_2:Ne=2:1$, г) в чистом CO_2 .

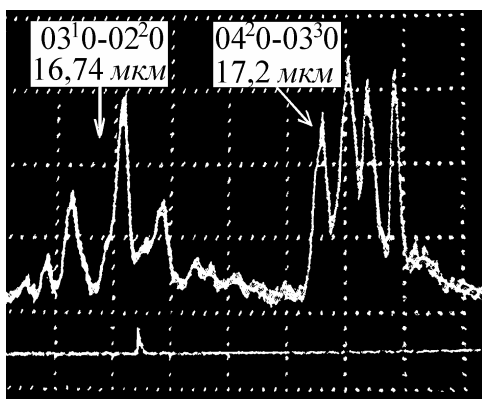


Рис.5. Спектр генерации в неселективном резонаторе в диапазоне 16,7 - 17,4 мкм. Развертка 100 мкс/дел. Масштаб по длинам волн 0,1 мкм/дел. Смесь $\text{CO}_2\text{-Ne}=1:3$. Внизу градуировочная метка спектрометра 17,2 мкм

ний, что объясняется наличием сильного конкурирующего перехода $03^1 0-10^0 0$ с $\lambda=18,4$ мкм, имеющего общий верхний уровень с рассматриваемым переходом. В данных условиях на переходе $\lambda=18,4$ мкм возбуждаются линии Q -ветви, для которых возможны только четные значения вращательного квантового числа J . Поэтому линии перехода ($03^1 0-02^2 0$) с четными значениями J верхнего состояния оказываются заметно ослабленными.

Использование селективного резонатора, в котором одно из зеркал заменено

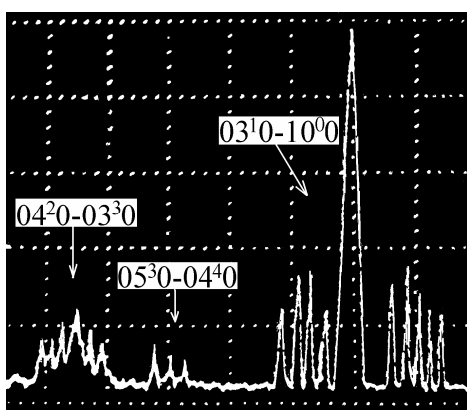


Рис. 6. Осциллограмма спектра генерации в селективном резонаторе в диапазоне 16,6 - 18,6 мкм. Развертка 200 мкс/дел. Масштаб по длинам волн 0,2 мкм/дел. Смесь $\text{CO}_2:\text{Ne}=1:5$.

версия. При превышении порога генерации на этих переходах последняя идет на линиях Q ветви, поскольку вероятности оптических переходов для них выше, чем для P и R ветвей.

На осциллограмме (рис. 5) представлена вращательная структура P ветвей переходов $03^1 0-02^2 0$ (16,74 мкм) и $04^2 0-03^3 0$ (17,2 мкм) в неселективном резонаторе. Наличие в генерации нескольких вращательных линий указывает на то, что вращательный обмен является неполным. Интересной особенностью перехода $03^1 0-02^2 0$ является разреженный спектр вращательных ли-

дифракционной решеткой, позволило получить генерацию, перестраиваемую по колебательно-вращательным линиям различных колебательных переходов. Благодаря устранению конкуренции переходов в селективном резонаторе спектр генерации обогащается новыми линиями. В частности, для наиболее сильного колебательного перехода $03^1 0-10^0 0$, наряду с линиями P и Q ветвей появляются линии R ветви (см. рис.6). Благодаря процессам колебательного обмена интенсивности Q - ветвей переходов с неразрешенной вращательной структурой в селективном резонаторе оказываются более высокими.

Населенности лазерных уровней определялись путем измерения коэффициентов усиления колебательно-вращательных линий при различной величине потерь резонатора. Для определения газовой температуры использованы экспериментальные распределения усиления по линиям P и R ветвей перехода $03^1_0-10^0_0$ с полной колебательной инверсией. Колебательные населенности рассчитывались по распределению коэффициентов усиления в P - ветвях переходов с частичной инверсией. Измерялись также интегральные интенсивности генерации на переходах $03^1_0-10^0_0$ и $04^2_0-03^3_0$ в режиме модулированной добротности, когда длительность импульса генерации τ (в экспериментах $\tau \sim 2$ мкс) меньше времени колебательного обмена τ_{VV} (в наших условиях $\tau_{VV} \geq 10^{-5}$ с) и в то же время заметно превосходит время вращательной релаксации τ_{RT} и время нарастания поля в усиливающей среде $\tau_g = (c\alpha_0)^{-1}$. В таком режиме

усиление успевает отслеживать изменение потерь резонатора, а остаточная величина усиления близка к минимальному значению потерь при съюстированных зеркалах резонатора. В этих условиях мгновенная интенсивность внутреннего поля $I(t)$ несет информацию о насыщении инверсии. Оба применявшихся в работе метода позволили с точностью $\sim 15-20\%$ измерить колебательные населенности ряда уровней и дали согласующиеся результаты. Пример колебательного распределения для типового режима работы в смеси $CO_2:Ar=1:2$ показан на рис. 7. Наблюдаемое в экспериментах распределение колебательных населенностей близко к распределению Тринора:

$$N_{v_1 v_2 v_3} g_1 \exp[-v_2 / T_2 + (v_2 - E_{v_1 v_2 v_3}) / T]$$

вплоть до мультиплета с $v=5$ включительно (здесь v - номер мультиплета, $E_{v_1 v_2 v_3}$ - энергия уровня $v_1 v_2 v_3$, g_1 -кратность вырождения). Результаты комплексной диагностики потока активной среды показали, что в разработанном типе лазера на связанных модах CO_2 достигается экстремально высокая степень колебательной неравновесности с отношением колебательной и газовой температур $T_2 / T \sim 10$.

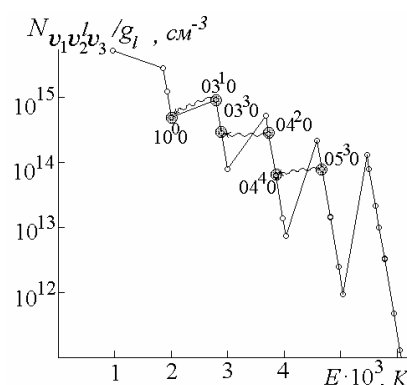


Рис.7. Населенности колебательных уровней. Сплошные линии – триноровское распределение для $T_2=650$ К, $T=80$ К. Точки большого диаметра – экспериментальные данные. Волнистыми линиями показаны лазерные переходы.

Рассмотрены также некоторые особенности взаимодействия среды с резонансным излучением на внутримодовых и межмодовых переходах. Расчеты, выполненные для перехода с $\lambda=18,4$ мкм, показали, что благодаря большой скорости колебательно-го обмена уровней связанных мод, поглощение резонансного излучения на внутримодовом переходе (оптическая накачка) приводит к эффективному заселению всей системы уровней связанных мод. При достаточно высокой мощности импульсного излучения может быть достигнут «разогрев» моды до колебательной температуры $T_2 \sim 10^3$ К. Показано, что процесс поглощения излучения на данном переходе приводит не только к росту колебательной температуры, но также сопровождается значительным нестационарным охлаждением газа. Механизм охлаждения связан с большим ангармонизмом колебательных уровней связанных мод и ранее не изучался. Величина поглощаемого оптического кванта заметно меньше средней величины колебательного кванта связанных мод ($\vartheta_2 \sim 960$ К). В этих условиях в процессе перераспределения квантов по другим уровням связанных мод благодаря нерезонансному колебательному обмену и быстрой V - T релаксации внутри мультиплетов происходит охлаждение газа,

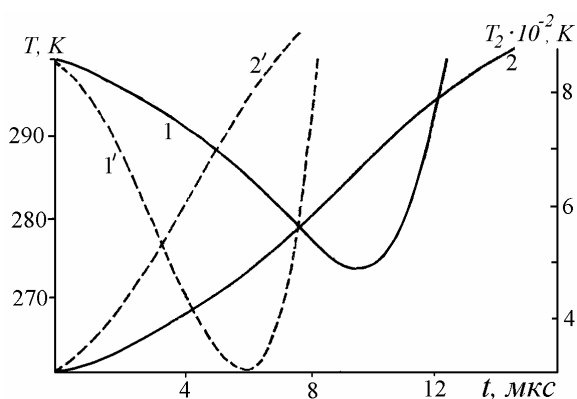


Рис.8. Изменение температуры газа T (1 и 1') и колебательной температуры T_2 связанных мод (2 и 2') при оптической накачке на переходе $03^1_0-10^0_0$. Начальное давление газа 1 атм, интенсивность поля на входе в среду 3 МВт/см², расстояние от границы среды $x=2$ м. Штриховые кривые соответствуют бесконечно-быстрому вращательному обмену.

поскольку недостающая энергия черпается из поступательных степеней свободы. Охлаждение газа имеет место на временах $\tau_{VV} < t < \tau_{VT}$, после чего сменяется нагреванием. Расчеты показали, что глубина охлаждения углекислого газа может достигать нескольких десятков градусов за время $\sim 10^{-5}$ с (рис.8). Указанный механизм кинетического охлаждения отличается от описанного в литературе, который имеет место при поглощении молекулами CO_2 излучения на межмодовом переходе $10^0_0-00^0_1$ ($\lambda=10,6$ мкм) и обусловлен разницей характерных времен колебательно-поступательной релаксации τ_{VT} связанных мод и антисимметричной моды.

поскольку недостающая энергия черпается из поступательных степеней свободы. Охлаждение газа имеет место на временах $\tau_{VV} < t < \tau_{VT}$, после чего сменяется нагреванием. Расчеты показали, что глубина охлаждения углекислого газа может достигать нескольких десятков градусов за время $\sim 10^{-5}$ с (рис.8). Указанный механизм кинетического охлаждения отличается от описанного в литературе, который имеет место при поглощении молекулами CO_2 излучения на межмодовом переходе $10^0_0-00^0_1$ ($\lambda=10,6$ мкм) и обусловлен разницей характерных времен колебательно-

Экспериментально продемонстрирована возможность накачки системы уровней связанных мод CO_2 генерацией на межмодовом переходе 00^01-10^00 с длиной волны $\lambda=10,6$ мкм в той же активной среде (см. рис.9). Генерация на данном переходе обеспечивала в условиях эксперимента накачку системы уровней связанных мод за счет энергии антисимметричной моды. Это позволило реализовать одновременную квазистационарную генерацию на двух длинах волн – 10,6 и 18,4 мкм. Осциллограмма, представленная на рис.10, показывает, что генерация на $\lambda=10,6$ мкм идет в начале рабочего

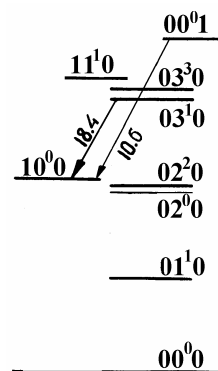


Рис.9. Схема переходов

цикла, т.е. в области достаточно высоких температур и давлений газа в камере нагрева. Мощность генерации на $\lambda=18,4$ мкм имеет два максимума. Первый из них близко совпадает по времени с максимумом генерации на $\lambda=10,6$ мкм и наблюдается только в присутствии последней. Это позволяет приписать его возникновение действию дополнительной накачки уровней связанных мод излучением с $\lambda=10,6$ мкм. Второй максимум не связан с наличием генерации на $\lambda=10,6$ мкм и соответствует оптимальным условиям образования инверсии на переходе 03^10-10^00 (более низкие, чем для 10,6 мкм, температура и давление газа). Детальные исследования указанных временных зави-

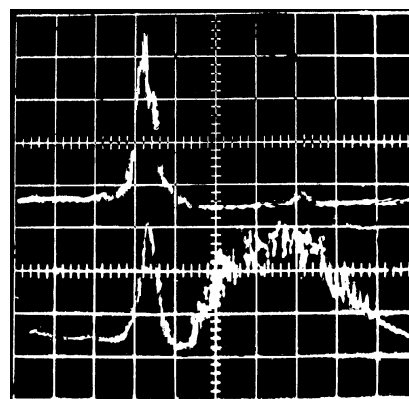


Рис. 10. Генерация на длинах волн $\lambda=10,6$ мкм (верхний луч) и 18,4 мкм. Горизонтальный масштаб — 2,5 мс/дел

симостей позволили оценить эффективное время колебательного обмена в условиях эксперимента $\tau_{VV} \sim 10^{-4}$ с. Результаты этих опытов показывают, что существует принципиальная возможность создания «комбинированных» CO_2 ГДЛ, работающих на переходах 10,6 и 18,4 мкм (а возможно, и на других переходах между уровнями связанных мод CO_2). При этом, поскольку генерация с $\lambda=18,4$ мкм использует энергию, передаваемую блоку уровней связанных мод в процессе генерации с $\lambda=10,6$ мкм, предельная квантовая эффективность такой системы достигает $\eta_{кв} \approx 0,8$.

В целом результаты исследований длинноволновой генерации в CO_2 показывают, что такой тип лазера может быть положен в основу разработки источников мощного перестраиваемого излучения длинноволнового диапазона.

Третья глава посвящена изучению физических механизмов автоколебательной неустойчивости генерации в резонаторных системах быстропотоčných лазеров. Ис-

следуются также характеристики установившихся автоколебательных режимов генерации, возникающих в результате трансформации возмущений при их переходе в стадию нелинейного насыщения.

Автоколебательная неустойчивость может возникать благодаря обратной связи, осуществляемой потоком активной среды между отдельными частями резонаторной системы. Ранее было показано, что в БПЛ с неустойчивым резонатором (НР) к развитию автоколебаний приводит неоднородность поля в резонаторе, в то время как наличие накачки внутри резонатора и процессы обмена энергией в активной среде способствуют стабилизации стационарной генерации. В литературе имеются экспериментальные данные, указывающие на возможность возникновения автоколебаний в БПЛ.

В предшествующих работах исследовался только один вид автоколебаний – «пролетные» колебания, частота которых определяется временем пролета среды через резонатор τ_f и равна или кратна пролетной частоте $\Omega_f = 2\pi / \tau_f$. Расчеты проводились, как правило, в приближении квазистационарной генерации в резонаторе, при этом из рассмотрения выпадал целый класс «релаксационных» колебаний. Эти автоколебания были обнаружены нами при использовании более общей нестационарной модели НР. Для типовых параметров БПЛ частота релаксационных колебаний намного превышает Ω_f . Как показано ниже, возможен еще один вид автоколебаний, частота которых определяется временем пролета среды через зону неоднородности внутри резонатора («внутренние пролетные» колебания). Таким образом, физическая картина автоколебательной неустойчивости является достаточно сложной. Задачей исследований, изложенных в данной главе, являлось детальное изучение механизмов автоколебательной неустойчивости в БПЛ с учетом возможного взаимодействия автоколебаний различных видов.

Большинство расчетов выполнено для БПЛ с НР в простейшей модели однокомпонентной среды. Рассмотрены особенности автоколебательных возмущений в двухкомпонентной среде с колебательным обменом, а также в резонаторной системе типа генератор-усилитель. В качестве основного подхода к изучению механизмов автоколебательной неустойчивости используется исследование свойств мод возмущений в рамках линейной теории устойчивости. При этом, наряду с частотами и инкрементами мод, исследуется их пространственная структура, которая тесным образом связана с механизмами неустойчивости. Большинство представленных в главе результатов получено путем численного моделирования автоколебательных возмущений. Вместе с

тем для понимания физических механизмов неустойчивости полезными являются соотношения предложенной аналитической модели, которые связывают свойства мод возмущений с характеристиками стационарной генерации.

Использована одномерная модель НР с цилиндрическими зеркалами, целиком заполненного активной средой. Принималось, что все величины зависят только от координаты x вдоль потока (рис.11), а потери на увеличение $\theta = \ln M / 2L$ равномерно распределены по длине резонатора L (M -коэффициент увеличения на двойной проход). Исходная система уравнений для коэффициента усиления среды $G(x, t)$ и интенсивности поля в резонаторе $W(x, t)$ в нормированных величинах имела вид:

$$\frac{\partial G}{\partial t} - \frac{\partial G}{\partial x} = -(W + \tau_r^{-1})G + q, \quad (1)$$

$$\tau_c \frac{\partial W}{\partial t} + x \frac{\partial W}{\partial x} = (G - I)W. \quad (2)$$

Здесь $G = \alpha / \theta$ (α -коэффициент усиления среды), $W = \sigma I \tau_f$ (I - интенсивность поля, σ -оптическое сечение перехода, $\tau_f = h / v$ время пролета среды до оптической оси резонатора

h - апертура резонатора, v - скорость потока), τ_r - нормированное на τ_f время релаксации инверсии среды, $q = \sigma S \tau_f / \theta$ - нормированная накачка (S - скорость накачки), $\tau_c = 2L / (c \tau_f \ln M)$ - нормированное время затухания поля в НР. Стационарные решения системы (1)-(2) дают распределения $G_s(x)$ и $W_s(x)$ в непрерывном режиме генерации.

В соответствие со стандартной процедурой исследования устойчивости из (1)-(2) находились линеаризованные уравнения для малых относительных возмущений стационарных решений $\tilde{g} = \delta g(x, t) / G_s(x)$, $\tilde{w} = \delta w(x, t) / W_s(x)$. Подстановкой в эти уравнения $\tilde{g}(x, t) = \bar{g}(x) \exp(\bar{\Gamma} t)$ и $\tilde{w}(x, t) = \bar{w} \exp(\bar{\Gamma} t)$, были получены уравнения для комплексных амплитуд $\bar{g}(x)$ и $\bar{w}(x)$ мод возмущений с комплексным инкрементом $\bar{\Gamma}$ (чертой сверху здесь и далее обозначаются комплексные величины):

$$\frac{d\bar{g}}{dx} = (\bar{\Gamma} + q / G_s) \bar{g} + W_s \bar{w}, \quad (3)$$

$$x \frac{d\bar{w}}{dx} = G_s \bar{g} - \bar{\Gamma} \tau_c \bar{w}. \quad (4)$$

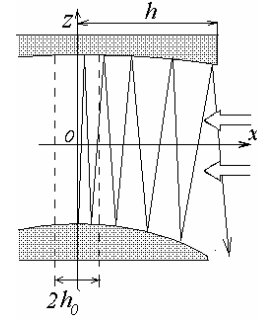


Рис.11. Схема НР в лазере с потоком среды. ($x = h_0$ - граница зоны неоднородности, внутри которой имеет место спад скорости накачки)

Эти уравнения решаются с граничным условием на входе потока в резонатор ($x = l$): $\bar{g}(l) = 0$ и на оптической оси ($x = 0$): $\bar{g}(0)/\bar{w}(0) = \bar{\Gamma} \tau_c$. Система уравнений (3)-(4) с указанными граничными условиями представляет собой краевую задачу для нахождения собственных функций (мод возмущений) $\bar{g}(x)$, $\bar{w}(x)$ и собственных значений $\bar{\Gamma}$. Неоднородность системы вводилась спадающим к оси НР профилем накачки:

$$q(x) = q_m \left[1 - p \cdot \exp\left(-x^n / h_0^n\right) \right], \quad (5)$$

где h_0 - ширина зоны неоднородности накачки ($h_0 \ll h$), q_m - параметр накачки, $p = 1 - q(0)/q_m$ - относительная глубина провала профиля накачки на оси НР, показатель n характеризует крутизну профиля.

Приближением разработанной аналитической модели являются малые изменения стационарных распределений $G_s(x)$, $W_s(x)$ и $q(x)$ на масштабе пространственного периода автоколебаний $\Lambda = 2\pi/\Omega$. Условие ее применимости имеет вид: $\Lambda \ll \Delta$, где Δ - характерный масштаб пространственной неоднородности системы. В этом приближении решение уравнения (3) может быть записано в виде:

$$\bar{g}(x) = \bar{g}_e(x) + \bar{g}_u(x) = -\frac{W_s(x) \cdot \bar{w}(x)}{\bar{\Gamma} + \chi(x)} + \frac{W_s(l) \cdot \bar{w}(l)}{\bar{\Gamma} + \chi(l)} \exp\left[-\int_x^l \left(\bar{\Gamma} + \frac{q}{G_s}\right) dx\right], \quad (6)$$

где $\chi(x) = q/G_s - (1/W_s) \cdot (dW_s/dx)$. Член $\bar{g}_u(x)$, пропорциональный $e^{i\Omega x}$, описывает пространственные осцилляции усиления.

Для релаксационных колебаний (РК) механизм обратной связи является нерезонансным. Частота $\Omega_R \approx \Omega_0 = \sqrt{W_s(0)/\tau_c}$ определяется параметрами стационарной генерации на оси НР и может плавно перестраиваться при изменении последних. Релаксационные автоколебания «в чистом виде», невозмущенные пролетными резонансами, могут возбуждаться в БПЛ с достаточно высокими скоростями накачки и релаксации, когда пространственная модуляция усиления, возникающая на краю зеркал на входе потока в резонатор (краевая модуляция), не достигает оси НР. Неустойчивость релаксационного типа связана с наличием градиентов в приосевой области. Полученное аналитическое выражение для инкремента раскочки этих колебаний $\Gamma_R = (1/2)[(dG_s/dx)_{x=0} - q(0)]$ означает, что релаксационная неустойчивость возникает в том случае, когда в механизме образования инверсии на оси НР перенос возбужденных молекул потоком превалирует над внутренней накачкой.

На рис.12 показана типичная пространственная структура релаксационной моды. Механизм неустойчивости связан с происходящим в зоне неоднородности изменением разности фаз Φ колебаний усиления и поля, в результате которого соотношение фаз на оси становится благоприятным для раскачки колебаний ($\Phi < \pi / 2$).

Возбуждение краевых пролетных колебаний (КПК) вызывается скачком поля на краю апертуры резонатора, который приводит к пространственной модуляции возмущения усиления. Наличие последней является обязательным признаком пролетных мод, поскольку оно обеспечивает выполнение граничного условия на оси НР. Применение зеркал со сглаженным краем позволяет ослабить краевую модуляцию и снизить инкременты пролетных мод. Резонансная обратная связь, приводящая к раскачке КПК, эффективна только в среде с достаточно медленной релаксацией ($\tau_r \leq \tau_f$) и не слишком высоким уровнем накачки ($q_m \sim 1$). В этом случае краевая модуляция распространяется до оси НР, благодаря чему на резонансных частотах на оси выполняется граничное условие для \bar{g} . Характерными чертами пространственной структуры пролетных мод являются ее квазипериодичность, пилообразное распределение разности фаз Φ и наличие узловых точек, в которых $g \approx 0$ (рис.13). В этих точках приблизительно воспроизводится начальное невозмущенное состояние среды на входе в резонатор.

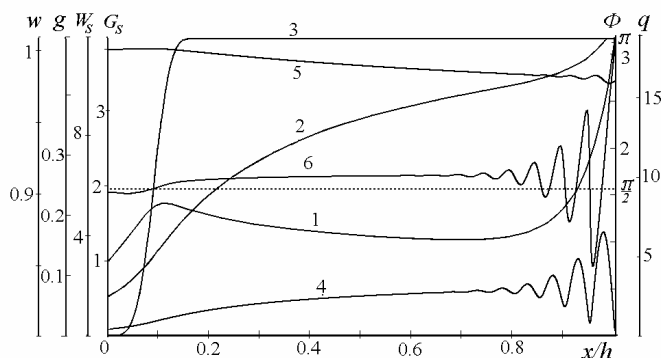


Рис 12. Релаксационная мода ($\Omega_R=125,9$, $\Gamma_R=3.23$). Стационарные профили усиления G_S (1), интенсивности W_S (2) и накачки q (3); амплитуда колебаний усиления g (4) и интенсивности w (5), разность фаз Φ (6). Условия расчета: $\tau_r =0,2$, $q_m =19$, $\tau_c =10^{-4}$

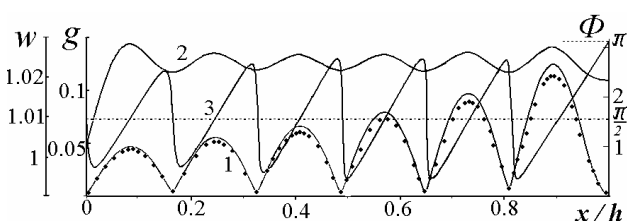


Рис.13. Структура 6-й краевой пролетной моды ($\Omega_m = 37.68$, $\Gamma_m = 0.86$): амплитуды усиления g (1) и интенсивности w (2), разность фаз Φ (3). Условия расчета: $\tau_r =5$, $q_m =0.8$, $\tau_c =10^{-4}$; точки – аналитический расчет по (6).

Внутренние пролетные колебания (ВПК) возбуждаются в средах с высоким уровнем накачки и релаксации, где механизм краевой модуляции не эффективен. Пространственная модуляция усиления возникает на внутренних градиентах параметров

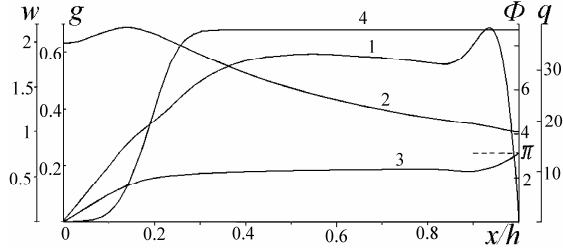


Рис.14. Структура 1-й внутренней пролетной моды ($\Omega = 27,5$, $\Gamma = 4.47$): амплитуды усиления g (1) и интенсивности w (2), разность фаз Φ (3) и профиль накачки q (4). Условия расчета: $\tau_r = 0,2$, $q_m = 37$, $\tau_c = 0$

системы в области, прилегающей к оси резонатора. Так как время пролета через данную область $\tau'_f \ll \tau_f$, то эти осцилляции могут достигать оси и обеспечивать механизм положительной обратной связи. Данная обратная связь также является резонансной. Частота низшей внутренней пролетной моды $\Omega \approx 2\pi / \tau'_f$. На рис.14 показана пространственная структура этой моды.

Исследовано взаимодействие различных типов мод, которое проявляется в искажениях пространственной структуры, в затягивании и захвате частот, а также в изменении величин инкрементов. Влияние релаксационного резонанса на инкременты и

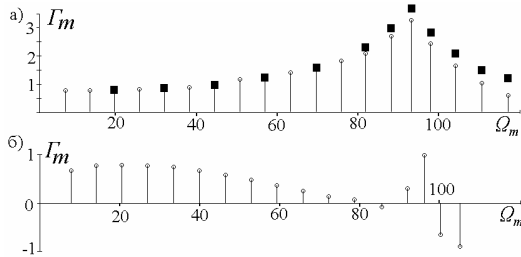


Рис.15. Частоты Ω_m и инкременты Γ_m краевых пролетных мод; $\tau_r = 5$, $q_m = 0,8$, $\tau_c = 10^{-4}$; $\Omega_0 = 94$; а) с резким краем зеркала; б) со сглаженным краем. Расчет по формуле (7)–■.

частоты краевых пролетных мод иллюстрирует рис.15. По мере приближения частоты моды к Ω_0 (соответствует $m=15$), инкременты увеличиваются. Из-за эффекта затягивания частот уменьшаются частотные интервалы между модами, соседними с Ω_0 . Максимальное значение Γ_m достигается при совпадении частот $\Omega_m = \Omega_0$. Аналитическая модель дает приближенное соотношение для инкрементов и частот возникающих смешанных мод:

$$\exp[-2(\Gamma_m - \Gamma_f)] = \frac{4(\Gamma_m - \Gamma_R)^2}{\Omega_0^2} + \left(1 - \frac{\Omega_m^2}{\Omega_0^2}\right)^2, \quad (7)$$

где Γ_R и Γ_f - инкременты невозмущенных релаксационных и краевых пролетных мод. Из (7) следует, что в резонансе положительные инкременты Γ_m возможны и в том случае, когда оба значения Γ_R и Γ_f отрицательны. Рис.16 иллюстрирует изменение частоты и инкремента краевой пролетной моды с $m=11$ при перестройке вблизи

нее релаксационного резонанса Ω_0 ($\tau_r=5$, $q_m=0,8$). Эти данные показывают, что ширина области взаимодействия релаксационной и пролетной мод достаточно широка и охватывает ~ 10 частотных межмодовых интервалов.

Области частот внутренних и краевых пролетных мод высокого порядка перекрываются, и эти виды колебаний также могут взаимодействовать друг с другом. В результате такого взаимодействия частоты и инкременты мод существенно изменяются. В области частот внутренних пролетных резонансов происходит значительное увеличение инкрементов краевых пролетных мод и возникает неустойчивость.

Исследован вопрос о существовании и особенностях мод автоколебательных возмущений в системе неустойчивый резонатор – многопроходный усилитель (рис.17), которая широко применяется в БПЛ. Показано, что характеристики мод этой системы существенно зависят от параметров усилителя и протяженности промежуточной зоны между генератором и усилителем. С точки зрения динамических свойств системы роли генератора и усилителя не одинаковы. Если пространственная структура мод возмущений непосредственно связана с величиной комплексного

инкремента $\bar{\Gamma}$, то роль усилителя сводится к созданию на входе потока в генератор того или иного значения входного возмущения усиления \bar{g}_{in} , которое определяет граничное условие для решения краевой задачи. Это условие (для амплитуды g_{in} и фазы Φ_{in} возмущения) имеет вид:

$$g_{in} = W_{sa} \cdot |\bar{w}| \cdot \exp(-\Gamma_1 h_2) \cdot \left(\sqrt{(\Gamma_1 + q_a / G_{sa})^2 + \Gamma_2^2} \right)^{-1}, \quad (8)$$

$$\Phi_{in} = \pi + \arctg[-\Gamma_2 / (\Gamma_1 + q_a / G_{sa})] - \Gamma_2 h_2. \quad (9)$$

Здесь W_{sa} - интенсивность стационарного поля в усилителе, $G_{sa} = G_{sa}^0 (1 + W_{sa} \tau_r)^{-1}$, G_{sa}^0 - ненасыщенный коэффициент усиления, h_2 - размер промежуточной зоны между генератором и усилителем, q_a - накачка в усилителе. Величина h_2 оказывает заметное

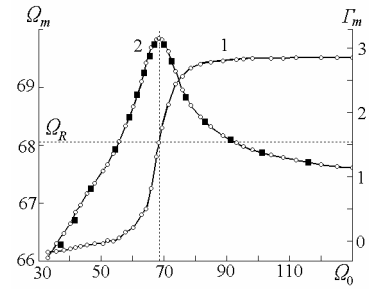


Рис.16. Влияние релаксационного резонанса на частоту Ω_m (1) и инкремент Γ_m (2) 11-й краевой пролетной моды; Расчет по (7) – ■.

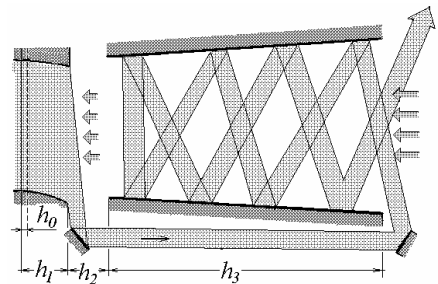


Рис.17. Неустойчивый резонатор - многопроходный усилитель в потоке активной среды

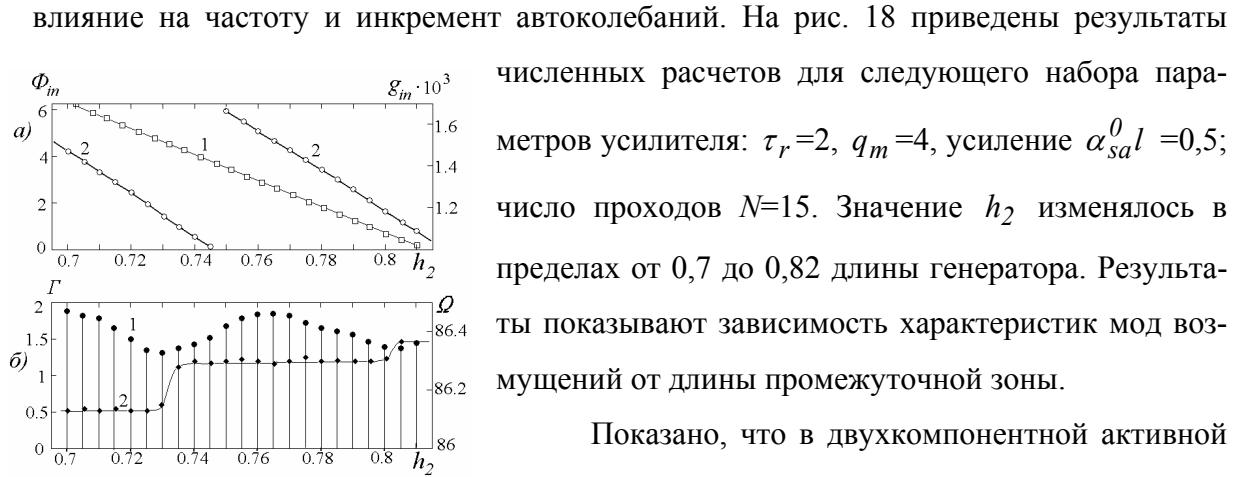


Рис.18. Изменения характеристик мод возмущений в зависимости от величины h_2 : а) амплитуда возмущения g_{in} (1) и фаза Φ_{in} (2); б) инкремент Γ (1) и частота Ω (2) 14-й краевой пролетной моды.

Показано, что в двухкомпонентной активной среде, такой, как смесь газов CO_2 - N_2 , энергообмен между компонентами существенным образом влияет на характеристики автоколебательных возмущений разных типов, определяя, в частности, частотную зависимость инкрементов. Мода автоколебательного возмущения в такой среде определяется пространственным распределением комплексных амплитуд возмущений населенностей излучающей $\bar{g}_3(x)$ и энергонесущей $\bar{g}_4(x)$ компонент, поля $\bar{w}(x)$, а также величиной комплексного инкремента $\bar{\Gamma}$. Уравнения для комплексных амплитуд мод имеют вид:

$$\frac{d\bar{g}_3}{dx} = (\bar{\Gamma} + \gamma_{34} + \gamma_3 + W_s)\bar{g}_3 - \gamma_{43}\bar{g}_4 + P_s\bar{w} \quad (10)$$

$$\frac{d\bar{g}_4}{dx} = (\bar{\Gamma} + \gamma_{43} + \gamma_4)\bar{g}_4 - \gamma_{34}\bar{g}_3 \quad (11)$$

$$x \frac{d\bar{w}}{dx} = G_{3s} \bar{g}_3 - \bar{\Gamma} \tau_c \bar{w}, \quad (12)$$

где γ_{34} и γ_{43} скорости колебательного обмена, γ_3 и γ_4 - скорости релаксации, $P_s = G_{3s} W_s$ - удельная мощность стационарной генерации. Как пример решения системы, на рис. 19 показана структура релаксационной моды (расчет для $\gamma_{43}=120$, $\gamma_{34}=120$, $\gamma_3=7$). Анализ полученных приближенных (достаточно громоздких) формул для частот и инкрементов релаксационных колебаний, а также численных решений показывает, что релаксационные колебания в двухкомпонентной смеси могут возбуждаться только при условии достаточно быстрого колебательного обмена, когда скорость обмена значительно превосходит релаксационную частоту $\gamma_{34} \gg \Omega_R$. В

противном случае «обмен возмущениями» между компонентами за период колебаний не успевает происходить. В смеси CO_2-N_2 колебания N_2 отстают по фазе от колебаний CO_2 , что приводит к тому, что обратная передача возмущений от N_2 к CO_2 происходит не в фазе с колебаниями усиления CO_2 и даже может гасить последние.

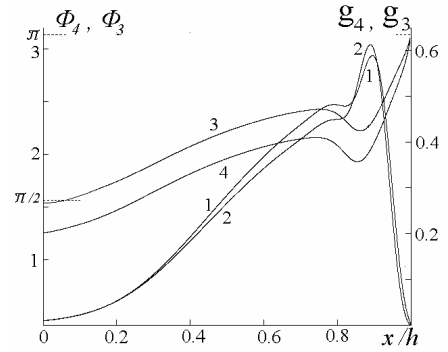


Рис.19 Релаксационная мода двухкомпонентной среды с $\Gamma_R=4,1$, $\Omega_R=40,6$: g_3 (1); g_4 (2); Φ_3 (3) и Φ_4 (4).

Пространственную структуру $\bar{g}_3(x)$ и $\bar{g}_4(x)$ можно также представить в виде суперпозиции квазиоднородной и осциллирующей составляющих: $\bar{g}_3(x) = \bar{g}_{3e}(x) + \bar{g}_{3u}(x)$, $\bar{g}_4(x) = \bar{g}_{4e}(x) + \bar{g}_{4u}(x)$. С учетом этого для инкрементов КПК при условии $\gamma_{34} \gg \Omega_f$ может быть получена приближенная формула:

$$\Gamma_f \approx \ln \frac{G_s(1) \cdot W_s(1)}{W_s(0)} - \frac{\gamma_{43}}{\gamma_{43} + \gamma_{34}} \left[\int_0^1 W_s dx + \gamma_3 - \gamma_4 \right]. \quad (13)$$

Из неё видно, что инкремент явно зависит от состава смеси. Снижение концентрации CO_2 в рабочей смеси способствует росту Γ_f и может приводить к неустойчивости стационарной генерации. Это объясняется более медленным затуханием краевой модуляции в смесях с малым содержанием CO_2 .

Взаимодействие краевых и внутренних пролетных мод в двухкомпонентной смеси иллюстрируется данными рис. 20, где показаны частоты Ω_m и инкременты Γ_m смешанных автоколебаний в условиях интенсивной накачки $G_s(1)=5$ и умеренной скорости обмена ($\gamma_{43}=65$) и релаксации ($\gamma_3=6$). В том случае, когда частоты КПК оказываются близкими к основной частоте ВПК ($\Omega=19$) и её гармоникам, происходит значительное увеличение инкрементов.

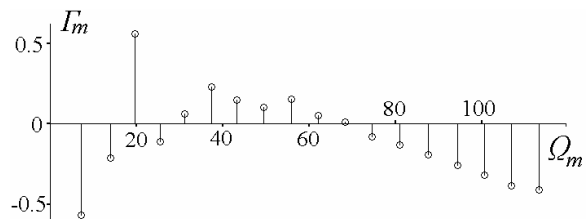


Рис.20. Взаимодействие внутренних и краевых пролетных мод.

Отдельный раздел посвящен установившимся насыщенным режимам автомодулированной генерации. В зависимости от параметров БПЛ наблюдаются разнообразные виды регулярных автомодуляционных режимов, а также хаотическая генера-

ция. Регулярные режимы могут быть классифицированы по тем же типам, что и соответствующие им механизмы неустойчивости как релаксационные, краевые пролетные и внутренние пролетные автоколебания. Вместе с тем, характеристики обратной связи, поддерживающей насыщенные автоколебания, естественно, отличаются от тех, которые имеют место в линейной стадии развития возмущений. В частности, краевая пространственная модуляция усиления в случае насыщенных КПК не является гармонической. Хаотическая генерация наблюдается, как правило, в области значений параметров системы промежуточной между областями стационарной генерации и регулярных автоколебаний. Возникновение хаоса можно объяснить наличием двух конкурирующих процессов восстановления инверсии с различными характерными временами – вносом возбужденных молекул и внутренней накачкой.

Нами было выполнено комплексное исследование хаотических режимов генерации в БПЛ с неоднородным возбуждением однокомпонентной активной среды в НР. В число изучаемых характеристик динамических режимов лазера входили временные зависимости интенсивности генерации, Фурье-спектры интенсивности, отображения Пуанкаре, а также проекции аттрактора на плоскости в фазовом пространстве. Производились также расчеты корреляционной размерности и размерности вложения аттракторов. В большинстве расчетов в качестве управляющего параметра рассматривалась величина τ_r , в то время как другие параметры системы оставались фиксированными. Показано, что сценарий развития хаоса включает бифуркационные переходы из

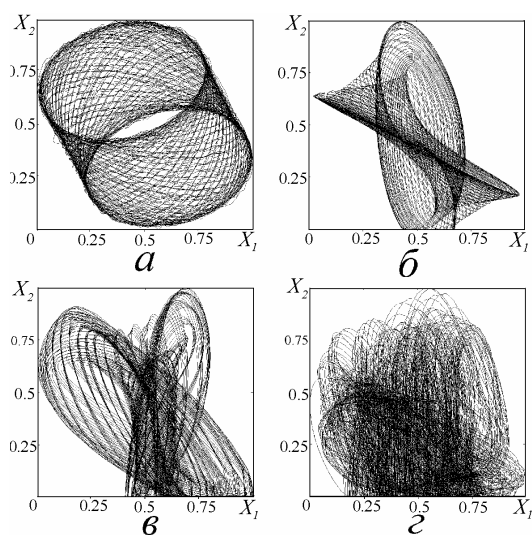


Рис.21. Проекция аттрактора системы. Значения управляющего параметра τ_r : а) 1,693; б) 1,696; в) 1,7; г) 1,72.

точки в фазовом пространстве к предельному циклу ($\tau_r=1,69$) и затем к двумерному тору ($\tau_r=1,693$, квазипериодическая генерация с двумя несоизмеримыми частотами). На следующих стадиях (начиная с $\tau_r=1,696$) происходит разрушение двумерного тора.

Примеры проекций аттрактора на плоскость $I_{out}=x_0=const$ показаны на рис. 21 (в качестве динамических переменных x_1 и x_2 выбраны значения интенсивности на оси резонатора и величина коэффициента усиления в средней точке апертуры). Переход к хаотиче-

ской динамике завершается при $\tau_r = 1,71$. При последующем увеличении значения управляющего параметра в области $\tau_r = 1,71 - 2,28$ происходят изменения хаотической динамики, которые сопровождаются рядом бифуркаций. При этом некоторые из них приводят к временному упрощению динамики, а в отдельных случаях и к вырождению хаотической динамики в регулярную.

Анализ Фурье-спектров показывает, что основной массив характеристических частот может быть с удовлетворительной точностью описан системой с двумя независимыми фундаментальными частотами: $\nu_{nl} = n\Omega + l\Delta$, где $n=1,2,\dots$, $l=0,\pm 1,\pm 2,\dots$ ($\Omega = \nu_{n+1} - \nu_n$ – разностная частота в группе линий, отстоящих на $\sim \nu_f = 1/\tau_f$, $\Delta > 0$ – величина ангармонического сдвига линий). Физически это соответствует наличию двух механизмов образования инверсии в резонаторе с различными характерными временами.

По аналогии со спектроскопической терминологией, можно считать, что линии с $l = const$ образуют «серии», а группы эквидистантных линий различных серий с одинаковым n образуют «мультиплеты» (например, $2_1, 2_2, 2_3, \dots$). Такие квазирегулярные характеристические спектры и их изменение в зависимости от значений параметра τ_r дают дополнительную информацию о динамике системы и механизме бифуркаций. В качестве примера на рис. 22 приведен участок спектра для значения управляющего параметра $\tau_r = 2$. Для «развитого» хаоса характерно обогащение спектра гармониками и составными частотами.

В спектре выделяются широкие мультиплеты с числом компонент, достигающим 10 и бо-

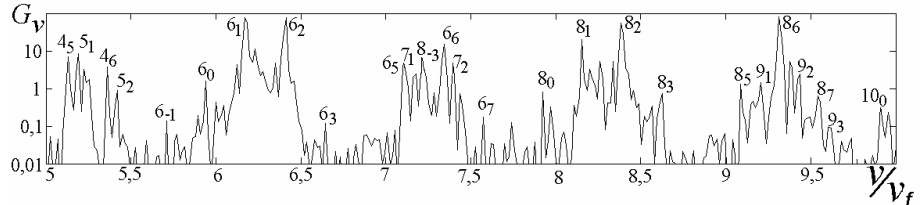


Рис.22. Участок спектра Фурье в области хаотической динамики системы

лее, разделённых интервалом Δ (или 2Δ). При этом появляются и начинают играть заметную роль компоненты с $l \leq 0$.

Многokратное перекрытие мультиплетов с разными n приводит к образованию тонкой структуры спектра. В большинстве случаев величина расщепления тонкой структуры определяется соотношением $\delta = |p\Omega - q\Delta|$, где p и q – целые числа. С изменением управляющего параметра внутри области хаотической динамики бифуркации происходят вблизи точек соизмеримости частот Δ и Ω .

Пример такой бифуркации, соответствующей переходу от хаотических колебаний к периодической динамике в точке $\Delta/\Omega=1/3$, (при $\tau_r=2,0555$) показан на рис. 23,

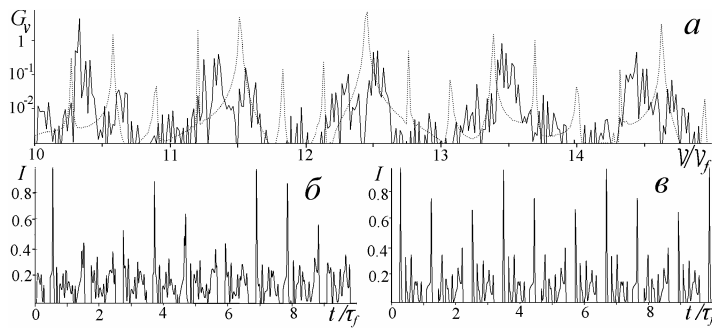


Рис.23. Изменение динамики системы при переходе точки соизмеримости частот $\Delta/\Omega=1/3$: а) спектры Фурье (пунктир для $\tau_r=2,0560$); б) хаотическая генерация ($\tau_r=2,0555$); в) периодическая генерация с сложной временной структурой ($\tau_r=2,0560$).

где даны спектры Фурье до и после бифуркации (рис.23а) и соответствующие временные зависимости интенсивности (рис.23 б и в). Разрушение хаотического аттрактора в данной точке является результатом захвата и фазовой синхронизации частот характеристического спектра. Возникающее состояние предельного цикла оказывается достаточно

устойчивым и удерживается на значительном интервале изменения управляющего параметра вплоть до значения $\tau_r=2,28$. Из сравнения Фурье-спектров до и после бифуркации можно оценить верхнюю границу ширины полосы захвата $\sim 0,04 \nu_r$.

Для исследуемой распределенной системы, описываемой уравнениями в частных производных, определение размерности вложения имеет особое значение, так как ее знание позволяет установить число эффективных степеней свободы. Показано, что на границах области хаотической динамики ($\tau_r=1,7$ и $2,5$) размерности вложения аттракторов, определяемые методом Грассбергера–Прокаччиа, минимальны и составляют $d_e=3$ и 4 соответственно (рис. 24). В области хаоса размерность вложения возрастает и максимальная ее величина $d_e=8$ достигается в диапазоне $\tau_r=1,9 - 2$, соответ-

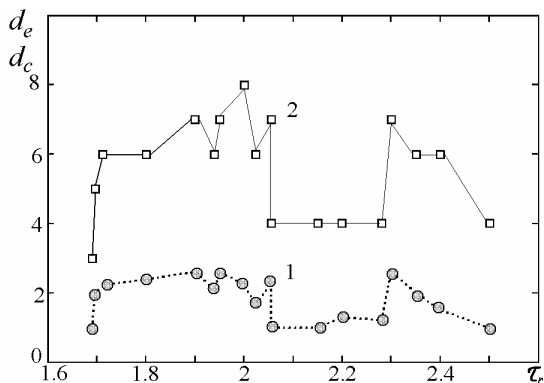


Рис.24. Корреляционная размерность аттрактора d_c (1) и размерность вложения d_e (2)

ствующем наиболее развитому хаосу. Таким образом, возникновение хаотической генерации связано с усложнением описывающей лазер динамической системы и увеличением числа ее эффективных степеней свободы.

Результаты 3 главы показывают, что картина автоколебательных возмущений в резонаторных системах БПЛ носит сложный характер. Раскачка автоколебаний приводит к разнообразным установившимся режимам ав-

томодулированной генерации.

В четвертой главе с использованием результатов исследований механизмов автоколебательной неустойчивости решаются задачи разработки физических основ методов управления динамическими режимами генерации БПЛ. Возможность такого управления обсуждалась в ряде работ, выполненных ранее с участием автора. Однако механизмы неустойчивостей детально не изучались. Поскольку в этих работах использовалась квазистационарная модель резонатора, их результаты относились только к пролетным автоколебаниям, а предельно упрощенные модели активной среды оставляли неясным вопрос о возможности управления режимами генерации реальных CO_2 БПЛ. Введенная в предыдущей главе классификация автоколебаний и достигнутый уровень понимания механизмов различных типов неустойчивости позволяют провести детальную разработку и физическое обоснование методов управления. Ниже приводятся результаты моделирования процессов управления динамическими режимами генерации в различных резонаторных системах БПЛ путем изменения тех или иных управляющих параметров. Обсуждаются вопросы их возможного набора и оптимального выбора в зависимости от характеристик активной среды и оптической системы. В большинстве расчетов данной главы использовалась более полная модель активной среды, приближенная к реальным условиям БПЛ на смеси газов CO_2-N_2-He (H_2O). Система кинетических уравнений включала уравнения для чисел колебательных квантов в антисимметричной и связанных модах CO_2 и в азоте. Использовалось также отдельное уравнение для населенности нижнего лазерного уровня, позволявшее учитывать его возможное переполнение при импульсной генерации. Одним из приближений модели являлось предположение о постоянстве газовой температуры в резонаторе, которая в большинстве расчетов полагалась равной 400 К. Константы скоростей накачки, колебательного обмена и релаксации брались из литературы.

В соответствии с результатами главы 3, в неустойчивом резонаторе с неоднородной накачкой (см. рис. 10) распределение скорости накачки $q(x)$ оказывает сильное влияние на динамику генерации, и $q(x)$ может рассматриваться как «распределенный» управляющий параметр. В качестве числовых управляющих параметров могут быть взяты максимальная скорость накачки q_m , размер зоны неоднородности h_0 , глубина спада скорости накачки p (см. формулу 5). Например, в системе с умеренной скоростью релаксации ($\tau_r=0,5$) и неоднородной ($h_0=0,1$) накачкой с $q_m \sim 4$, обеспечивающей 8-кратное превышение усиления над порогом, при увеличении управляющего

параметра p выше критического значения при $p_c=0,8$ стационарная генерация становится неустойчивой и возникает автомодуляционный режим релаксационных колебаний. Управляющим параметром может также служить уровень усиления в потоке среды на входе в резонатор. В приведенном примере снижение входного усиления до

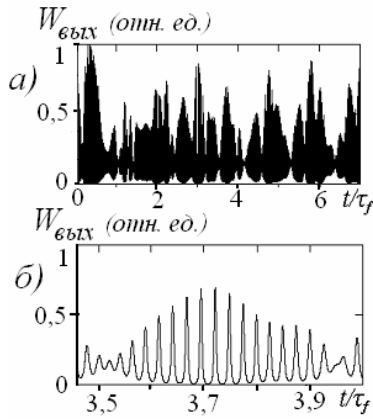


Рис.25. Хаотическая модуляция амплитуды релаксационных колебаний; а) и б) различаются масштабом времени

уровня потерь резонатора приводит к установлению режима стационарной генерации. В электроразрядном БПЛ с секционированными электродами изменения профиля накачки внутри НР, также как и величины входного усиления достигается путем регулировки тока через отдельные секции.

В среде с более медленной релаксацией ($\tau_r=2$) при увеличении зоны неоднородности h_0 обнаруживается специфический режим квазипериодического хаоса. Этот режим представляет собой релаксационные колебания с хаотической модуляцией амплитуды (рис. 25).

Пример управления режимом генерации в НР для смеси $CO_2:N_2:He=1:2:7$ с добавкой $H_2O\sim 0,25\%$ при давлении 70 тор показан на рис.26, где дана зависимость выходной интенсивности $W(h)$ от времени (в данном примере среднее значение выходной

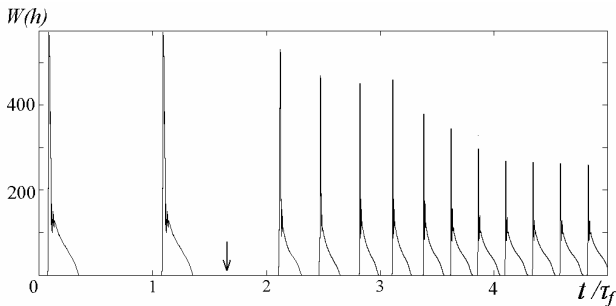


Рис.26. Управление режимом генерации путем изменения ширины зоны неоднородности от $h_0=0,3$ до $h_0=0,15$. параметры расчета: $\tau_f=5\cdot 10^{-4}$ с; $M=2,5$; превышение порога генерации на входе $g_0=4$ ($T_4=1400$ К)

интенсивности $\bar{I}(h) = \bar{W}(h) \cdot \hbar\omega/\sigma\tau_f = 1,4$ кВт/см²). При «мгновенном» изменении управляющего параметра h_0 от 0,3 до 0,15 (момент изменения обозначен вертикальной стрелкой) происходит переход от режима краевых пролетных колебаний с периодом, равным τ_f , к автомодуляционному режиму с большей частотой повторения импульсов. Длительность переходного процес-

са близка к τ_f .

При плавном изменении ширины зоны неоднородности в пределах от $h_0=0,25$ до $h_0=0,14$ частота импульсов изменялась также плавно. Это говорит о том, что основной механизм раскачки автоколебаний в данном случае связан с внутренними гра-

диентами поля в зоне неоднородности вблизи оси НР и, таким образом, эти колебания должны быть отнесены к классу внутренних пролетных колебаний. Дальнейшее снижение h_0 приводило к затуханию колебаний.

Количественный состав и давление рабочей смеси CO_2 БПЛ оказывают существенное влияние на развитие неустойчивости и характеристики автомодулированной генерации и также в некоторых случаях могут служить в качестве управляющих параметров. Так, расчеты показали, что небольшое снижение концентрации газорелаксатора (He , H_2O) в рабочей смеси вызывает стабилизацию стационарного режима генерации, что объясняется увеличением населенности нижнего рабочего уровня.

Уменьшение эффективной длины съема колебательной энергии с азота, которое имеет место в смесях с большим содержанием CO_2 приводит к увеличению градиентов поля и усиления в зоне неоднородности накачки, что способствует возбуждению внутренних пролетных колебаний. Наоборот, в смесях с малым относительным содержанием CO_2 , вследствие ослабления затухания краевых пространственных осцилляций, создаются условия для преимущественного возбуждения краевых пролетных колебаний. Пример раскачки краевого пролетного колебания порядка $m=2$ показан на рис.27. В момент времени, показанный стрелкой, произошло снижение концентрации ξ_{CO_2} от 15 до 10% (итоговая рабочая смесь $CO_2:N_2:He=1:4:5$). В этом примере в насыщенном режиме генерации частота повторения импульсов $\sim 2\nu_f$ оказывается близкой к частоте автоколебаний в линейном режиме.

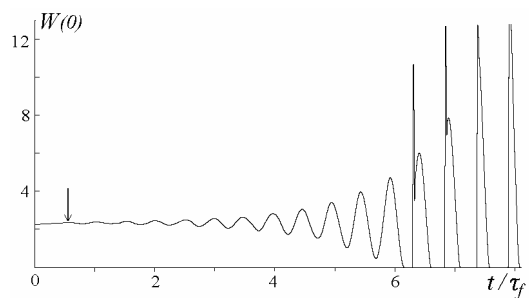


Рис.27. Раскачка краевых пролетных колебаний ($p = 60$ тор, $T = 400$ К, $T_4 = 1400$ К, $h_0 = 0,35$, $M = 2,2$).

Обсуждаются также особенности управления динамическими режимами CO_2 БПЛ в том случае, когда неоднородное возбуждение в потоке не может быть реализовано (например, в лазере с внешней накачкой). Управление может осуществляться в НР с неоднородным распределением потерь вдоль направления потока. В таком резонаторе формирование значительных градиентов поля в приосевой «задающей» области, способствующих раскачке автоколебаний, происходит за счет увеличения потерь, а не за счет профиля накачки. Величина дополнительных потерь служит управляющим параметром.

В более сложной системе типа генератор-усилитель набор управляющих параметров значительно расширяется. Как показывают расчеты, выполненные для системы

неустойчивый резонатор - многопроходный усилитель с возвратным ходом луча (рис.17), для управления динамическими режимами генерации могут дополнительно использоваться такие параметры системы как коэффициент связи генератора с усилителем, зависящий от увеличения резонатора M , размер промежуточной зоны между генератором и усилителем и скорость накачки в промежуточной зоне. Существенное влияние на динамику генерации оказывает распределение насыщающего поля $w(x)$ в усилителе, которое, как правило, характеризуется значительной пространственной неоднородностью. В расчетах предполагалось, что входной пучок имеет гауссово распределение интенсивности, что с учетом наложения пучков и их дифракционной расходимости дает выражение:

$$w(x) = \sum_{k=-n}^n \frac{W(x_k)}{\sqrt{\pi} \rho_k} \exp\left(-\frac{(x-x_k)^2}{\rho_k^2}\right). \quad (14)$$

Здесь x_k - координата k -й точки пересечения центрального луча с осью x (в симметричной схеме $x_k = x_{-k}$, $x_k = k^2 L \delta$); $W(x_k)$ - значение интегральной по сечению интенсивности пучка в усилителе W_{\mp} , распространяющегося по симметричной траектории в прямом и обратном направлениях, n - число проходов, $\rho_k = \rho_0 \sqrt{1 + (\lambda \zeta)^2 / (\pi \rho_0)^2}$ - радиусы пучков (ρ_0 - радиус гауссова пучка в перетяжке, ζ - расстояние от перетяжки). Интегральные интенсивности пучков W_{\mp} находились из решения уравнения:

$$\mp \sqrt{x - \frac{x_0}{h_3}} \frac{dW_{\mp}}{dx} = \sqrt{\frac{\alpha_{max}^2 L h_3}{4\delta}} (\alpha - a) W_{\mp}, \quad (15)$$

где x_0 - координата точки поворота луча в усилителе, α - коэффициент усиления, a - величина диссипативных потерь L - расстояние между зеркалами, δ - угол наклона зеркал к оси x . В системе генератор-усилитель, изображенной на рис.17 ($\tau_r = 0,75$, $M = 1,7$) в отсутствие накачки в промежуточной зоне коэффициент усиления на входе в резонатор ниже уровня его потерь $\alpha_{in} \approx 0,9 \theta$ и система работает в стационарном режиме. Включение накачки в промежуточной зоне (параметр $q_m = 2,5$) приводит к возрастанию коэффициента усиления $\alpha_{in} \approx 1,8 \theta$. В результате возникает автомодуляционный режим генерации с частотой повторения импульсов $\sim 4 \nu_f$. Параметры автомодулированной генерации можно изменять, варьируя ширину промежуточной зоны. На прак-

тике, при использовании усилителя с возвратным ходом луча, это может быть выполнено путем изменения угла входа луча в усилитель.

В другом варианте системы генератор-усилитель, где в качестве генератора использован устойчивый резонатор, динамический режим генерации очень чувствителен к коэффициенту связи генератора с усилителем, который определяется величиной пропускания выходного зеркала генератора T_m . Эту величину удобно выбрать в качестве управляющего параметра. Например, в системе CO_2 БПЛ с внешней накачкой, числом проходов в усилителе $N=10$ в усилителе и начальном усилении $\alpha_0 NL=5$ переход к раскачке автоколебаний от стационарного режима происходит при изменении величины T_m / α_0 от 0,38 до 0,42 (рис.28). Автомуляционный режим генерации наблюдается при значениях T_m значительно больших оптимального. Поэтому в данной системе средняя мощность генерации в автомуляционном режиме ниже той, которая может быть достигнута для стационарной генерации при оптимальной величине T_m . Однако, как показывают расчеты, такое снижение оказывается не слишком значительным, так как в каждом импульсе усиление среды насыщается значительно ниже уровня потерь.

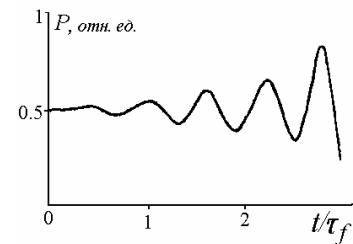


Рис.28. Переход к раскачке колебаний при изменении пропускания выходного зеркала генератора.

В ряде технологических применений наиболее эффективными являются режимы импульсно-периодической генерации, имеющие существенную долю постоянной составляющей. Расчеты показали, что такой режим может быть реализован в системе генератор-усилитель при определенном выборе параметров. Однако соотношение мощностей постоянной и переменной составляющих в этой системе не удастся изменить в достаточно широких пределах. Для получения указанных режимов предложена специальная система, состоящая из двух последовательно расположенных в потоке активной среды неустойчивых резонаторов (рис.29). Выходные пучки обоих резонаторов строго параллельны друг другу. При выполнении условия $(M_1 - 1) h_1 = (M_2 - 1) h_2$, где M_1 и M_2 - коэффициенты увеличения, h_1 и h_2 - апер-

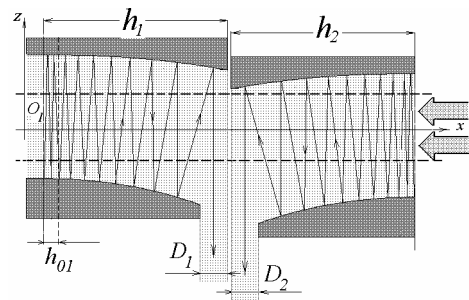


Рис. 29. Система из двух неустойчивых резонаторов; h_{01} ширина зоны неоднородности накачки в первом резонаторе

туры резонаторов, пучки имеют одинаковую ширину, поэтому в дальней зоне пучки полностью перекрываются. В данной системе во втором резонаторе, расположенном выше по потоку, обратная связь по потоку отсутствует и он всегда работает в режиме стационарной генерации, формируя «подставку» в суммарной интенсивности. Режим работы первого резонатора, путем подходящего выбора его параметров и профиля накачки, может быть сделан импульсно-периодическим. При этом на характеристики его генерации влияют и параметры второго резонатора, который определяет величину входного усиления. Скорость накачки во втором резонаторе в такой системе также служит управляющим параметром, с помощью которого можно изменять соотношение постоянной и переменной составляющих интенсивности.

Результаты главы 4 показывают перспективность дальнейшей разработки и использования методов управления временными характеристиками излучения БПЛ, основанных на явлениях автоколебательной неустойчивости.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Создан лабораторный образец газодинамического CO_2 лазера модульного типа с большой длиной усиления, который позволяет исследовать генерационные характеристики лазерных переходов в широком диапазоне параметров активной среды, включая переходы с малым коэффициентом усиления. Разработанный комплекс диагностических методов дает возможность определять величины всех основных параметров потока активной среды (скорость, плотность, газовая и колебательная температуры, коэффициент усиления переходов и др.) и исследовать характеристики насыщения усиления. Данные диагностики потока позволяют целенаправленно выбирать режим работы лазера и оптимизировать параметры резонатора.

2. Разработан и реализован способ создания активной среды CO_2 лазера с экстремально высокой степенью колебательной неравновесности и глубоким охлаждением газа (отношение колебательной и газовой температур $T_2 / T \sim 10$). По спектральным и энергетическим характеристикам длинноволновых лазерных переходов в системе уровней связанных мод проведена комплексная диагностика такой среды, определены колебательная и газовая температуры, населенности колебательных уровней. Экспериментально исследована одновременная генерация на переходах с $\lambda=10,6$ и $18,4$ мкм в условиях, когда межмодовый переход с $\lambda=10,6$ мкм производит накачку связанных мод через общий нижний уровень 10^0 . Показано, что благодаря высокой скорости ко-

лебательного обмена в системе ангармонических уровней связанных мод поглощение импульса резонансного излучения с $\lambda=18,4$ мкм молекулами CO_2 сопровождается значительным эффектом нестационарного кинетического охлаждения газа.

3. Показано, что в неустойчивом резонаторе быстропротекающего лазера существует несколько различных механизмов возбуждения автоколебаний. Соответствующие им моды возмущений классифицированы как релаксационные, краевые пролетные и внутренние пролетные. Эти моды существенно различаются по частотам, инкрементам и пространственной структуре.

4. Исследовано взаимодействие мод разных типов, которое проявляется в искажениях их пространственных структур, в затягивании и захвате частот, изменении величин инкрементов. Возникающие при взаимодействии моды смешанного типа могут обладать значительно более высокими инкрементами. Подобные типы мод возмущений существуют и в системе неустойчивый резонатор - многопроходный усилитель, причем параметры усилителя и протяженность промежуточной зоны существенно влияют на частоты и инкременты мод.

5. Предложена простая аналитическая модель автоколебательной неустойчивости, позволяющая рассчитать частоты и инкременты мод возмущений и их пространственную структуру по характеристикам стационарной генерации, а также количественно описать эффекты взаимодействия мод различных типов.

6. Обнаружено, что раскачка автоколебаний в области неустойчивости приводит к разнообразной динамике нестационарной генерации в установившемся насыщенном режиме, включая как регулярную импульсно-периодическую генерацию разных видов, так и хаотическую генерацию. Хаос в БПЛ характеризуется специфическим сценарием его развития, в процессе которого происходит перестройка хаотического аттрактора с изменением его размерности, причем вследствие захвата частотных компонент Фурье-спектра внутри области хаоса может появляться участок с регулярной динамикой.

7. Разработаны физические основы новых методов управления динамическими режимами генерации БПЛ, использующих явления неустойчивости стационарной генерации. В рассмотренных оптических резонаторных системах (неустойчивый резонатор с неоднородным возбуждением или с неоднородными потерями, два последовательно расположенных неустойчивых резонатора, различные системы генератор-усилитель) путем изменения управляющих параметров можно стабилизировать ста-

ционную генерацию или получать различные автомодуляционные режимы и эффективно управлять их характеристиками в интересах практических применений.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Баканов Д.Г., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Газодинамический лазер с нагревом рабочего вещества импульсным электродуговым разрядом. //Письма в ЖТФ, 1976, т.2, вып.4, с.145-151.

2. Баканов Д.Г., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Применение комбинационного рассеяния света для определения колебательных заселенностей уровней азота в неравновесном газодинамическом потоке. //Вестник Московского университета, Сер.3 - физика, астрономия, 1979, т.20, N 2, с. 46-52.

3. Баканов Д.Г., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Оптимизация резонатора газодинамического лазера. //Квантовая электроника, 1979, т.6, N 5, с.1019-1026.

4. Королев Ф.А., Баканов Д.Г., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Экспериментальное исследование характеристик газодинамического CO₂ лазера смесительного типа. //Вестник Московского университета. Сер.3 - физика, астрономия, 1980, т.21 N 5, с. 36-43.

5. Баканов Д.Г., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Способ измерения скорости газового потока. //Авторское свидетельство СССР N 795177 от 8.09.80.

6. Баканов Д.Г., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Насыщение усиления в движущейся активной среде. //Журнал прикладной спектроскопии 1981, т. 34, вып.4, с. 630-635.

7. Баканов Д.Г., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Расчет оптимальных параметров резонатора газодинамического лазера по заданным характеристикам потока. //Вестник Московского университета, сер.3 - физика, астрономия, 1981, т.22 N 6, с. 13-17.

8. Баканов Д.Г., Веденеев А.А., Волков А.И., Демин А.И., Кудрявцев Е.М., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Генерация на длине волны 18,4 мкм в газодинамическом CO₂ лазере с электродуговым нагревом. //Квантовая электроника, 1981, т.8, N 6, с.1312-1315.

9. Баканов Д.Г., Инфимовская А.А., Корниенко Л.С., Одинцов А.И., Прохоров А.М., Федосеев А.И. Генерация в диапазоне длин волн 16,8 - 17,2 мкм в газодинамическом CO₂ лазере. //Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып. 13, с.802-805.

10. Bakanov D.G., Demin A.I., Fedoseev A.I. Koudriavtsev E.M., Odintsov A.I., Volkov A.Yu. Laser action on the transition 18.4 μm in various GDL mixtures. //Appl. Phys., 1982, v.B-28, N 2, p.288-291.

11. Федосеев А.И., Фоменко Л.А. Особенности поглощения излучения на переходах между уровнями спаренных мод CO_2 //В сб. Кинетические и газодинамические процессы в неравновесных средах. Под ред. А.М.Прохорова. Изд.-во МГУ, 1982, с.38-39.

12. Баканов Д.Г., Корниенко Л.С., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Одновременная квазистационарная генерация на переходах 10,6 и 18,4 мкм в газодинамическом CO_2 лазере. //Журнал прикладной спектроскопии 1982, т. 37, вып.2, с.233-238.

13. Баканов Д.Г., Веденеев А.А., Волков А.Ю., Демин А.И., Кудрявцев Е.М., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Способ получения лазерной генерации и устройство для его осуществления. //Авторское свидетельство СССР N 959594 от 14.05.82.

14. Баканов Д.Г., Куликов А.О., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Генерация на переходах между высоколежащими уровнями симметричной и деформационной мод молекулы CO_2 //Письма в ЖТФ, 1983, с.273-277

15. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Куликов А.О., Одинцов А.И., Федосеев А.И., Шарков В.Ф., Энергетические характеристики ГДЛ на переходах между уровнями симметричной и деформационной мод молекулы CO_2 . //Квантовая электроника, 1984, т.11, №3, с. 551-559.

16. Одинцов А.И., Федосеев А.И., Фоменко Л.А. Кинетическое охлаждение газа при оптической накачке связанных мод CO_2 . //Журнал прикладной спектроскопии, 1985, т.42, N 3, с.383-389

17. Одинцов А.И., Федосеев А.И., Фоменко Л.А. Численный анализ колебательной кинетики связанных мод CO_2 . //Вестник МГУ, сер. 3 - физика, астрономия, 1986, т. 27, № 4, с. 66-71.

18. Одинцов А.И., Федосеев А.И., Фоменко Л.А. Оптимизация условий съема энергии в CO_2 ГДЛ на связанных модах. //Квантовая электроника, 1988, т.15, №5, с.915-921

19. Баканов Д.Г., Иванова О.Ю., Куликов А.О., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Спектр длинноволновой генерации газодинамического CO_2 лазера. //Журнал прикладной спектроскопии, 1987, т.46, N 2, с.218-225

20. Иванова О.Ю., Кутузов О.А., Одинцов А.И., Федосеев А.И., Шульга А.Г. Определение населенностей колебательных уровней и температуры газа по коэффициентам усиления переходов CO_2 -ГДЛ на связанных модах. //Журнал прикладной спектроскопии, 1990, т.52, №6, с.949-954.

21. Баранов А.Н., Иванова О.Ю., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Определение населенностей рабочих уровней в длинноволновом CO_2 -ГДЛ с модуляцией добротности. //Вестник Московского Университета, сер. 3 - физика, астрономия, 1991, т.32, №3, с.62-66.

22. Баранов А.Н., Николаева О.Ю., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Автомодуляционный режим генерации в лазерах с поперечной прокачкой рабочего вещества. //Квантовая электроника, 1993, т.20, №6, с.589-593,.

23. Баранов А.Н., Николаева О.Ю., Одинцов А.И., Туркин Н.Г., Федосеев А.И. Способ получения импульсно-периодического лазерного излучения. //Российский патент № 2019016 от 20.03.91, бюллетень «Изобретения. Полезные модели», 1994, №16, дата публикации 30.08.94.

24. Баранов А.Н., Николаева О.Ю., Одинцов А.И., Туркин Н.Г., Федосеев А.И. Импульсно-периодический лазер с прокачкой рабочей среды. //Российский патент № 2019017 от 20.03.91, бюллетень «Изобретения. Полезные модели», 1994, №16, дата публикации 30.08.94.

25. Николаева О.Ю., Одинцов А.И., Федосеев А.И., Федянович А.В. Автомодулированная генерация быстропоточных лазеров с неустойчивым резонатором. //Оптика и спектроскопия, 1995, т.78, №5, с.837-841.

26. O.Y.Nikolaeva, A.I.Odintsov, A.I.Fedoseev, A.V.Fedjanovich Resonator systems providing self-pulsing oscillations in fast flow gas lasers. //Proceedings of SPIE, 1996, v. 2713, pp. 67-72.

27. Мушенков А.В., Одинцов А.И., Саркаров, Н.Э., Федосеев А.И., Федянович А.В. Динамика генерации быстропоточного лазера с неоднородным возбуждением активной среды в неустойчивом резонаторе. // Квантовая электроника, 1997, т. 24, № 5, с.431 – 435.

28. Николаева О.Ю., Одинцов А.И., Федосеев А.И., Федянович А.В. Способ получения импульсно-периодического автомодулированного лазерного излучения. //Российский патент № 2080717 от 23.03.94, бюллетень «Изобретения. Полезные модели», 1997, №15, дата публикации 27.05.97.

29. Fedoseev A.I., Loskutov A.Yu., Mushenkov A.V., Odintsov A.I., Sharkov A.V. Non-stationary operation of the fast-flow lasers and new possibilities of controlling the laser output characteristics. //Proceedings of SPIE 1999, V.3574, p.791-797.

30. Лоскутов А.Ю., Мушенков А.В., Одинцов А.И., Федосеев А.И. Хаотическая генерация в проточном лазере с пространственно-неоднородной накачкой. //Известия ВУЗов. Прикладная нелинейная динамика. 1999, т.7, N1, с.40-48.

31. Лоскутов А.Ю., Мушенков А.В., Одинцов А.И., Федосеев А.И., Федянович А.В. Режимы хаотической генерации в неустойчивом резонаторе быстропроточного лазера с неоднородной накачкой. // Квантовая электроника 1999, т.29, N2, с.127-131.

32. Fedoseev A.I., Fedjanovich A.V., Ishenko E.P., Mushenkov A.V., Odintsov A.I. and Sarkarov N.E.. New Methods of Control of Fast-Flow Laser Operation Regimes. //Proceedings of SPIE, 2003, volume 5137, paper 45, p.332-339.

33. Fedoseev A.I., Mushenkov A.V., Odintsov A.I. and Sarkarov N.E. Relaxation oscillations of power in an unstable resonator of fast flow laser. //Proceedings of SPIE, 2004, volume 5777, p.662-669.

34. Fedoseev A.I., Gosteva M.A., Gurashvily V.A., Odintsov A.I., Korolenko P.V., Sarkarov N.E., Tanachev I. A. Self-pulsing fast flow laser with controllable depth of power modulation. //Proceedings of SPIE, 2006, volume 6053, p.123-127.

35. Одинцов А.И., Саркаров Н.Э., Федосеев А.И. Автоколебательные возмущения в быстропроточном лазере с неустойчивым резонатором. //Квантовая электроника, 2006, т.36, №9, с.853-859.

36. Ануфриева А.А., Кузьминский Л.С., Федосеев А.И. Автомодуляционные режимы генерации в быстропроточном СО₂ лазере. Вестник Московского университета. Сер.3 - физика, астрономия, 2007, т.48, №2, с.66-68.