

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи



ДУДЕЦКИЙ ВАДИМ ЮРЬЕВИЧ

Параметрические процессы в твердотельном кольцевом
лазере с несимметричной связью встречных волн

01.04.05 - оптика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Ларионцев Е.Г.

МОСКВА 2015

Оглавление

Введение	4
Актуальность проблемы	4
Цель работы	5
Основные положения, выносимые на защиту	5
Научная новизна исследований	7
Практическое значение работы	7
Апробация результатов работы	8
Публикации	8
Личный вклад автора	10
Структура и объем диссертации	10
Краткое содержание диссертации	10
ГЛАВА 1. Динамика излучения автономного ТКЛ (обзор литературы).	13
1.1. Введение	13
1.2. Стационарные режимы генерации	14
1.3. Автомодуляционные режимы генерации	16
1.4. Автомодуляционный режим генерации 1-го рода	18
1.5. Релаксационные колебания излучения ТКЛ	21
1.6. Параметрическое взаимодействие автомодуляционных и релаксационных колебаний	23
1.7. Способы управления режимами генерации в кольцевом чип-лазере ...	30
ГЛАВА 2. Синхронизация автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом при несимметричной связи встречных волн .	37
2.1. Введение	37
2.2. Синхронизация автомодуляционных колебаний в ТКЛ при симметричной связи встречных волн	39
2.3. Теоретическая модель и параметры лазера	42
2.4. Синхронизация периодических автомодуляционных колебаний вблизи границы области параметрического резонанса	46
2.4.1. Результаты численного моделирования	47

2.4.2. Экспериментальные результаты	52
2.5. Бистабильные режимы синхронизации автомодуляционных колебаний..	56
2.5.1. Результаты численного моделирования.....	56
2.5.2. Сравнение с экспериментом.....	58
2.6. Синхронизация автомодуляционных колебаний с удвоенным периодом автомодуляции.....	59
2.6.1. Результаты численного моделирования.....	59
2.6.2. Сравнение с экспериментом.....	62
2.7. Выводы к главе	65
ГЛАВА 3. Синхронизация и десинхронизация автомодуляционных колебаний в кольцевом чип-лазере под воздействием периодического сигнала и шума	69
3.1. Введение.....	69
3.2. Численное моделирование	70
3.3. Эксперимент	76
3.4. Выводы к главе	78
ГЛАВА 4. Бистабильность автомодуляционных колебаний в автономном ТКЛ с несимметричной связью встречных волн	80
4.1. Введение.....	80
4.2. Результаты исследований.....	81
4.2.1. Первая ветвь бистабильных автомодуляционных режимов.....	82
4.2.2. Вторая ветвь бистабильных автомодуляционных режимов	87
4.3. Сравнение с экспериментом	92
4.4. Выводы к главе	93
Заключение.....	95
Список литературы	97

Введение

Актуальность проблемы

Твердотельные кольцевые лазеры (ТКЛ) широко используются в научных и прикладных исследованиях. В случае монолитных ТКЛ, накачиваемых полупроводниковыми лазерами, большое практическое значение имеет высокостабильный режим однонаправленной одночастотной генерации. ТКЛ, работающие в этом режиме [1-4], нашли применение в метрологии, спектроскопии высокого разрешения, системах передачи информации, в нелинейно-оптических системах преобразования частоты лазерного излучения, в научных исследованиях (например, по поиску гравитационных волн) и т.д. Важное практическое значение имеет также и другой режим генерации ТКЛ – режим биений. В последнее время этот режим, аналогичный режиму биений в газовых кольцевых лазерах, находит применение в лазерной гироскопии и магнитометрии [5-11]. Благодаря высокой стабильности лазерных параметров, монолитные ТКЛ являются удобным объектом для фундаментальных исследований в области нелинейной динамики.

ТКЛ – нелинейная оптическая система, для которой характерна весьма сложная динамика генерации. Изучение нелинейного взаимодействия встречных волн в активной среде является одним из актуальных вопросов. Эти исследования важны для усовершенствования математических моделей, используемых для описания физических процессов в ТКЛ. Исследования динамики излучения ТКЛ дали вклад в изучение процессов синхронизации хаотических колебаний [12-14], а также в изучение нелинейных стохастических процессов, возникающих при воздействии шума на динамическую систему [15,16].

Несмотря на то, что теоретические и экспериментальные исследования динамики ТКЛ ведутся уже почти 50 лет, до настоящего времени ряд

особенностей динамики излучения, связанных с параметрическим взаимодействием автомодуляционных и релаксационных колебаний, не был изучен. Сюда относятся вопросы, связанные с возникновением бистабильных автомодуляционных режимов генерации в областях параметрических резонансов, а также с синхронизацией автомодуляционных колебаний в ТКЛ под воздействием периодического сигнала, модулирующего мощность излучения накачки.

Бистабильность состояний излучения ТКЛ представляет интерес в связи с исследованиями по наблюдению стохастического резонанса [17,18].

Цель работы

Целями диссертационной работы являются:

1. Исследование синхронизации автомодуляционных колебаний излучения в ТКЛ с несимметричной связью встречных волн под воздействием периодического сигнала, модулирующего мощность излучения накачки;
2. Изучение процессов синхронизации и десинхронизации автомодуляционных колебаний при одновременном воздействии на ТКЛ шумовой и периодической модуляции излучения накачки;
3. Исследование бистабильных состояний, возникающих в ТКЛ в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями.

Основные положения, выносимые на защиту

1. При синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом в ТКЛ с несимметричной связью встречных волн внутри области синхронизации возникают как периодические, так и квазипериодические режимы синхронизации. Периодические режимы

синхронизации наблюдаются у верхней границы области синхронизации, а квазипериодические – со стороны нижней границы. Ширина области, в которой наблюдается квазипериодический режим синхронизации, возрастает при приближении к границе параметрического резонанса (расширяется с увеличением превышения уровня накачки над порогом η_0).

2. При синхронизации автомодуляционных колебаний в режиме с удвоенным периодом под воздействием периодической модуляции накачки происходит как захват частоты автомодуляционных колебаний, так и уменьшение вдвое периода автомодуляции.

3. Существует область параметров ТКЛ (превышения накачки над порогом и глубины модуляции накачки), в которой имеет место бистабильность: найдены две ветви бистабильных режимов синхронизации автомодуляционных колебаний.

4. При синхронизации порядка $1/2$ шум может способствовать вынужденной синхронизации автомодуляционных колебаний периодическим сигналом: в отсутствие шума синхронизация может отсутствовать, а при добавлении достаточно слабого шума она возникает. При последующем увеличении интенсивности шума синхронизация постепенно пропадает.

5. В автономном ТКЛ с несимметричной связью волн при малой амплитудной невзаимности резонатора может существовать бистабильность автомодуляционных колебаний. Найдены две ветви бистабильных состояний, на которых автомодуляционные колебания излучения существенно отличаются по временным и спектральным характеристикам. На первой ветви наблюдаются периодические автомодуляционные режимы: автомодуляционный режим первого рода и режим с удвоенным периодом. Для второй ветви характерна более сложная динамика излучения в зависимости от уровня накачки: с ростом превышения накачки над порогом генерации квазипериодический автомодуляционный режим переходит в режим динамического хаоса, затем в периодический автомодуляционный

режим с удвоенным периодом, и, наконец, в автомодуляционный режим первого рода.

Научная новизна исследований, изложенных в диссертации, состоит в следующем:

1. Исследована синхронизация автомодуляционных колебаний излучения ТКЛ под воздействием периодического сигнала, модулирующего мощность накачки, в условиях параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. Обнаружены новые режимы синхронизации автомодуляционных колебаний. Найдены области параметров ТКЛ, в которых существуют две ветви бистабильных режимов синхронизации автомодуляционных колебаний.

2. Изучены процессы синхронизации и десинхронизации автомодуляционных колебаний при одновременном воздействии на ТКЛ шумовой и периодической модуляции излучения накачки. Показано, что при малых интенсивностях шумовой модуляции накачки шум способствует синхронизации автомодуляционных колебаний периодическим сигналом.

3. Исследовано влияние несимметричной связи волн и амплитудной невязимности резонатора на бистабильность автомодуляционных режимов генерации в автономном ТКЛ. В области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями найдены две ветви бистабильных автомодуляционных режимов генерации, существенно отличающихся по временным и спектральным характеристикам.

Практическое значение работы

1. Результаты проведенных исследований показывают, что нестабильностью автомодуляционных колебаний лазерного излучения, обусловленной оптическими процессами рассеяния света и интерференцией

встречных волн, можно эффективно управлять путем модуляции накачки высокостабильным периодическим сигналом. Проведенные в диссертации исследования по синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом позволяют значительно увеличить стабильность частоты автомодуляционных колебаний, что расширяет возможности использования таких лазеров в качестве высокостабильных источников бигармонических колебаний.

2. Бистабильные режимы автомодуляционных колебаний, возникающие в монолитных ТКЛ, представляют интерес для дальнейших исследований по изучению и использованию стохастических процессов в лазерах (в частности, стохастического резонанса).

Апробация результатов работы

Основные положения и результаты диссертационной работы отражены в трех публикациях в специализированном ведущем научном журнале “Квантовая электроника” и докладывались на международных конференциях: IONS-9 Salamanca (Саламанка, 2011), IONS-11 Paris (Париж, 2012), IONS-12 Naples (Неаполь, 2012), Получено свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2015611577 «Расчет генерации излучения твердотельного кольцевого лазера».

Публикации

По результатам диссертационной работы опубликовано: 3 статьи в специализированном ведущем научном журнале “Квантовая электроника”, 2 тезиса докладов (электронный ресурс) на международных конференциях и 3 статьи в сборниках научных трудов Международных конференций.

1. Дудецкий В.Ю. Бистабильность автомодуляционных колебаний в твердотельных кольцевых чип-лазерах. - Квантовая электроника, 43, 1024 (2013).

2. Дудецкий В.Ю., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. Синхронизация автоколебаний в твердотельном кольцевом лазере при модуляции накачки в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. - Квантовая электроника, 43, 12 (2013).

3. Дудецкий В.Ю., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. Синхронизация и десинхронизация автомодуляционных колебаний в кольцевом чип-лазере под действием периодического сигнала и шума. - Квантовая электроника, 44, 23 (2014).

4. Дудецкий В.Ю. Синхронизация автоколебаний в твердотельном кольцевом лазере при модуляции накачки вблизи и в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. Сборник научных трудов международной научно-практической конференции «Инновации в науке», издательский дом «Научное обозрение», Москва, 2015.– С. 91-108.

5. Дудецкий В.Ю. Синхронизация и десинхронизация автомодуляционных колебаний в кольцевом чип-лазере под действием периодического сигнала и шума. Сборник статей по материалам XXXIV международной научно-практической конференции «Естественные и математические науки в современном мире», «СибАК», г. Новосибирск, Россия, 2015. – С. 31-44.

6. Дудецкий В.Ю. Бистабильность автомодуляционных колебаний в автономном твердотельном кольцевом лазере. Сборник статей по материалам XXXIV международной научно-практической конференции «Естественные и математические науки в современном мире», «СибАК», г. Новосибирск, Россия, 2015. — С. 16-27.

7. Международная конференция IONS-9 Salamanca (Саламанка, 2011) "Synchronization of periodic and quasi-periodic oscillations in solid-state ring laser external signals", V.Y. Dudetskiy, Lomonosov, Moscow State Univ. (Russia).

Электронный ресурс:

http://www.opfocus.net/index.php?id=4&topic=ions9_programme.

8. Международная конференция IONS-12 (Naples Неаполь, 2012)

Vadim Dudetskiy. Influence of the resonator amplitude nonreciprocity on the self-modulations regimes of the generation solid-state ring laser.

Электронный ресурс:

http://www.opfocus.net/index.php?id=4&topic=ions12_programme.

Личный вклад автора

Все результаты диссертационной работы, базирующиеся на численном моделировании динамики излучения кольцевого лазера, получены самим автором, он принимал также непосредственное участие в обсуждениях экспериментальных исследований, проведенных с целью проверки результатов численного моделирования динамики излучения кольцевого лазера, и в подготовке полученных результатов к публикации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 106 страниц машинописного текста, включая 19 рисунков. Список цитированной литературы состоит из 90 наименований.

Краткое содержание диссертации

Во введении обоснована актуальность выбранной темы диссертации, сформулирована цель работы, отмечены научная новизна, научная

и практическая значимость, приведены защищаемые положения и кратко изложено содержание работы по главам.

Первая глава диссертации представляет собой краткий литературный обзор, в котором рассмотрена динамика излучения и основные режимы генерации автономного ТКЛ.

Вторая глава диссертации посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию синхронизации автоколебаний в твердотельном кольцевом лазере при модуляции накачки в условиях параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. Рассмотрена синхронизация автомодуляционных колебаний в ТКЛ при симметричной связи встречных волн, исследованы особенности синхронизации периодических колебаний вблизи границы области параметрического резонанса и в режиме с удвоенным периодом автомодуляции.

В третьей главе приведены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований синхронизации и десинхронизации автомодуляционных колебаний в кольцевом чип-лазере под действием периодического сигнала и шума.

Установлено, что, в отличие от эффекта десинхронизации, обычно возникающего под действием шума при синхронизации автоколебаний (порядка $1/1$) периодическим сигналом, синхронизация порядка $1/2$ может сопровождаться конструктивным воздействием шума: при достаточно малой интенсивности шум накачки способствует синхронизации автоколебаний, сужению их спектра и увеличению отношения сигнал/шум.

В четвертой главе в рамках векторной модели ТКЛ, с помощью численного моделирования проводится детальный анализ бистабильных автомодуляционных колебаний ТКЛ с несимметричной связью встречных волн, существующих в области параметрического резонанса. Найдены области бистабильности, в которых существуют различные автомодуляционные режимы генерации (периодические и

квазипериодические автомодуляционные режимы, а также режим динамического хаоса). В области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями найдены две ветви бистабильных автомодуляционных режимов генерации.

Полученные результаты сравниваются с результатами проведенных ранее экспериментальных исследований.

В заключении сформулированы основные выводы диссертационной работы.

ГЛАВА 1. Динамика излучения автономного ТКЛ (обзор литературы)

1.1. Введение

Первая глава представляет собой краткий литературный обзор, в котором рассмотрена динамика излучения твердотельных кольцевых лазеров: основные режимы генерации, основные уравнения, описывающие ТКЛ.

Обзор литературы, изложенный в данной главе, относится к автономным ТКЛ.

В лазере генерация осуществляется на модах резонатора. В кольцевых лазерах в общем случае в линию усиления попадает очень большое число аксиальных мод. При этом генерация оказывается многомодовой и число мод будет тем больше, чем больше периметр резонатора, так как расстояние между аксиальными модами, определяемое формулой $\frac{c}{L}$ (c - скорость света, L - периметр резонатора), уменьшается с увеличением периметра L .

В монолитном твердотельном кольцевом лазере (из-за небольшого периметра резонатора и из-за конкуренции мод в активной среде лазера с однородно уширенной линией усиления) генерация, как правило, происходит в каждом направлении на одной аксиальной моде.

При исследовании нелинейной динамики ТКЛ, как правило, ограничиваются рассмотрением случая одномодового излучения в каждом направлении генерации. Наиболее полно исследована динамика ТКЛ, когда в каждом направлении генерируются световые пучки на основной поперечной моде.

Динамика излучения ТКЛ определяется нелинейным взаимодействием встречных волн в активной среде и линейной связью встречных волн

вследствие обратного рассеяния на неоднородностях внутрирезонаторной среды. Многообразие режимов генерации, возникающих в ТКЛ, зависит также от того, является ли кольцевой лазер автономным или неавтономным.

В автономном ТКЛ лазерные параметры постоянны (не зависят от времени). В неавтономных ТКЛ параметры зависят от времени (например, может осуществляться периодическая модуляция лазерных параметров).

Проводившиеся ранее теоретические и экспериментальные исследования показали (см., например, обзор [19]), что в неавтономных ТКЛ с периодической модуляцией параметров наблюдается значительное усложнение динамики излучения и возникает большое количество различных режимов генерации (периодических, квазипериодических и хаотических).

1.2. Стационарные режимы генерации

В одномодовом автономном ТКЛ могут существовать и оказаться устойчивыми несколько режимов стационарной генерации: режим бегущей волны (или режим однонаправленной одночастотной генерации), режим стоячей волны и двунаправленные стационарные режимы с неравными интенсивностями встречных волн.

В ТКЛ имеет место сильная конкуренция встречных волн, обусловленная их нелинейным взаимодействием в активной среде с однородно уширенной линией усиления. Встречные волны в процессе индуцированного излучения наводят в активной среде решетку инверсии населенностей. Из-за обратных отражений на этой решетке возникает неравенство коэффициентов усиления для встречных волн. В результате, при отсутствии связи встречных волн через обратное рассеяние (а также при достаточно слабой связи), происходит подавление одной из встречных волн и в ТКЛ устанавливается режим бегущей волны. Устойчивость стационарных режимов генерации определяется, прежде всего, величиной коэффициентов связи встречных волн [20-23].

При наличии связи встречных волн через обратное рассеяние может существовать устойчивый стационарный режим с существенно не равными интенсивностями встречных волн (близкий к режиму бегущей волны).

Этот режим устойчив при слабой связи. Устойчивость режима бегущей волны в случае комплексно сопряженной связи ($m_1 = m_2 = m$) и при отсутствии амплитудной и частотной невязимности резонатора определяется

условием: $m \leq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega \eta}{Q T_1}}$, здесь $\frac{\omega}{Q}$ – ширина полосы резонатора, η – превышение накачки над порогом, T_1 – время продольной релаксации.

При сильной связи встречных волн через обратное рассеяние становится устойчивым стационарный режим стоячей волны.

Условие устойчивости режима стоячей волны при отсутствии невязимности резонатора определяется неравенством:

$$\sqrt{m_1 m_2} \left| \sin \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \right| > \eta \omega / 3Q, \quad \dots\dots\dots(1.1)$$

здесь $m_{1,2}$ и $\theta_{1,2}$ – модули и фазы коэффициентов связи.

В этом режиме встречные волны имеют равные интенсивности и частоты. В ТКЛ, состоящих из отдельных дискретных элементов, сильная связь встречных волн может возникать за счет отражений от торцов активного элемента, если они не просветлены.

В монолитных ТКЛ величина связи обычно оказывается недостаточной для выполнения условия устойчивости стоячей волны.

В первых теоретических работах [24-30], посвященных устойчивости одночастотного режима бегущей волны в ТКЛ, не учитывалась связь встречных волн через обратное рассеяние. В этом случае стационарный режим бегущей волны при больших превышениях накачки над порогом генерации оказывается неустойчивым к возбуждению других аксиальных мод и возникает автомодуляция излучения в режиме бегущей волны.

Как уже отмечалось во введении [1-4], высокостабильный режим

однонаправленной одночастотной генерации в ТКЛ имеет большое практическое значение. Обычно этот режим в ТКЛ реализуется путем создания амплитудной невзаимности кольцевого резонатора под действием внешнего постоянного магнитного поля, наложенного на активный элемент (см., например, [1-4]). Другие возможности получения режима однонаправленной генерации в ТКЛ были предложены в работах О.Е. Нания и соавторов [31-33]. Эти возможности основаны на использовании акустооптической амплитудной и фазовой невзаимности, возникающей в кольцевом резонаторе при дифракции света на ультразвуковых волнах.

В первых экспериментальных исследованиях по динамике генерации ТКЛ наблюдался устойчивый режим стоячей волны, а для получения режима бегущей волны использовались невзаимные элементы [34-37].

Это противоречие между теорией и экспериментом, как впервые было установлено в работах [20,21], объясняется тем, что в теории ТКЛ не учитывалась связь встречных волн через обратное рассеяние.

1.3. Автомуляционные режимы генерации

При промежуточных значениях коэффициентов связи встречных волн через обратное рассеяние реализуются автомуляционные режимы генерации. Автомуляционный режим первого рода [21-23,38-43] является самым распространенным среди автомуляционных режимов генерации.

Этот режим характеризуется тем, что интенсивности встречных волн колеблются почти в противофазе по синусоидальному закону с частотой автомуляции ω_m , зависящей от величины коэффициентов связи, а также частотной и амплитудной невзаимности резонатора. Значение частоты ω_m в монолитных ТКЛ обычно порядка нескольких десятков – сотен кГц.

Существует также и другой периодический автомуляционный режим, в котором возникают синфазные колебания интенсивностей

встречных волн. Теоретический анализ, проведенный в работе [39] показал, что этот режим может наблюдаться только при наличии амплитудной невязимности резонатора. Экспериментально этот режим наблюдался в работах [44,45].

Кроме периодических автомодуляционных режимов в ТКЛ могут возникать и автомодуляционные режимы с более сложной автомодуляцией интенсивностей встречных волн. Одним из таких режимов является автомодуляционный режим второго рода [20-22,46-48].

В этом режиме происходит переключение направления генерации за время установления инверсии населенностей ($\sim T_1$), в результате чего возникает сложная форма автомодуляции интенсивностей встречных волн. При переключениях направления генерации наблюдаются переходные процессы с частотой релаксационных колебаний. Автомодуляционный режим второго рода не является периодическим, поскольку детали переходного процесса, сопровождающего переключения направлений генерации, не воспроизводятся от цикла к циклу.

В автомодуляционном режиме второго рода колебания интенсивностей встречных волн сопровождаются модуляцией разности фаз и частот встречных волн. Из-за этого возникает сложный спектр излучения, характерный для частотно-модулированных сигналов. Автомодуляционный режим второго рода существует только для достаточно больших периметров резонатора, когда модули коэффициентов связи встречных волн становятся малыми и автомодуляционный режим первого рода не возбуждается.

Как показано в работах [46-48], неустойчивость стационарной генерации, приводящая к возникновению автомодуляционного режима второго рода, обусловлена тонкой структурой линии усиления.

В монолитных ТКЛ недавно был обнаружен новый режим автомодуляционных колебаний с низкочастотной квазипериодической огибающей [49], для которого характер автомодуляции излучения имеет ряд особенностей, свойственных автомодуляционному режиму второго рода.

Еще более сложная автомодуляция излучения возникает в режимах динамического хаоса. Существуют разные механизмы их возникновения.

В автономных ТКЛ возникновение динамического хаоса происходит в результате параметрического взаимодействия релаксационных и автомодуляционных колебаний [42].

В неавтономных ТКЛ (при периодической модуляции лазерных параметров) хаос возникает в областях параметрических резонансов между частотой модуляции лазерного параметра и частотой релаксационных колебаний излучения.

1.4. Автомодуляционный режим генерации 1-го рода

В настоящей диссертационной работе значительная часть проведенных исследований связана с автомодуляционным режимом 1-го рода.

В связи с этим, ниже изложен более детальный обзор исследований, относящихся к этому режиму.

В отсутствие невзаимности резонатора, как было показано в работах [21,50,51], автомодуляционный режим 1-го рода может существовать в ТКЛ с симметричной связью встречных волн (при $m_1=m_2=m$) в области параметров, определяемой следующими неравенствами:

$$\left(\frac{\eta\omega}{QT_1}\right)^{1/2} |\cos[(\vartheta_1 - \vartheta_2)/2]| < m < \frac{\eta\omega}{3Q} |\sin[(\vartheta_1 - \vartheta_2)/2]| \quad (1.2)$$

В соответствии с этими неравенствами, область модулей коэффициентов связи m , в которой возникают автомодуляционные колебания, оказывается наиболее широкой при коэффициентах связи, близких к комплексно-сопряженным ($|\theta_1 - \theta_2| \ll 1$). С увеличением разности фаз коэффициентов связи эта область сужается и при $\theta_1 - \theta_2 \rightarrow \pi$ существование автомодуляционных колебаний становится невозможным.

В автомодуляционном режиме первого рода в нулевом приближении

электромагнитное поле излучения каждой из встречных волн состоит из двух спектральных компонент. Оптические частоты $\omega_{1,2}$ этих компонент определяются выражениями [43]:

$$\omega_{1,2} = \omega_c \pm \omega_m / 2, \quad (1.3)$$

где ω_c – собственная частота моды резонатора без учета связи встречных волн через обратное рассеяние. Частота автомодуляции равна разности частот этих спектральных компонент. Спектральные компоненты $\omega_{1,2}$ обусловлены расщеплением собственной частоты кольцевого резонатора ω_c вследствие взаимодействия встречных волн за счет связи через обратное рассеяние. Аналогичное явление в случае связанных контуров имеет место и в радиотехнике [52].

В автомодуляционном режиме первого рода оптические поля встречных волн $\varepsilon_{1,2}$ записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + B_1 \cos(\omega_2 t + \varphi_2), \\ \varepsilon_2 &= A_2 \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + B_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2), \end{aligned} \quad (1.4)$$

где $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ – амплитуды спектральных компонент.

Зависимость частоты автомодуляционных колебаний от параметров ТКЛ, таких как модули и фазы коэффициентов связи, относительная отстройка частоты δ от центра линии усиления, частотная невзаимность кольцевого резонатора Ω , при отсутствии амплитудной невзаимности определяется следующими формулами [39]:

$$\omega_{m0}^2 = m_1 m_2 \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2) - \delta m_1 m_2 \sin(\vartheta_1 - \vartheta_2) + \frac{(1 + \delta^2) m_1^2 m_2^2 \sin^2(\vartheta_1 - \vartheta_2)}{m_1^2 + m_2^2 + 2 m_1 m_2 \cos(\vartheta_1 - \vartheta_2)} \quad (1.5)$$

$$\omega_m = \sqrt{\omega_{m0}^2 + \Omega^2}.$$

Зависимость частоты автомодуляции ω_m от амплитудной невзаимности резонатора Δ , т.е. при разных добротностях резонатора Q для встречных волн ($m_1 = m_2 = m$, $\Omega = 0$), была найдена в работе [43]:

$$\omega_m^2 = m^2 \cos^2 \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} - \left(\frac{\Delta \frac{\omega}{Q} \frac{\eta}{\eta+1}}{2m \cos \frac{\theta_1 - \theta_2}{2}} \right)^2 - \Delta^2 \quad (1.6)$$

Интенсивности встречных волн в этом режиме можно представить в виде:

$$\begin{aligned} |E_1|^2 &= I_1^{(0)} + I_1 \sin(\omega_m t + \varphi_1), \\ |E_2|^2 &= I_2^{(0)} - I_2 \sin(\omega_m t + \varphi_2), \end{aligned} \quad (1.7)$$

где $I_{1,2}^{(0)}$ – постоянные составляющие, $I_{1,2}$ – амплитуды модуляции интенсивностей, $\varphi_{1,2}$ – фазы огибающих интенсивностей встречных волн.

В отсутствие амплитудной невязимности имеет место строго противофазная модуляция интенсивностей встречных волн, при наличии амплитудной невязимности возникает дополнительный фазовый сдвиг автомодуляционных колебаний, определяющийся выражением, приведенным в [43].

Характер зависимости частоты автомодуляции от превышения накачки над порогом при наличии амплитудной невязимности рассмотрен в [43].

Проведенные в работе [50] исследования показали, что если в отсутствие частотной невязимности (т.е. при $\Omega = 0$) в кольцевом лазере имеет место автомодуляционный режим первого рода, то с ростом $|\Omega|$ он сохраняется в области $|\Omega| \leq \Omega_1$. Граничное значение Ω_1 может быть найдено из выражения:

$$m |\sin[(\vartheta_1 - \vartheta_2)/2]| = \frac{\omega}{Q} \eta \frac{m \sqrt{m^2 + \Omega_1^2}}{3m^2 + 2\Omega_1^2} \quad (1.8)$$

При $|\Omega| > \Omega_1$ происходит переход от автомодуляционного режима к стационарному режиму генерации с неравными интенсивностями встречных волн.

Как было сказано выше, частота автомодуляционных колебаний ω_m определяется величиной линейной связи встречных волн и невзаимностью кольцевого резонатора. В отсутствие оптических невзаимностей резонатора частота ω_m кольцевых чип-лазеров составляет 100-300 кГц, а в кольцевых лазерах, состоящих из дискретных элементов, может изменяться от десятков килогерц до нескольких мегагерц.

1.5. Релаксационные колебания излучения ТКЛ

В лазерах с медленной релаксацией инверсии населенности (лазерах класса Б) переходные процессы установления стационарного состояния автомодуляционных колебаний имеют колебательный характер и описываются релаксационными частотами.

В стационарном режиме с существенно неравными интенсивностями встречных волн имеются три релаксационные частоты.

Релаксационные частоты в этом режиме были найдены в [53]:

$$\omega_r = \sqrt{\left(\frac{\omega}{Q}\right) \eta \frac{1}{T_1}};$$

$$\omega_{r1} = (\omega_r^2/2 + \Omega^2/4)^{1/2} - \Omega/2; \quad (1.9)$$

$$\omega_{r2} = (\omega_r^2/2 + \Omega^2/4)^{1/2} + \Omega/2$$

Релаксационные колебания в ТКЛ, работающем в стационарном режиме генерации с существенно неравными интенсивностями исследовались в ряде работ. Устойчивость стационарных режимов с существенно неравными интенсивностями встречных волн (в частности, режима однонаправленной генерации), была исследована в работах [54,55].

В работах [56,57] были исследованы спектры излучения, обнаружены релаксационные пики на релаксационных частотах $\omega_r, \omega_{r1}, \omega_{r2}$, определяемых выше указанными формулами.

Из приведенных формул видно, что в отсутствие частотной

невзаимности Ω частоты ω_{r1} и ω_{r2} вырождены: $\omega_{r1}=\omega_{r2}=\omega_r/\sqrt{2}$.

Введение в резонатор частотной невзаимности Ω приводит к снятию вырождения частот ω_{r1} и ω_{r2} .

Теоретическому и экспериментальному исследованию релаксационных колебаний в ТКЛ, работающем в автомодуляционном режиме первого рода, посвящены работы [58-60].

Теоретический анализ релаксационных колебаний в ТКЛ основывался на системе уравнений для комплексных амплитуд $E_{1,2}$ полей встречных волн и пространственных гармоник инверсной населенности. Использовалась стандартная модель ТКЛ, в которой поляризации полей встречных волн полагаются одинаковыми.

В ТКЛ, работающем в автомодуляционном режиме первого рода, существует две релаксационные частоты: основная релаксационная частота ω_r , которая определяется формулой:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{\left(\frac{\omega}{Q}\right)\eta}{T_1}} \quad (1.10)$$

и дополнительная релаксационная частота ω_{r1} , определяемая формулой:

$$\omega_{r1} = \sqrt{\frac{\omega_r^2 + \omega_m^2 - \omega_m^2 \sqrt{\omega_m^4 + 2\omega_r^2 \Omega^2}}{2}}. \quad (1.11)$$

Экспериментальные и теоретические исследования релаксационных колебаний ТКЛ в автомодуляционном режиме 1-го рода, проведенные в [58-60], показали, что в этом случае отсутствует вырождение частот релаксационных колебаний во всей области изменения частотной невзаимности и зависимость частот релаксационных колебаний от параметров кольцевого лазера существенно отличается от соответствующей зависимости для режима однонаправленной генерации.

Исследование релаксационных частот в автомодуляционном режиме первого рода и сравнение теории и эксперимента показали, что стандартная

модель недостаточно точно описывает происходящие процессы.

Усовершенствование стандартной модели с целью учета различия поляризации взаимодействующих волн проводилось в работах [61,62].

В работах [61,62] была развита векторная модель ТКЛ, в которой учитывалось взаимодействие встречных волн, имеющих разные эллиптические поляризации.

Более простая векторная модель, учитывающая различие поляризации встречных волн, была использована в работе [63]. Система уравнений векторной модели, использованной в этой работе, отличается от уравнений стандартной модели присутствием поляризационного фактора β .

Различие поляризации встречных волн существенно влияет на релаксационные колебания в автомодуляционном режиме. Основная релаксационная частота в автомодуляционном режиме не зависит от поляризационного фактора, а в формуле, описывающей дополнительную релаксационную частоту, появляется поляризационный фактор β . При $\beta=1$ (предельный случай одинаковых поляризации) формулы для релаксационных частот переходят в выражения, полученные в стандартной модели.

Сравнение экспериментальных результатов с теорией позволило определить величину поляризационного фактора, $\beta=0,7$. При этом значении поляризационного фактора экспериментальные исследования, проведенные в [63], хорошо согласуются с теорией в рамках векторной модели.

1.6. Параметрическое взаимодействие автомодуляционных и релаксационных колебаний

Важную роль в нелинейной динамике излучения ТКЛ играет параметрическое взаимодействие между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. Такое взаимодействие является основным механизмом, приводящим к неустойчивости автомодуляционного режима

первого рода.

При анализе автомодуляционных колебаний излучения ТКЛ в работах [42,60,64,65] применялся подход, который используется при анализе параметрических систем. Анализ показал, что динамика излучения оказывается существенно разной в зависимости от того, попадает или не попадает частота автомодуляционных колебаний ω_m в область параметрических резонансов с частой релаксационных колебаний.

Исследования, проведенные в работах [42,60,64,65], показали, что в автономном лазере наиболее существенными являются две области параметрического резонанса. Одна область, когда частота автомодуляционных колебаний близка к основной релаксационной частоте $\omega_m \approx \omega_r$, и другая, когда частота автомодуляционных колебаний близка к удвоенному значению основной релаксационной частоты $\omega_m \approx 2\omega_r$.

В зонах параметрического резонанса происходит раскачка релаксационных колебаний. Автомодуляционный режим 1-го рода становится неустойчивым. Ширины области параметрических резонансов существенно зависят от параметров ТКЛ (в первую очередь от коэффициента связи встречных волн, разности их модулей, превышения уровня накачки над порогом и т.д.).

В работе [42] были исследованы режимы генерации в областях параметрических резонансов между частотой автомодуляционных колебаний ω_m и основной релаксационной частотой ω_r при изменении в широком диапазоне модулей и фаз коэффициентов связи встречных волн.

В одной из областей параметрического резонанса, когда $\omega_m \approx \omega_r$, неустойчивость автомодуляционного режима приводит к возникновению динамического хаоса.

В другой области параметрического резонанса, когда частота автомодуляции приближается к удвоенному значению основной релаксационной частоты, также возникает сильное параметрическое взаимодействие автомодуляционных и релаксационных колебаний.

Такое взаимодействие приводит к раскачке релаксационных колебаний, неустойчивости автомодуляционного режима генерации первого рода и к возбуждению более сложных автомодуляционных колебаний, например, режима с удвоенным периодом автомодуляции излучения.

В этой области параметрического резонанса, помимо периодического режима с удвоенным периодом автомодуляции, могут возникать также режим с низкочастотной огибающей, режим динамического хаоса [42,50,65].

В работе [42] получено уравнение, определяющее границы области параметрического резонанса. Как было показано в [42,50,65] при несимметричной связи ($m_1 \neq m$) ширина области параметрического резонанса растет с увеличением неравенства модулей коэффициентов связи.

В случае симметричной связи встречных волн ($m_1=m_2$) ширина области параметрического резонанса обращается в нуль, сумма интенсивностей встречных волн оказывается постоянной и параметрическая раскачка релаксационных колебаний становится невозможной.

В работе [65] экспериментально, а также на основе численного моделирования динамики ТКЛ были исследованы нелинейные явления, возникающие в ТКЛ при приближении к точке бифуркации удвоения периода автомодуляционных колебаний и внутри области удвоения периода автомодуляционных колебаний.

Как было сказано выше, бифуркация удвоения периода автомодуляционных колебаний возникает вследствие параметрического взаимодействия автомодуляционных колебаний первого рода с релаксационными колебаниями, когда частота автомодуляции приближается к удвоенному значению основной релаксационной частоты.

В экспериментальных исследованиях [65] изучалась динамика автомодуляционных колебаний. Управляющим параметром было выбрано превышение мощности накачки над порогом генерации η .

Проведенные исследования показали, что в широком диапазоне значений η (исключая интервал $0,22 < \eta < 0,37$) в лазере наблюдался

астомодуляционный режим первого рода. При изменении превышения мощности накачки над порогом η частота автомодуляционных колебаний менялась незначительно, а частота релаксационных колебаний плавно росла.

При $\omega_m \approx 2\omega_r$ возникал параметрический резонанс, сопровождающийся раскачкой релаксационных колебаний и удвоением периода автомодуляционных колебаний.

Режим с удвоенным периодом существовал в конечном интервале изменения управляющего параметра $\eta: \eta_1 < \eta < \eta_2$, где η_1, η_2 , – левая и правая границы параметрического резонанса (в эксперименте режим удвоения периода автомодуляционных колебаний существовал в интервале $0,22 < \eta < 0,37$).

В [65] исследованы временные зависимости излучения встречных волн при вариации параметра превышения мощности накачки над порогом генерации η . Показано, что в области удвоения периода автомодуляция излучения интенсивностей встречных волн становится несинусоидальной, на каждом периоде колебаний появляется два максимума интенсивности. Максимумы интенсивности меняются с изменением превышения мощности накачки над порогом генерации η – либо значительно различаются (при $\eta=0,3$), либо становятся почти одинаковыми (при $\eta=0,37$).

Кроме того, в [65] показано, что спектры мощности излучения также различны для встречных волн, что объясняется неравенством модулей коэффициентов обратной связи m_1, m_2 , а также амплитудной невзаимностью: $\Delta = \omega_c/Q_2 - \omega_c/Q_1$.

Как показали проводившиеся исследования в кольцевом лазере небольшая амплитудная невзаимность может существовать и при отсутствии внешнего магнитного поля.

В автомодуляционном режиме первого рода при отсутствии амплитудной невзаимности ($\Delta=0$) автомодуляции интенсивностей встречных волн строго противофазны, при $\Delta \neq 0$ возникает отклонение

от противофазности, которое характеризуется фазовым сдвигом:
 $\sin \delta\varphi = 2\Delta/\omega_m$.

Значение амплитудной невязимности может быть определено по величине наблюдаемого фазового отклонения $\delta\varphi$ сигналов автомодуляции во встречных волнах (по величине фазового сдвига вычисляется значение амплитудной невязимности).

Особенностью спектра мощности излучения [65] является наличие вблизи точки бифуркации удвоения периода шумовых предвестников (два близко расположенных пика на частоте ω_r и комбинационной частоте $(\omega_m - \omega_r)$).

Шумовые предвестники возникают под влиянием собственных шумов. При увеличении η шумовые предвестники сближаются и растут по интенсивности до появления бифуркации удвоения периода, ширины спектральных пиков на частотах ω_m и ω_r уменьшаются, и при удвоении периода ширина спектрального пика на частоте автомодуляции уменьшается вдвое.

В работе [65] исследовалось также влияние дополнительного шума накачки на характеристики предвестников бифуркации удвоения периода. Было показано, шумовая модуляция накачки влияет на положение (центральную частоту) пиков предвестников и на их ширину.

С ростом шума происходит нелинейное «растаскивание» предвестников, в результате чего границы области удвоения периоды смещаются в направлении увеличения η , то есть, смещение частот шумовых предвестников под действием шумовой накачки приводит к возникновению смещения точки бифуркации.

Исследования, проведенные в работе [16], показали, что в области параметрического резонанса, когда $\omega_m \approx 2\omega_r$, а также в окрестностях этой области параметрического резонанса может существовать бистабильность автомодуляционных колебаний.

Численное моделирование, проведенное в работе, показало, что кроме тех автомодуляционных режимов генерации, которые наблюдались в [65], могут существовать другие автомодуляционные режимы.

Одновременно с автомодуляционным режимом первого рода может существовать и оказаться устойчивым другой автомодуляционный режим – квазипериодический автомодуляционный режим генерации.

На условия возникновения квазипериодического режима генерации, а также на ширины областей бистабильности автомодуляционных колебаний существенное влияние оказывает асимметрия (неравенство модулей коэффициентов связи) и превышение мощности накачки над порогом.

Было показано, что квазипериодический режим возможен вблизи области параметрического резонанса при неравных модулях коэффициентов связи и наличии превышения мощности накачки над порогом. На основе численного моделирования в работе [16] были исследованы временные зависимости и спектры интенсивности встречных волн в автомодуляционном режиме первого рода и в квазипериодическом режиме.

В квазипериодическом режиме частота автомодуляционных колебаний ω_{m1} отличается на несколько кГц от автомодуляционной частоты ω_m в автомодуляционном режиме первого рода.

Спектры интенсивности излучения в этих режимах также различаются – в отличие от автомодуляционного режима первого рода, в квазипериодическом режиме имеется две спектральные компоненты: кроме компоненты на частоте автомодуляционных колебаний ω_{m1} , присутствует еще и компонента с частотой, близкой к основной релаксационной частоте.

В работе [16] было также исследовано влияние шумовой модуляции накачки на автомодуляционные колебания и условия возникновения бистабильности.

Было показано, что при достаточно малой глубине шумовой модуляции накачки может наблюдаться автомодуляционный режим первого рода,

а квазипериодический режим перестаёт существовать, бистабильность исчезает. Даже, если лазер находился первоначально в квазипериодическом режиме, то за счет шумовой модуляции накачки уже при малой шумовой модуляции накачки лазер переходит в автомодуляционный режим первого рода. Но, тем не менее, в рассматриваемой работе квазипериодический режим удалось наблюдать экспериментально при достаточно малых превышениях накачки над порогом.

Было показано, что при малых интенсивностях шума ТКЛ может работать в одном из бистабильных режимов.

С увеличением интенсивности шума возникают случайные, индуцированные шумом, переходы из одного бистабильного режима в другой, т.е. в течение некоторого интервала времени ТКЛ работает либо в периодическом, либо в квазипериодическом режиме.

В некотором узком диапазоне значений интенсивности шума оба бистабильных режима могут возникать с практически равной вероятностью. В этом случае в спектре интенсивности излучения присутствуют обе спектральные компоненты, соответствующие частотам автомодуляционных колебаний в периодическом (ω_m) и квазипериодическом режимах (ω_{m1}).

Бистабильность автомодуляционных колебаний была исследована в [16] в ограниченном, достаточно узком, диапазоне изменения превышения накачки над порогом.

Представляет интерес изучение бистабильности в более широком интервале превышения накачки над порогом. Также представляет интерес изучения влияния на бистабильность амплитудной невязности кольцевого резонатора (что не было изучено ранее).

Одной из целей настоящей диссертационной работы является исследование бистабильных состояний ТКЛ в области параметрического резонанса при несимметричной связи встречных волн в широкой области изменения накачки над порогом и при наличии амплитудной невязности.

1.7. Способы управления режимами генерации в кольцевом чип-лазере

С точки зрения возможности управления режимами генерации преимущество имеют твердотельные кольцевые лазеры, состоящие из дискретных элементов.

Достоинством кольцевого лазера, состоящего из набора дискретных элементов (активного элемента и зеркал) является то, что в нем можно управлять режимами генерации. Управление можно осуществлять изменяя периметр резонатора, положение активного элемента, длину резонатора и т.д., возможно введение в резонатор дополнительных управляющих элементов, таких как амплитудные и частотные невзаимные элементы, создающие амплитудную и частотную невзаимности кольцевого резонатора, ультразвуковые модуляторы, а также с помощью дополнительных элементов, которые могут быть помещены внутри резонатора.

Монолитный твердотельный кольцевой лазер (кольцевой чип-лазер) представляет собой моноблок, защищенный от внешних воздействий. Монолитная конструкция обеспечивает максимальную механическую жесткость системы и, как следствие, высокую стабильность параметров лазера, однако, такая конструкция не позволяет вводить в резонатор дополнительные управляющие элементы.

В отсутствии внешнего магнитного поля основными параметрами, которые могут влиять на динамику генерации, являются превышение мощности накачки над порогом и коэффициенты связи встречных волн, а при воздействии внешнего магнитного поля, которое накладывается на моноблок лазера – амплитудная и частотная невзаимности кольцевого резонатора.

В отсутствии внешнего магнитного поля [42] коэффициент связи

встречных волн регулировался с помощью дополнительных зеркал, которые направляли часть излучения одной из волн во встречную волну.

В этом случае связь определяется не только рассеянием внутри резонатора, связь также возникает за счет отражения от дополнительных зеркал, находящихся вне моноблока. Луч, отраженный от дополнительного внешнего зеркала, возвращается точно в обратном направлении, попадает на резонатор, создает дополнительную обратную связь и меняет коэффициент связи.

Было показано, что изменение коэффициентов связи встречных волн при введении дополнительной связи позволяет как увеличивать, так и уменьшать частоту автомодуляционных колебаний.

В результате этого возможно при изменении коэффициентов связи, как отмечалось ранее, осуществлять параметрические резонансы, когда $\omega_m \approx \omega_r$ и когда $\omega_m \approx 2\omega_r$, т.е. получать режимы генерации, которые возникают в областях неустойчивости автомодуляционного режима первого рода.

Таким образом, введение дополнительной обратной связи (используя зеркало с пьезоэлектрической подложкой и/или систему поляризаторов Николя с поворотной пластиной), дало возможность перехода динамики генерации чип-лазера из автомодуляционного режима первого рода к режимам сложной формы и динамическому хаосу.

Введение дополнительной обратной связи позволило управлять коэффициентами (модулем и фазой) связи встречных волн через обратное рассеяние, а, следовательно, и частотой автомодуляционных колебаний.

Таким образом, выполнение условий параметрического резонанса достигалось за счет изменения частоты автомодуляционных колебаний.

Как сказано в работе [44], при введении дополнительной связи возможно не только изменение модуля коэффициента связи, но и изменение фазы коэффициента связи. Изменение фазы коэффициента связи дает возможность сдвигать частоту автомодуляционных колебаний от её значения в отсутствие дополнительной связи в сторону как увеличения, так

и уменьшения. При модуле коэффициента связи, большего некоторого критического, в лазере возникает негармонический синфазный автомодуляционный режим (см. выше), частота которого зависит от превышения накачки над порогом.

Коэффициенты связи можно изменять не только этим способом. Существует два способа изменять коэффициенты связи – за счет дополнительной обратной связи и за счет изменения температуры моноблока.

В экспериментальных исследованиях [66] исследовалось влияние температуры моноблока на соотношение интенсивностей встречных волн в автомодуляционном режиме. Было показано, что изменение температуры моноблока приводит к изменению модуля коэффициента обратной связи.

При изменении температуры моноблока кольцевого чип-лазера можно как выравнивать, так и делать существенно неравными модули коэффициентов обратной связи. От величины связи встречных волн через обратное рассеяние внутри активного элемента и от обратного рассеяния вне резонатора (от поверхности лазерного диода, сопутствующей ему оптики, фотоприемников) сильно зависит частота автоколебаний.

Теоретически неравенство модулей коэффициентов связи объясняется использованием модели с двумя типами центров обратного рассеяния: на неоднородностях показателя преломления и на неоднородностях поглощения (потерь) излучения внутри резонатора.

Модули коэффициентов линейной связи встречных волн будут равными, если в среде присутствует один из видов рассеивающих центров. Если учитывается как наличие неоднородностей диэлектрической проницаемости активной среды, так и неоднородности коэффициента поглощения, то модули коэффициентов связи оказываются, в общем случае, неравными.

Таким образом, в работе дана качественная оценка влияния температуры моноблока на коэффициенты связи встречных волн.

При изменении температуры происходит как линейное расширение активной среды, так изменение ее показателя преломления.

Эксперименты, проведенные в работе [66] также показали, что изменение температуры моноблока приводит к изменению модулей коэффициентов связи и это объясняется тем, что при изменении температуры меняется отношение интенсивностей встречных волн, а, как было сказано выше, $I_1^{cp}/I_2^{cp}=m_1/m_2$. Кроме того, показано, что в отсутствие внешнего магнитного поля существует амплитудная невзаимность, а также несимметричная связь встречных волн, причем степень несимметричности (отношение модулей коэффициентов связи) зависит от температуры моноблока.

Следует отметить, что в работе [66] экспериментальные исследования показали, что в автомодуляционном режиме первого рода частота автомодуляции растет с увеличением интенсивности генерации (превышение накачки над порогом).

При достаточно малых превышениях накачки над порогом частота автомодуляционных колебаний зависит от η практически линейно. Полученные в работе [66] результаты однозначно свидетельствуют о неизохронности колебаний первого рода.

Как было сказано выше, превышение уровня накачки над порогом также является параметром, с помощью которого можно влиять на динамику ТКЛ.

Путём изменения превышения уровня накачки над порогом достигалось изменение релаксационной частоты (выполнялось условие, когда частота автомодуляционных колебаний близка к удвоенной значению основной релаксационной частоты $\omega_m \approx 2\omega_r$).

При плавном изменении превышения уровня накачки над порогом (теоретически и экспериментально) [65,16] исследовалась эволюция автомодуляционных колебаний.

Было установлено, что существует область изменения уровня

превышения накачки над порогом, в которой возникала бифуркация удвоения периода автомодуляционных колебаний, при этом обнаружена существенная несимметрия бифуркационных временных и спектральных диаграмм для волн во встречном направлении, что может объясняться наличием амплитудной невязимности, неравенством модулей коэффициентов обратной связи встречных волн.

Дополнительная возможность управления режимами генерации связана с воздействием на монолитный кольцевой лазер внешним магнитным полем. При наложении магнитного поля на моноблок лазера в кольцевом резонаторе возникают амплитудная и частотная невязимности. При наложении внешнего постоянного магнитного поля на моноблок реализуется режим бегущей волны (см. обзор [67]), один из практически важных стационарных режимов, позволяющий получить предельно высокую стабильность выходных характеристик и получить одночастотную генерацию при большой высокой мощности.

В работе [68], показано, что наложение на моноблок лазера внешнего постоянного магнитного поля приводит к некоторому изменению поляризации встречных волн. Поляризация встречных волн зависит от напряженности магнитного поля. Различие поляризаций встречных волн приводит к разности потерь во встречных волнах, т.е. к амплитудной невязимности.

Амплитудная невязимность, возникшая при наложении магнитного поля из-за эффекта Фарадея и зависящая от напряженности магнитного поля, является причиной возникновения фазового сдвига между автомодуляционными колебаниями встречных волн.

Знак фазового сдвига зависит от направления магнитного поля и изменяется на противоположный при изменении полярности магнита.

При достаточно малой амплитудной невязимности дополнительный фазовый сдвиг автомодуляционных колебаний определяется формулой [66], представленной выше: $\sin \delta\varphi = 2\Delta/\omega_m$.

Кроме того, в работе [68] показано, что наложение магнитного поля на моноблок лазера приводит к зависимости частоты автомодуляционных колебаний от напряженности магнитного поля, позволяющая вычислить создаваемую полем частотную невзаимность:

$$\omega_{\omega} = (\omega_{\omega 0}^2 + \Omega)^{1/2} = [\omega_{\omega 0}^2 + (\kappa H)^2]^{1/2}, \quad (1.12)$$

где H – напряженность магнитного поля.

В работе [69] экспериментально подтверждена зависимость фазового сдвига между автомодуляционными колебаниями встречных волн в кольцевом твердотельном лазере при наложении постоянного магнитного поля.

В настоящее время найден простой и эффективный способ управления динамикой излучения автономного кольцевого чип-лазера на $YAG:Nd$ при воздействии на него постоянным неоднородным магнитным полем, создающим как частотную, так и значительную амплитудную невзаимность [70]. При проведении экспериментов в [70] фиксировалось положение центра магнита и одновременно регистрировались временные и спектральные характеристики интенсивностей излучения встречных волн кольцевого чип-лазера в зависимости от положения магнита.

В процессе исследования при перемещении магнита в [70] вдоль оси симметрии моноблока были зарегистрированы следующие режимы: автомодуляционный режим первого рода; стационарный режим однонаправленной генерации; режим однонаправленной генерации с автомодуляционными колебаниями на релаксационной частоте; режим динамического хаоса (генерация в режиме хаоса близка к однонаправленной – в спектре сильной волны имеется характерная для динамического хаоса область с непрерывным частотным спектром); синфазный автомодуляционный режим генерации (синфазная импульсная модуляция интенсивностей встречных волн на релаксационной частоте); двунаправленный режим генерации с противофазной импульсной автомодуляцией интенсивностей встречных волн (интенсивности встречных

волн совершают квазипериодические противофазные колебания сложной формы); режим биений с равными средними значениями интенсивностей встречных волн (средние значения интенсивностей выровнены, возникла противофазная модуляция интенсивностей с частотой биений, которая определяется частотной невзаимностью); стационарный режим однонаправленной генерации (направление распространения сильной волны поменялось на противоположное).

В настоящем диссертационном исследовании будет рассматриваться вопросы, связанные с управлением режимами генерации в отсутствие магнитного поля, а управляющим параметром будет являться скорость превышения накачки над порогом.

ГЛАВА 2. Синхронизация автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом при несимметричной связи встречных волн

2.1. Введение

В этой главе изложены результаты численного моделирования и результаты экспериментальных исследований синхронизации автомодуляционных колебаний излучения в ТКЛ с несимметричной связью встречных волн, возникающих в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями, под воздействием внешнего периодического сигнала, модулирующего мощность излучения накачки.

Высокая чувствительность кольцевых лазеров к модуляции параметров приводит к тому, что даже относительно слабая периодическая модуляция оказывается достаточной для того, чтобы вывести отклик лазера на внешнее возмущение за рамки линейности и привести к возникновению разнообразных квазипериодических и хаотических режимов генерации.

В ТКЛ с периодической модуляцией параметров существуют области как параметрических резонансов, присущих автономным лазерам, так и параметрические резонансы при частотах модуляции параметров, равных или кратных частотам релаксационных и автомодуляционных колебаний.

В областях параметрических резонансов имеет место весьма высокая чувствительность к модуляции параметров.

При экспериментальных исследованиях нелинейной динамики в качестве управляющего параметра можно использовать различные параметры кольцевого лазера.

В монолитных кольцевых чип-лазерах наиболее просто осуществляется модуляция превышения накачки над порогом.

В этом случае периодически изменяющиеся превышение накачки над порогом имеет вид:

$$\eta = \eta_0 + h \cos 2\pi f_p t, \quad (2.1)$$

где η_0 – превышение мощности накачки над порогом при отсутствии модуляции;

f_p – частота модуляции накачки;

h – глубина модуляции накачки.

Нелинейная динамика кольцевого лазера при низкочастотной модуляции накачки, когда частота модуляции ω_p находится в области резонансов с основной релаксационной частотой ω_r или с дополнительной релаксационной частотой ω_{r1} , а амплитудная и частотная невязимности резонатора отсутствуют, рассмотрена в работе [19].

До настоящего времени нелинейная динамика ТКЛ детально изучалась, главным образом, в двух областях параметров, в которых частота модуляции ω_p примерно равна или кратна частоте релаксационных колебаний ω_r .

Области параметрических резонансов характеризуются определенными ширинами $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$:

$$|\omega_p - \omega_r| \leq \Delta\omega_1 \text{ или } |\omega_p - 2\omega_r| \leq \Delta\omega_2. \quad (2.2)$$

Было показано, что в этих областях возникают импульсные режимы периодической и квазипериодической модуляции интенсивностей встречных волн, а также режимы синхронного и несинхронного хаоса во встречных направлениях генерации [16,71].

В третьей области параметров, в которой частота модуляции ω_p близка к частоте автомодуляционных колебаний ω_m , может возникать ряд специфических эффектов, отсутствующих в двух других областях.

Среди этих эффектов следует отметить синхронизацию (захват) частоты автомодуляционных колебаний внешним модулирующим сигналом.

Синхронизация автомодуляционных колебаний излучения под воздействием высокостабильного периодического сигнала, модулирующего

излучение накачки, позволяет повысить стабильность частоты автомодуляционных колебаний как в кольцевых, так и линейных твердотельных лазерах, а также в полупроводниковых лазерах [72-78].

Одной из целей исследований по синхронизации колебаний в лазерах является изучение синхронизации как фундаментального явления, наблюдающегося в динамических системах разной природы [79].

Важное практическое применение явление синхронизации получило в создании оптических стандартов частоты. Лазеры с высокой стабильностью частоты необходимы во многих областях науки и техники, таких как спектроскопия высокого разрешения, метрология, лазерная интерферометрия и т.д.

Большое внимание явлению синхронизации уделяется при исследовании кольцевых лазеров, используемых в лазерной гироскопии.

2.2. Синхронизация автомодуляционных колебаний в ТКЛ при симметричной связи встречных волн

В условиях симметричной связи встречных волн (при равных модулях коэффициентов связи $m_1 = m_2$) ширина области параметрического резонанса, возникающего из-за взаимодействия автомодуляционных и релаксационных колебаний в ТКЛ, обращается в нуль.

В этом случае в монолитных ТКЛ, в отсутствие модуляции параметров, наблюдается лишь один периодический автомодуляционный режим – автомодуляционный режим первого рода.

Синхронизация периодических автомодуляционных колебаний в этом режиме внешним периодическим сигналом исследовалась в работах [73-75]. В этих исследованиях была развита теория синхронизации автомодуляционных колебаний в ТКЛ внешним периодическим сигналом [73] и экспериментально изучена синхронизация

автомодуляционных колебаний первого рода при периодической модуляции мощности накачки [74,75].

В работе [73] было теоретически показано, что синхронизация частоты автомодуляционных колебаний возможна лишь при условии, что частота модуляции ω_p меньше частоты автомодуляционных колебаний ω_m .

Этому дано следующее объяснение. В режиме синхронизации частота автомодуляционных колебаний подстраивается под частоту внешнего сигнала. Частота автомодуляционных колебаний определяется коэффициентами связи и наведенными в активной среде решетками инверсной населенности:

$$\omega_m = [m^2 - (\sigma |N_i|^2 / T^2)]^{1/2} \quad (2.3)$$

В отсутствие модуляции при комплексно-сопряженных коэффициентах связи наведенные решетки отсутствуют. При наличии модуляции наводятся решетки инверсной населенности ($N \neq 0$), что приводит к уменьшению ω_m и делает возможной синхронизацию частот $\omega'_m = \omega_p$, если $\omega_p < \omega_m$.

В работе [73] также показано, что режим синхронизации существует в области частот модуляции $0 < \omega_m - \omega_p < \Delta\omega_s$, где

$$\Delta\omega_s = [h^2 \omega_p^4 T_1^2 (\omega/Q)^2 \omega_m] / 32 [(\omega_m^2 - \omega_r^2)^2 (1 + \eta)^2] \quad (2.4)$$

Из приведенной зависимости видно, что ширина области существования режима синхронизации квадратично зависит от глубины модуляции потерь.

Была изучена динамика излучения в области параметров ТКЛ, где захват частоты автомодуляционных колебаний не возникает [74,75].

В этой области возникают биения на частотах ω_p , ω_m (квазипериодический режим), и интенсивности встречных волн промодулированы с разностной частотой $\omega_m - \omega_p$, глубина модуляции интенсивностей на разностной частоте зависит от частоты модуляции ω_p .

Вне области синхронизации в спектре излучения возникает вторая компонента с частотой ω_p (квазипериодический режим генерации).

При приближении частоты модуляции ω_p к автомодуляционной частоте ω_m происходит захват частоты автоколебаний внешним сигналом (периодический режим генерации). В области захвата частота автомодуляционных колебаний оказывается равной частоте внешнего сигнала ω_p , спектр излучения состоит из одной компоненты (синусоидальная модуляция интенсивности излучения).

Экспериментальные исследования показали, что имеют место гистерезисные явления вблизи левой и правой границ области синхронизации [74,75].

При одних и тех же значениях лазерных параметров вблизи границ области синхронизации может наблюдаться ряд режимов генерации.

В областях бистабильности наряду с режимом синхронизации оказываются устойчивыми и квазипериодические режимы генерации.

Было установлено, что поведение лазера вблизи границ области синхронизации оказывается различным: при приближении к правой границе области синхронизации снаружи скачок автомодуляционной частоты отсутствует при переходе в область захвата. Однако, такой скачок имеет место при приближении слева к левой границе области захвата.

Ширины областей бистабильности у левой и правой границ существенно различаются: при $h = 50\%$ у левой границы ширина зоны бистабильности составляет ~ 15 кГц, а у правой – около 5 кГц.

Таким образом, в работах [73-75] теоретически и экспериментально исследованы процессы синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом в кольцевом чип-лазере с симметричной связью встречных волн. В этих работах была исследована синхронизация лишь автомодуляционных колебаний первого рода. Характерные особенности синхронизации для других автомодуляционных режимов,

возникающих в области параметрического резонанса, до настоящего времени не изучены. Одной из целей настоящей работы является изучение процессов синхронизации автомодуляционных колебаний в ТКЛ с несимметричной связью встречных волн.

2.3. Теоретическая модель и параметры лазера

Несмотря на то, что твердотельный кольцевой двунаправленный лазер является сложной нелинейной колебательной системой, свойства которой зависят от большого числа параметров, таких как превышение мощности накачки над порогом генерации, амплитудная и частотная невязанности резонатора, его поляризационные свойства, отстройка частоты генерации от центра линии усиления, амплитуды и фазы эффективных коэффициентов связи встречных волн, добротности резонатора для встречных волн, методы теоретического исследования таких лазеров хорошо развиты.

Для описания динамики излучения ТКЛ обычно используется полуклассическая теория, базирующаяся на уравнениях Максвелла для поля внутри резонатора и на системе квантомеханических уравнений для матрицы плотности активных атомов. В полуклассической теории ТКЛ в настоящей работе используется некоторое число упрощающих предположений, таких как:

- излучается лишь один тип колебаний в каждом направлении;
- используется приближение плоских волн;
- в поперечном (относительно оси резонатора) направлении пренебрегается пространственной неоднородностью как накачки, так и инверсной населенности;
- пренебрегается дифракционными эффектами;
- пренебрегается шумами спонтанного излучения.

Здесь следует отметить, что пренебрежение шумами спонтанного излучения обычно используется во всех работах по динамике ТКЛ. Исключением являются работа [80]. В этой работе теоретически и экспериментально исследованы флуктуации интенсивности излучения кольцевого чип-лазера на YAG :Nd в режиме бегущей волны, возникающие из-за шума спонтанного излучения. В соответствии с теорией и экспериментом в исследуемом лазере квантовые флуктуации интенсивности излучения резко уменьшаются с ростом превышения накачки над порогом. В результате проведенных исследований найден фактор β , определяющий отношение скорости спонтанного излучения в генерируемую моду к полной скорости спонтанного излучения во все моды. Обнаружено влияние скорости релаксации с нижнего лазерного уровня на квантовые флуктуации интенсивности излучения.

В описанном выше приближении поле излучения в кольцевом резонаторе представляется в виде суммы двух встречных волн, распространяющихся вдоль оси резонатора z :

$$E(z,t) = \text{Re} \left\{ \sum_{1,2} e_{1,2} \tilde{E}_{1,2} \exp[i(\omega t \pm kz)] \right\}, \quad \tilde{E}_{1,2} = E_{1,2} \exp i\varphi_{1,2}, \quad (2.5)$$

где $\tilde{E}_{1,2}$, $E_{1,2}$ и $\varphi_{1,2}$ – комплексные амплитуды, модули и фазы полей встречных волн соответственно; e_1, e_2 – единичные векторы. В рамках векторной модели ТКЛ поляризация излучения встречных волн предполагается заданной и определяется единичными векторами $\vec{e}_{1,2}$ для встречных направлений. Система уравнений, описывающих динамику генерации кольцевых твердотельных лазеров при непрерывной накачке на основе полуклассического подхода в рамках векторной модели [62,63,67], имеет вид:

$$\frac{d\tilde{E}_{1,2}}{dt} = -\frac{\omega}{2Q_{1,2}}\tilde{E}_{1,2} \pm i\frac{\Omega}{2}\tilde{E}_{1,2} + \frac{i}{2}\tilde{m}_{1,2}\tilde{E}_{2,1} + \frac{\sigma l}{2T}(1-i\delta)[N_0\tilde{E}_{1,2} + N_{\mp}\tilde{E}_{2,1}] \quad (2.6)$$

$$T_1 \frac{dN_0}{dt} = N_{th}(1+\eta) - N_0[1 + a(|\tilde{E}_1|^2 + |\tilde{E}_2|^2)] - \tilde{N}_+ a \tilde{E}_1^* \tilde{E}_2 - \tilde{N}_- a \tilde{E}_1 \tilde{E}_2^*$$

$$T_1 \frac{dN_{\pm}}{dt} = -N_{\pm} - N_{\pm} a (|E_1|^2 + |E_2|^2) - \beta N_0 a E_1^* E_2$$

$$a = \frac{T_1 c \sigma}{8 \hbar \omega \pi}, \quad \sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \delta^2}.$$

Здесь N_0 , N_{\pm} - пространственные гармоники инверсной населенности N , определяемые выражениями:

$$N_0 = \frac{1}{L} \int_0^L N dz, \quad N_{\pm} = \frac{1}{L} \int_0^L \tilde{e}_1^* \tilde{e}_2 N e^{\pm i 2kz} dz. \quad (2.7)$$

N_{th} – пороговая инверсная населенность, $Q_{1,2}$ – добротности резонатора для встречных волн, L – длина периметра кольцевого резонатора, $T = L/c$ – время обхода резонатора светом, T_1 – время продольной релаксации, $\omega/Q_{1,2}$ – ширины полос резонатора, l – длина активного элемента, a – параметр насыщения, σ – сечение лазерного перехода. Основными параметрами, определяющими динамику твердотельных кольцевых лазеров, являются:

- комплексные коэффициенты связи встречных волн через обратное рассеяние $\tilde{m}_{1,2} = m_{1,2} \exp(\pm i \theta_{1,2})$ ($m_{1,2}$ и $\theta_{1,2}$ – модули и фазы коэффициентов связи);

- превышение мощности накачки над порогом η ;

- относительная отстройка частоты генерации от центра линии усиления $\delta = (\omega - \omega_0) / \Delta \omega_g$ ($\Delta \omega_g$ – ширина линии усиления);

- частотная невзаимность резонатора $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ (ω_1, ω_2 – собственные частоты резонатора для встречных волн);

- амплитудная невзаимность резонатора $\Delta = 2(Q_1 - Q_2) / (Q_1 + Q_2)$.

Система уравнений векторной модели отличается от уравнений стандартной модели [67] лишь присутствием поляризационного фактора β

$$\text{в последнем уравнении: } \beta = (\vec{e}_1 \vec{e}_2)^2 = \cos^2 \gamma, \quad (2.8)$$

где γ - угол между единичными векторами $\vec{e}_{1,2}$.

Параметры ТКЛ, входящие в уравнения, соответствовали параметрам кольцевого чип-лазера, на котором были проведены экспериментальные исследования по синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом, модулирующим мощность накачки [65].

При численном моделировании были выбраны следующие значения модулей коэффициентов связи: $m_1 = 1986400 \text{ с}^{-1}$, $m_2 = 861356 \text{ с}^{-1}$. При этих значениях коэффициентов связи, частоты автомодуляционных колебаний и отношение средних значений интенсивностей встречных волн близки к экспериментально измеренным значениям (отношение m_1/m_2 изменялось регулировкой температуры [70]).

Как было сказано выше, при модуляции накачки превышение мощности накачки над порогом:

$$\eta(t) = \eta_0 + h \sin(2\pi f_p t), \quad (2.9)$$

где η_0 – превышение мощности накачки над порогом в отсутствие модуляции накачки, h и f_p – глубина и частота модуляции накачки.

Время релаксации $T_1 = 240$ мкс, ширина полосы резонатора определялась по релаксационной частоте $\omega_r = \sqrt{\eta \omega_c / QT_1}$.

В исследуемом лазере при $\eta_0 = 0,2$ основная релаксационная частота $\omega_r/2\pi = 98,5$ кГц, что дает $\omega_c/Q = 4,37 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Значение поляризационного параметра $\beta = 0,75$ было определено, как и в [63], по экспериментально измеренной зависимости дополнительной релаксационной частоты ω_{r1} от частотной невязности резонатора Ω .

Разность фаз комплексных коэффициентов связи $\vartheta_1 - \vartheta_2$ полагалась равной нулю. Предполагалось также, что частотная невязность кольцевого резонатора отсутствует ($\Omega=0$), а амплитудная невязность $\Delta = \omega_c/2Q_2 - \omega_c/2Q_1 = 5000 \text{ с}^{-1}$.

2.4. Синхронизация периодических автомодуляционных колебаний вблизи границы области параметрического резонанса

Как было сказано выше, в автономном кольцевом чип-лазере с несимметричной связью встречных волн в широкой области лазерных параметров (вне области параметрического резонанса) наблюдается автомодуляционный режим первого рода, для которого характерна противофазная синусоидальная модуляция интенсивностей встречных волн.

Этот режим устойчив лишь вне области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями [65,42]. В области параметрического резонанса этот режим сменяется автомодуляционным режимом с удвоенным периодом колебаний и другими режимами.

Одной из целей исследований, проведенных в настоящей диссертации, являлось изучение процессов синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом в ТКЛ с несимметричной связью встречных волн, когда автомодуляционные колебания существуют внутри (или вблизи) области параметрического резонанса с релаксационными колебаниями. В работе [81], выполненной с участием автора диссертации, при этих условиях проведены теоретические (на основе численного моделирования) и экспериментальные исследования процессов синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом, модулирующим мощность накачки.

В этих исследованиях варьировались следующие параметры: превышение накачки над порогом η_0 , глубина и частота модуляции накачки h, f_p ($\omega_p = 2 f_p$). При каждом значении η_0 варьировалась частота модуляции f_p и глубина модуляции h мощности накачки.

Если частота модуляции мощности накачки f_p близка к частоте автомодуляционных колебаний f_m , в ТКЛ возникает синхронизация автомодуляционных колебаний, при этом частота автомодуляции захватывается внешним сигналом, $f_m = f_p$. Именно эта область синхронизации автомодуляционных колебаний рассматривается в данной главе.

2.4.1. Результаты численного моделирования

В отсутствие модуляции накачки автомодуляционный режим первого рода оказывается неустойчивым и сменяется периодическим автомодуляционным режимом с удвоенным периодом модуляции в области параметрического резонанса (при превышениях накачки над порогом генерации, удовлетворяющих условию $0.23 \leq \eta_0 < 0.35$).

Рассмотрим область $0.17 \leq \eta_0 < 0.23$, достаточно близкую к границе неустойчивости, в которой при отсутствии модуляции ($h = 0$) автомодуляционный режим первого рода еще устойчив.

В отсутствие модуляции накачки, частота автомодуляционных колебаний при $\eta_0 = 0.15$ была равной 214.5 кГц.

Если частота модуляции мощности накачки f_p близка к частоте автомодуляционных колебаний f_m , в ТКЛ возникает синхронизация автомодуляционных колебаний, при этом частота автомодуляции захватывается внешним сигналом, $f_m = f_p$.

Экспериментально подтверждено, что в режиме синхронизации ширина спектральной компоненты, захваченной внешним сигналом ($f_m = f_p$), уменьшается более чем на порядок.

Синхронизация автомодуляционных колебаний возникает в области частот $f_- \leq f_p \leq f_+$, где f_- и f_+ – нижняя и верхняя границы области

синхронизации.

Численное моделирование показало, что возникает два режима синхронизации автомодуляционных колебаний: периодический и квазипериодический режимы синхронизации.

В области частот, примыкающей к верхней границе области синхронизации f_+ , существует периодический режим синхронизации, а область существования квазипериодического режима синхронизации примыкает к нижней границе f_- .

На рис. 2.1 показан характерный вид спектров интенсивности излучения для периодического (а) и квазипериодического (б) режимов синхронизации автомодуляционных колебаний.

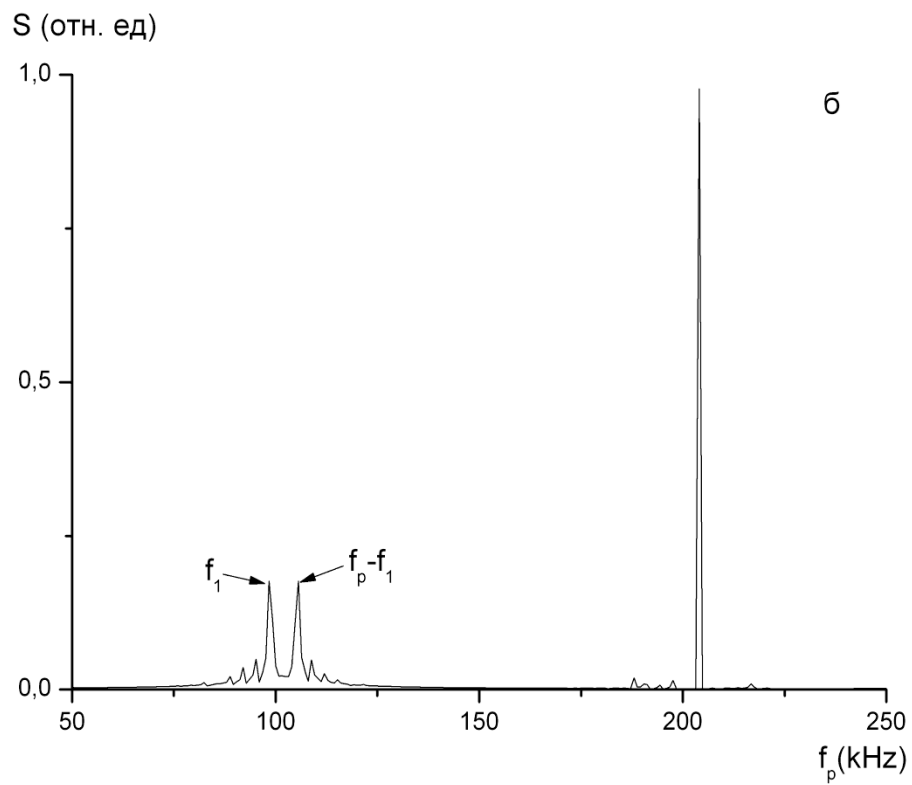
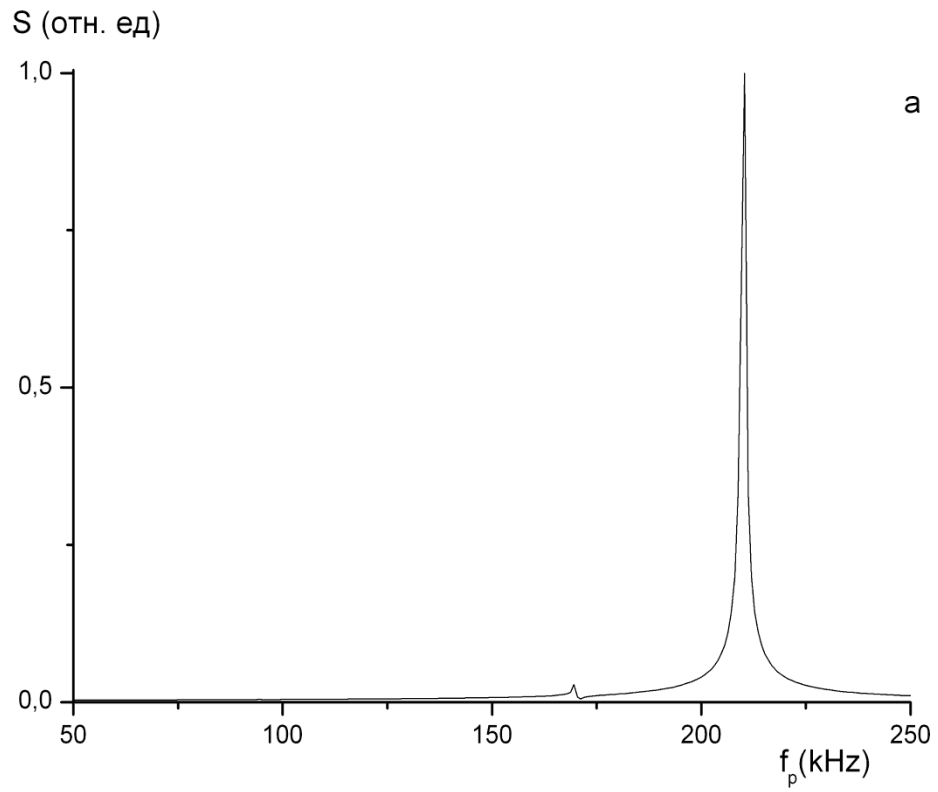


Рис. 2.1. Спектры интенсивности излучения (численное моделирование) для периодического, $f_p = 210$ кГц, (а) и квазипериодического, $f_p = 204$ кГц, (б) режимов синхронизации автомодуляционных колебаний при $\eta_0 = 0.17, h = 0.25$.

В периодическом режиме синхронизации (рис. 2.1, *a*), также как и в автомодуляционном режиме первого рода, в спектре интенсивности излучения присутствует лишь одна спектральная компонента, соответствующая частоте модуляции f_p , т.е. происходит захват частоты автомодуляционных колебаний, $f_m = f_p$.

В случае квазипериодического режима (рис. 2.1, *б*) синхронизация автомодуляционных колебаний, как видно из спектра, проявляется в том, что пик на частоте автомодуляционных колебаний f_m захватывается частотой модулирующего сигнала f_p . Кроме того, в спектре излучения наблюдаются дополнительные компоненты на частоте f_1 , близкой к частоте релаксационных колебаний f_r , а также на комбинационной частоте $f_p - f_1$.

На рис. 2.2 показаны области существования периодического и квазипериодического режимов синхронизации при двух значениях превышения накачки над порогом, $\eta_0 = 0.15$ (*a*), $\eta_0 = 0.17$ (*б*) и глубине модуляции накачки $h = 0.25$.

Для квазипериодического режима синхронизации на рис. 2.2 приведены две кривые: одна, соответствующая частоте $f_m = f_p$, а другая – частоте f_1 , которая внутри области синхронизации линейно зависит от частоты сигнала модуляции f_p .

Как видно из рис. 2.2, *a*, при $\eta_0 = 0.15$ квазипериодический режим только начинает возникать, и его область существования составляет лишь малую часть всей области синхронизации. С увеличением η_0 область существования квазипериодического режима расширяется.

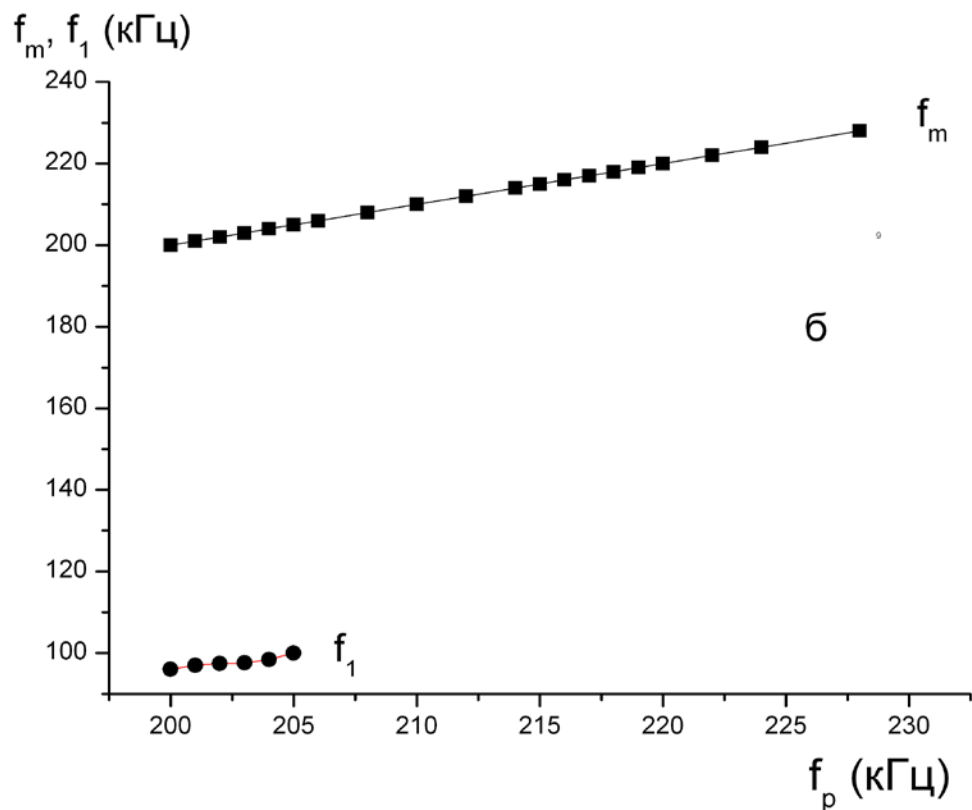
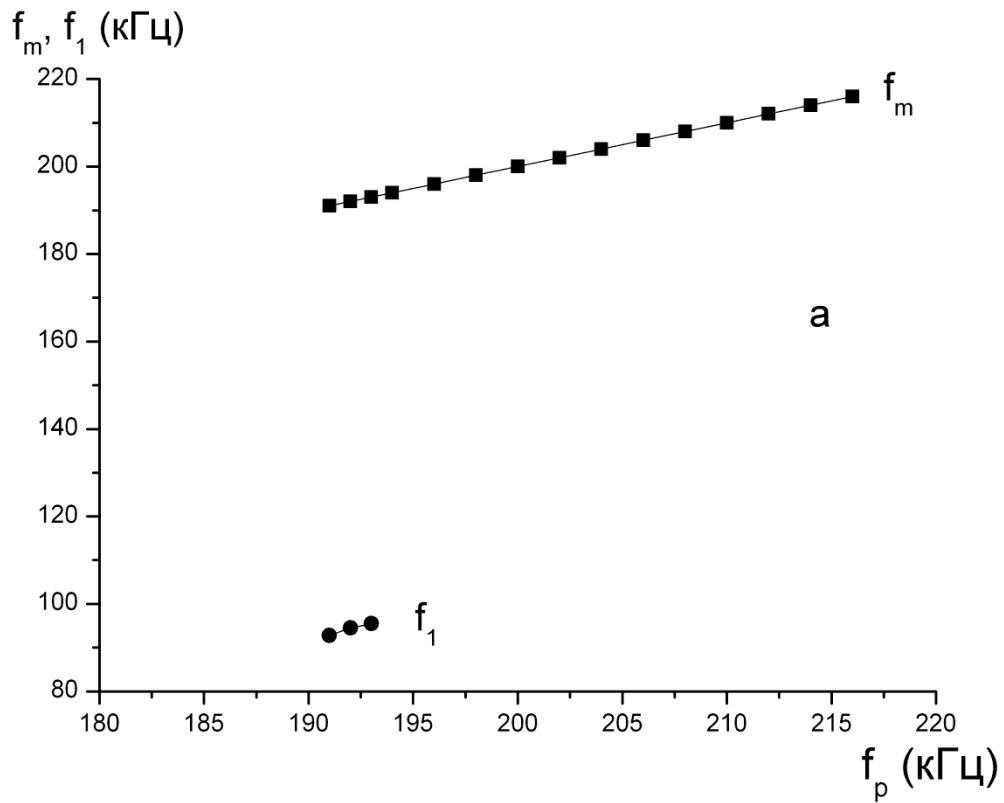


Рис. 2.2. Найденные при численном моделировании области существования периодического и квазипериодического режимов синхронизации при двух значениях превышения накачки над порогом, $\eta_0 = 0.15$ (а), $\eta_0 = 0.17$ (б) и глубине модуляции накачки $h = 0.25$.

2.4.2. Экспериментальные результаты

Рассмотрим теперь результаты эксперимента.

Исследуемый кольцевой чип-лазер представлял собой моноблок в виде призмы с одной сферической (радиус кривизны 50 мм) гранью и тремя плоскими гранями полного внутреннего отражения. Геометрический периметр резонатора составлял около 2,8 см. Угол неплоскостности резонатора составлял 80° . Накачка лазера осуществлялась полупроводниковым лазерным диодом, длина волны которого составляла 0.810 мкм. В цепь питания диода был включен генератор периодических колебаний, который модулировал мощность накачки исследуемого лазера в диапазоне частот от 50 до 220 кГц. С помощью системы термостабилизации температура моноблока регулировалась таким образом [66], чтобы неравенство модулей коэффициентов обратной связи встречных волн было максимальным ($m_1 / m_2 = 2.3$).

В процессе экспериментов регистрировались временные и спектральные характеристики интенсивности излучения встречных волн в зависимости от превышения накачки над порогом η_0 , частоты и амплитуды сигнала, модулирующего накачку. Регистрация сигналов производилась с помощью АЦП 20-12-РСІ и цифрового широкополосного цифрового осциллографа Tektronix TDS 2014.

На рис. 2.3, а приведен характерный вид спектра интенсивности одной из волн в окрестности частоты автомодуляционных колебаний (при $\eta_0 = 0.15$) в отсутствие модуляции накачки ($h = 0$), показывающий, что частота автомодуляционных колебаний в исследуемом чип-лазере оказывается нестабильной и флуктуирует; ширина спектра около 5 кГц.

В режимах синхронизации ширина спектральной компоненты, захваченной внешним сигналом ($f_m = f_p$), уменьшается более, чем на порядок (рис. 2.3, б).

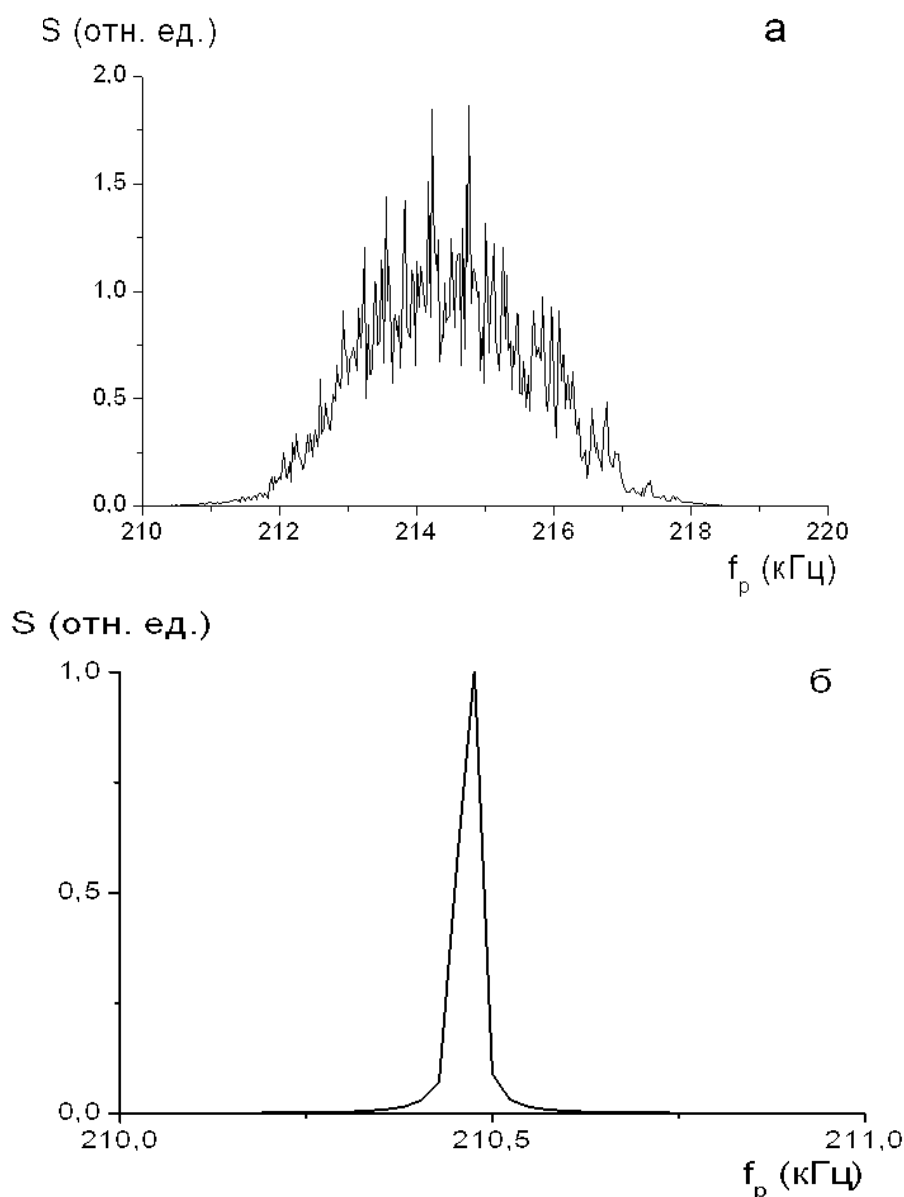


Рис. 2.3. Форма линии в экспериментально измеренных при $\eta_0 = 0.15$ спектрах интенсивности излучения в отсутствие модуляции накачки (а) и в периодическом режиме синхронизации при $f_p = 210.4$ кГц, $h = 0.25$ (б).

Характерный вид экспериментально измеренных спектров интенсивности излучения для периодического (а) и квазипериодического (б) режимов синхронизации автомодуляционных колебаний показан на рис. 2.4. Как и при численном моделировании (рис. 2.1) в случае периодического режима синхронизации в спектре интенсивности излучения периодического режима (рис. 2.4, а) присутствует лишь одна спектральная компонента, соответствующая захваченной частоте автомодуляционных колебаний, $f_m = f_p$. В квазипериодическом режиме (рис. 2.4, б) в спектре излучения

наблюдаются основной пик на захваченной частоте автомодуляционных колебаний $f_m = f_p$ и два небольших дополнительных пика – на частотах f_1 , (левый пик) и на комбинационной частоте $f_p - f_1$ (правый пик).

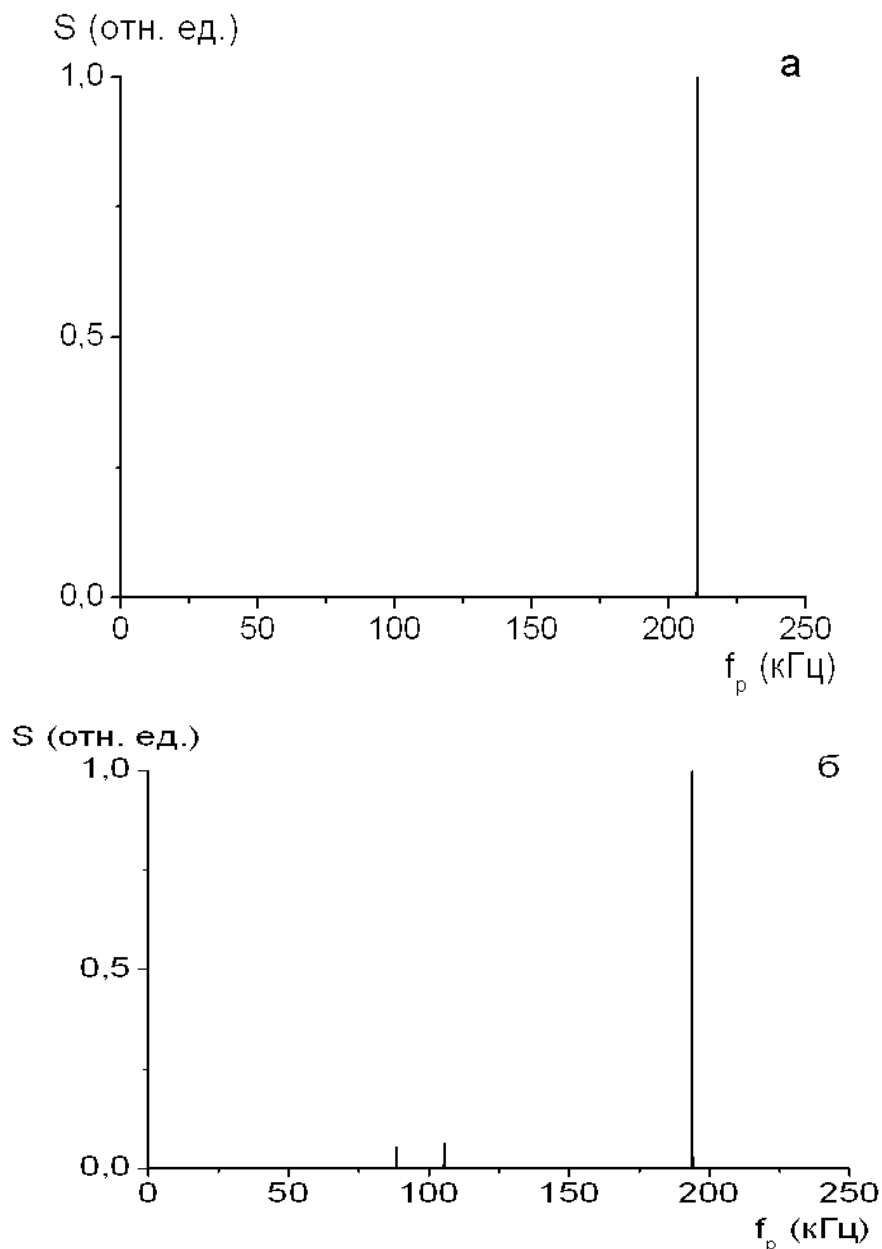


Рис. 2.4. Экспериментально измеренные при $\eta_0 = 0.15$ спектры интенсивности излучения для периодического $f_p = 210.4$ кГц (а) и квазипериодического $f_p = 194$ кГц (б) режимов синхронизации.

На рис. 2.5 показаны экспериментально измеренные области существования периодического и квазипериодического режимов синхронизации при двух значениях превышения накачки над порогом, $\eta_0 = 0.15$ (а) и $\eta_0 = 0.17$ (б) и глубине модуляции накачки $h = 0.25$.

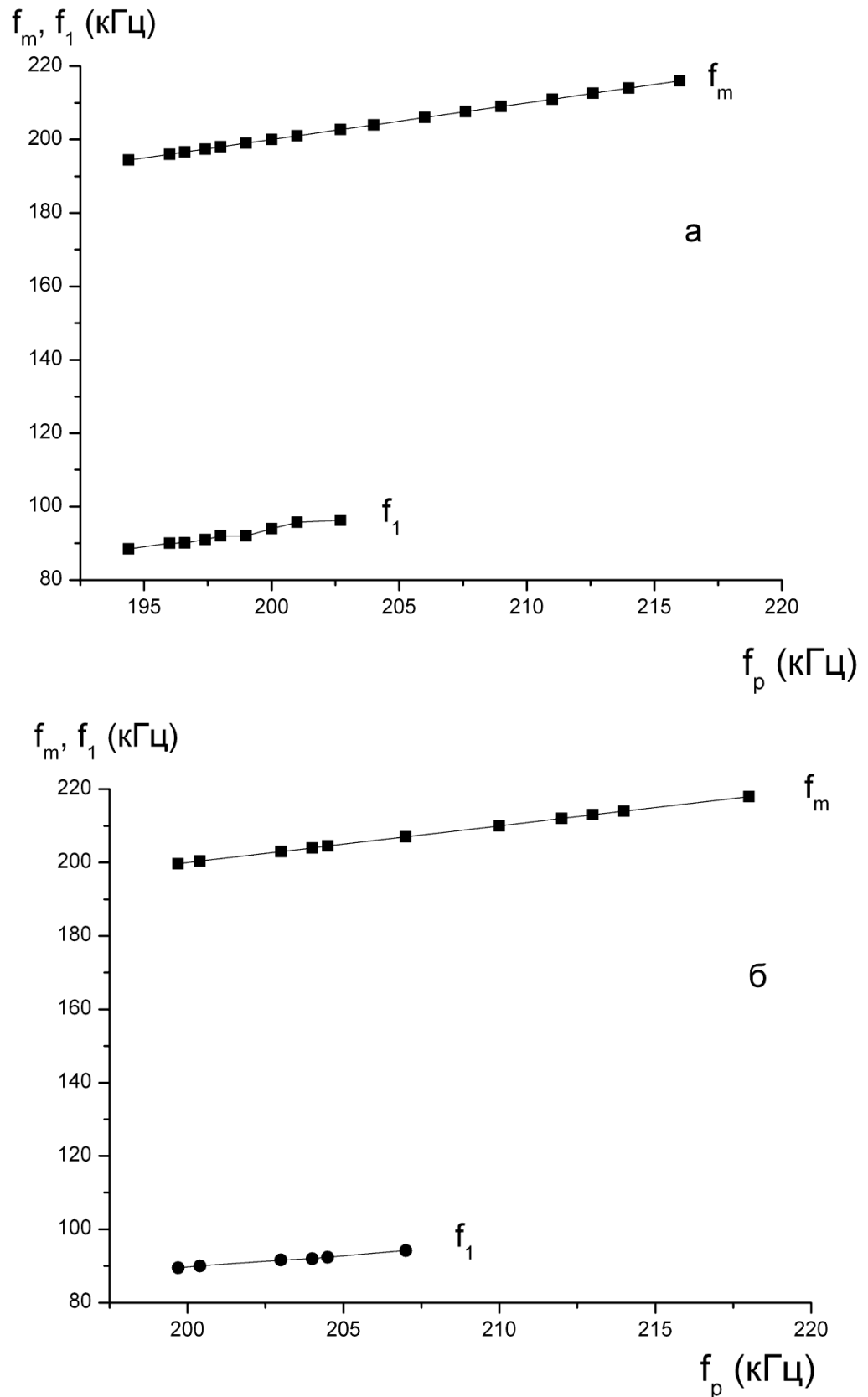


Рис. 2.5. Экспериментально измеренные области существования периодического и квазипериодического режимов синхронизации при двух значениях превышения накачки над порогом, $\eta_0 = 0.15$ (а) и $\eta_0 = 0.17$ (б) и глубине модуляции накачки $h = 0.25$.

Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 2.5, находятся в качественном соответствии с результатами численного моделирования (рис.2.2):

1) периодический режим наблюдается в области частот, примыкающей к верхней границе области синхронизации f_+ , а область существования квазипериодического режима примыкает к нижней границе f_- ;

2) ширина области существования квазипериодического режима увеличивается с ростом превышения накачки над порогом η_0 ;

3) экспериментально измеренные значения частот f_1 дополнительных пиков близки к найденным при численном моделировании.

2.5. Бистабильные режимы синхронизации автомодуляционных колебаний

2.5.1. Результаты численного моделирования

В области превышений накачки над порогом $0.2 \leq \eta_0 \leq 0.22$, в отсутствие модуляции накачки ($h = 0$), автомодуляционный режим первого рода еще остается устойчивым. При наличии модуляции накачки в этой области появляется бистабильность. На основе численного моделирования найдены две ветви бистабильных режимов синхронизации автомодуляционных колебаний (рис. 2.6).

На первой ветви наблюдаются периодический и квазипериодический режимы синхронизации. Вблизи верхней границы существования квазипериодического режима синхронизации в узком диапазоне частот модулирующего сигнала f_p (порядка 1 кГц) возникает режим синхронизации с удвоенным периодом модуляции (режим I), для которого характерны следующие признаки: частота автомодуляционных колебаний f_m оказывается захваченной внешним сигналом ($f_m = f_p$), и в спектре

интенсивности излучения возникает дополнительная спектральная компоненты на частоте субгармоники $f_p/2$.

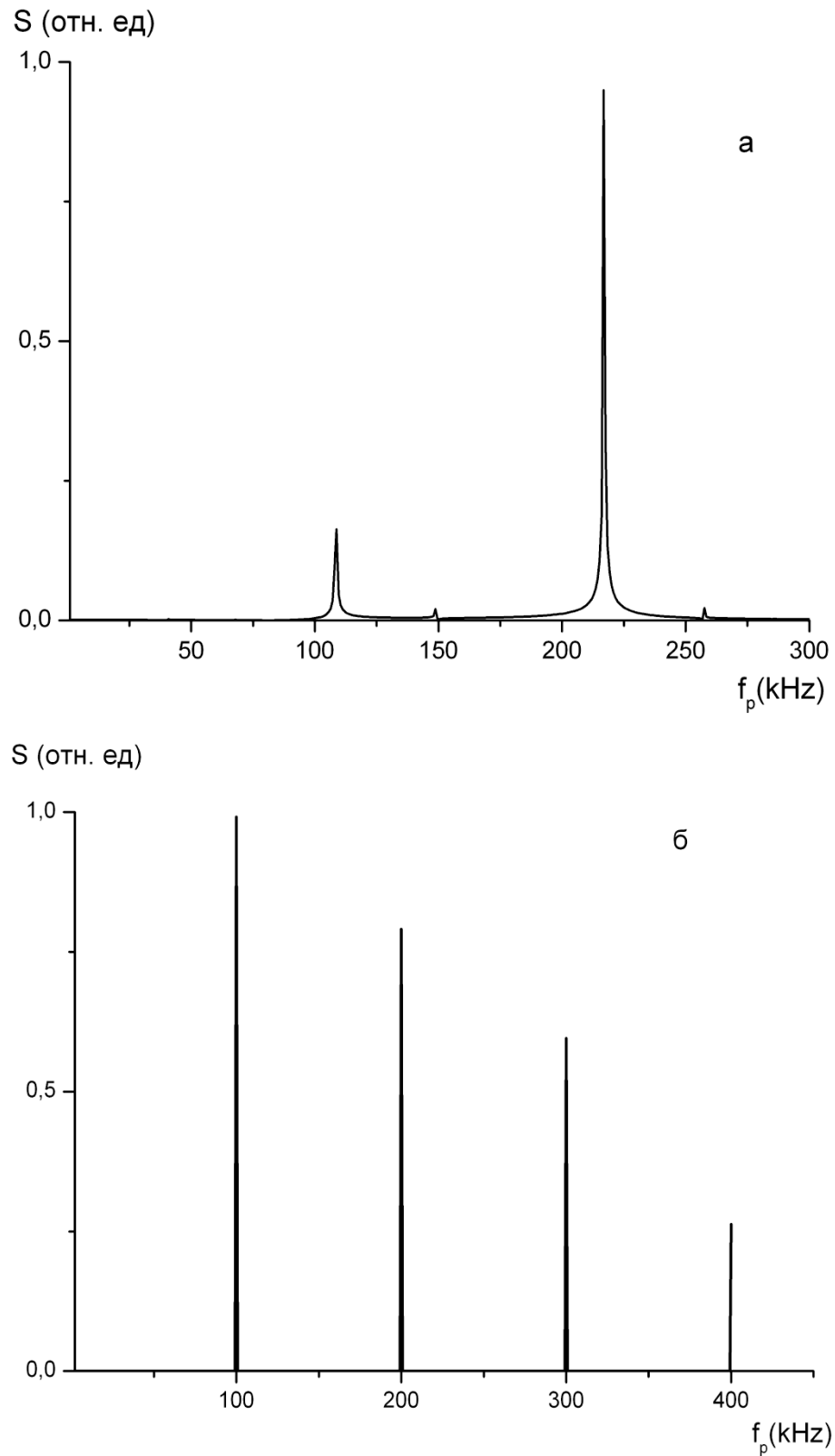


Рис. 2.6. Спектры интенсивности излучения (численное моделирование) при $\eta_0 = 0.2$, $h = 0.25$ для режимов синхронизации с удвоенным периодом модуляции: (а) Ветвь 1 (режим I) $f_p = 217$ кГц, и (б) Ветвь 2 (режим II), $f_p = 200$ кГц.

Спектр интенсивности излучения в режиме синхронизации I показан на рис. 2.6, а.

На второй ветви при $0.2 \leq \eta_0 \leq 0.22$, $h = 0.25$ во всей области синхронизации (от нижней границы $f_- = 184$ кГц до верхней границы $f_+ = 220$ кГц) наблюдается режим синхронизации с удвоением периода (режим II).

В этом режиме в спектре интенсивности излучения возникает несколько дополнительных спектральных компонент на частоте субгармоники $f_p/2$ и кратных ей частотах $kf_p/2$ ($k = 1, 2, 3, \dots$).

Характерный спектр интенсивности в режиме II показан на рис. 2.6, б при $f_p = 200$ кГц.

2.5.2. Сравнение с экспериментом

В области превышений накачки над порогом $0.2 \leq \eta_0 < 0.22$ было проведено экспериментальное исследование синхронизации автомодуляционного режима. Экспериментальные исследования показали, что в этой области возникают периодический и квазипериодический режимы синхронизации, а режим синхронизации с удвоением периода существует лишь в узком интервале частот модуляции f_p шириной порядка 1 кГц.

На рис. 2.7 показан экспериментально измеренный спектр интенсивности излучения для режима синхронизации с удвоенным периодом при частоте модуляции $f_p = 214.5$ кГц, $\eta_0 = 0.2$, $h = 0.25$.

Сравнение с рис. 2.6, а показывает, что форма спектра аналогична полученной при численном моделировании для режима синхронизации I (первая ветвь бистабильных режимов синхронизации).

В отличие от результатов численного моделирования, вторую ветвь в проведенных экспериментальных исследованиях не удалось наблюдать.

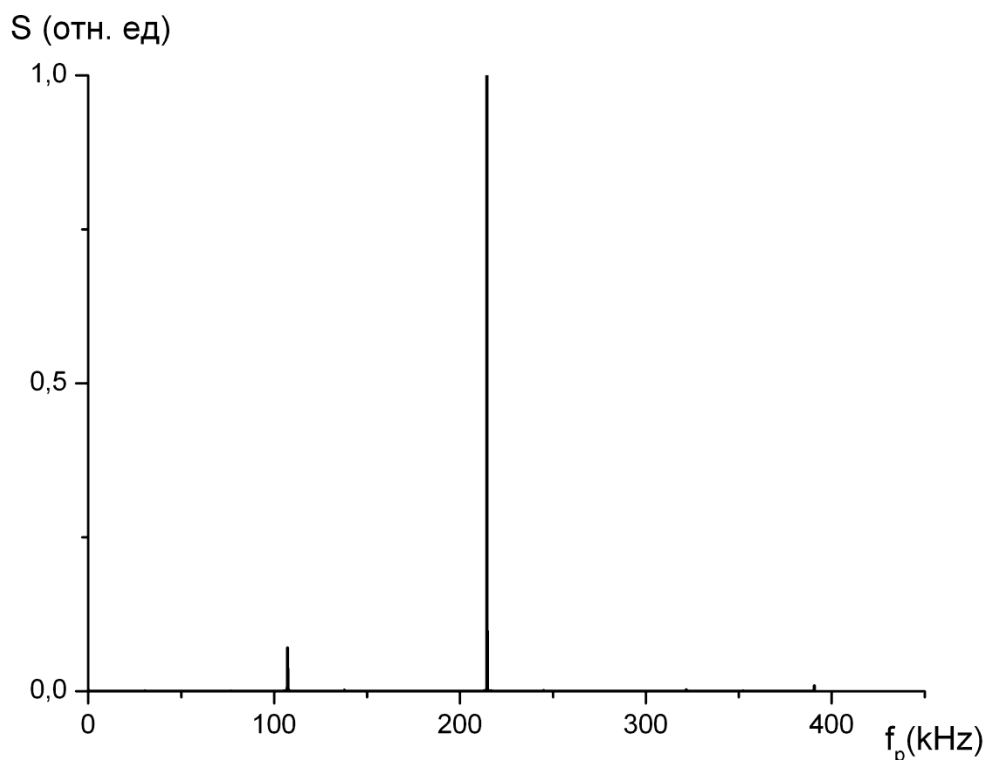


Рис.2.7. Экспериментально измеренный при $\eta_0 = 0.2$ спектр интенсивности излучения для режима синхронизации с удвоенным периодом, $f_p = 214.5$ кГц, $h = 0.25$.

2.6. Синхронизация автомодуляционных колебаний с удвоенным периодом автомодуляции

2.6.1. Результаты численного моделирования

При $\eta_0 \geq 0.22$ автомодуляционный режим первого рода становится неустойчивым и вместо него в автономном ТКЛ возникает периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом колебаний интенсивностей встречных волн.

Синхронизация автомодуляционных колебаний внешним сигналом в этом режиме ранее не изучалась.

Численное моделирование, проведенное в настоящей работе, показало, что при периодической модуляции накачки в автомодуляционном режиме с удвоенным периодом существуют две бистабильные ветви синхронизации автомодуляционных колебаний.

На первой ветви наблюдаются периодический и квазипериодический режимы синхронизации. На рис. 2.8 показаны полученные при $\eta_0 = 0.23$ спектры интенсивности излучения при отсутствии модуляции накачки (а) и для периодического режима синхронизации (б) на первой ветви.

Как видно из рис. 2.8, а в отсутствие модуляции накачки ($h = 0$) в спектре интенсивности излучения присутствует спектральная компонента на субгармонике $f_m/2$ частоты автомодуляционных колебаний, т.е. имеет место удвоение периода автомодуляционных колебаний (рис. 2.8, а).

На первой ветви в периодическом режиме синхронизации (рис. 2.8, б) присутствует лишь спектральная компонента f_p , а субгармоника $f_p/2$ отсутствует. Из этого следует, что в процессе синхронизации в данном случае происходит захват частоты автомодуляционных колебаний и, кроме того, исчезает удвоение периода автомодуляционных колебаний. В результате, при синхронизации период автомодуляции излучения уменьшается вдвое.

На второй ветви в режиме синхронизации (во всей области синхронизации) спектральная компонента на частоте субгармоники $f_p/2$ всегда присутствует и близка по амплитуде к основной компоненте спектра на частоте f_p .

Таким образом, на второй ветви при синхронизации сохраняется исходное (имевшее место до синхронизации) удвоение периода автомодуляционных колебаний.

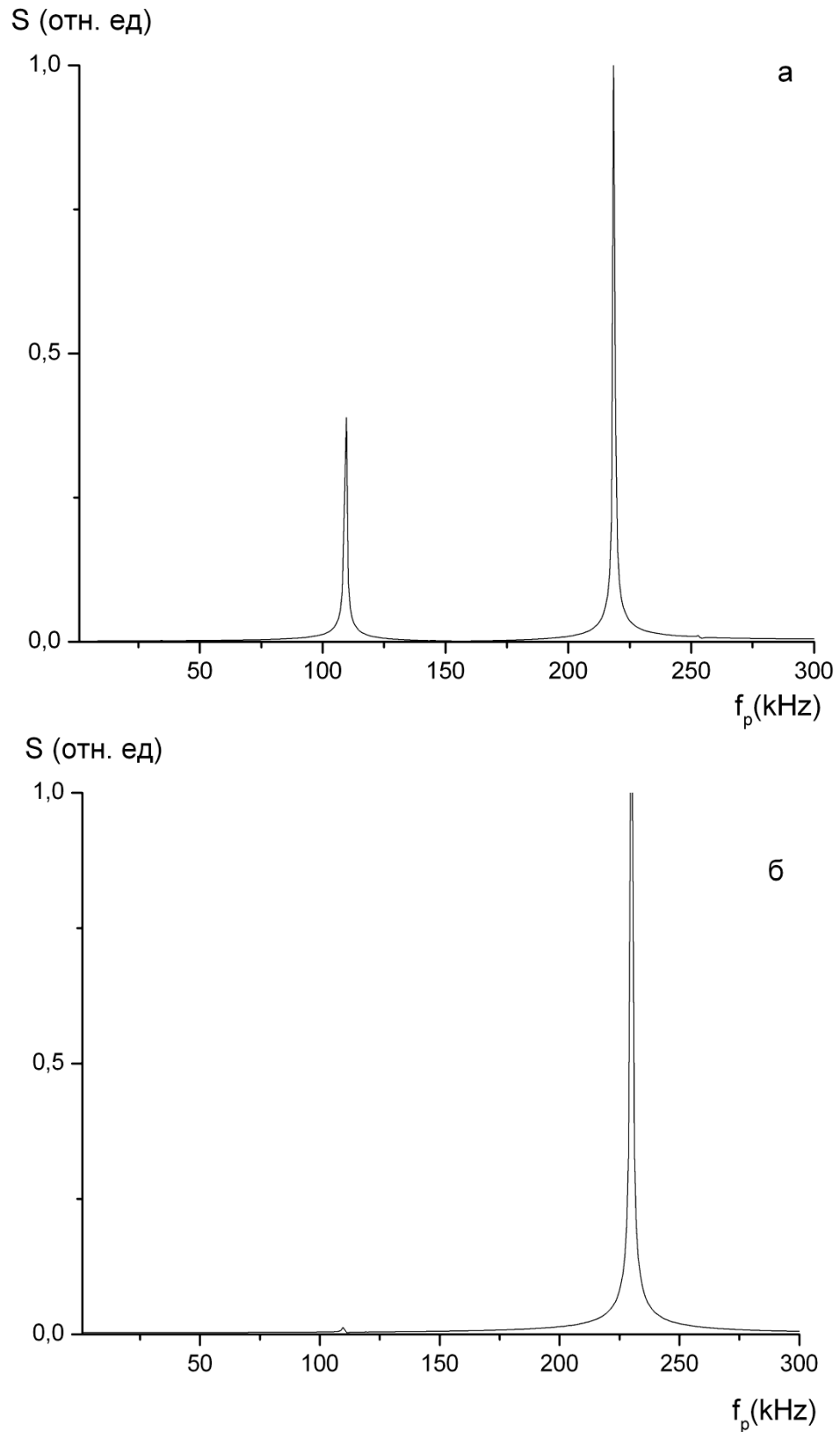


Рис. 2.8. Спектры интенсивности излучения (численное моделирование) при $\eta_0 = 0.23$: (а) в отсутствии модуляции накачки и (б) в периодическом режиме синхронизации на первой ветви, $f_p = 230$ кГц, $h = 0.25$.

2.6.2. Сравнение с экспериментом

Рассмотрим теперь экспериментальные результаты, полученные при $\eta_0 = 0.23$. При отсутствии модуляции накачки исследуемый лазер работает в автомодуляционном режиме с удвоенным периодом.

На рис. 2.9 показаны экспериментально измеренные спектры интенсивности излучения при отсутствии модуляции накачки (а) и в периодическом режиме синхронизации (б).

Сравнивая экспериментальные результаты (рис. 2.9) с результатами численного моделирования (рис. 2.8), можно сделать вывод о том, что экспериментально наблюдаемые режимы синхронизации относятся к первой ветви бистабильных режимов синхронизации, найденных при численном моделировании.

В отличие от результатов численного моделирования, вторую ветвь в проведенных экспериментальных исследованиях не удалось наблюдать.

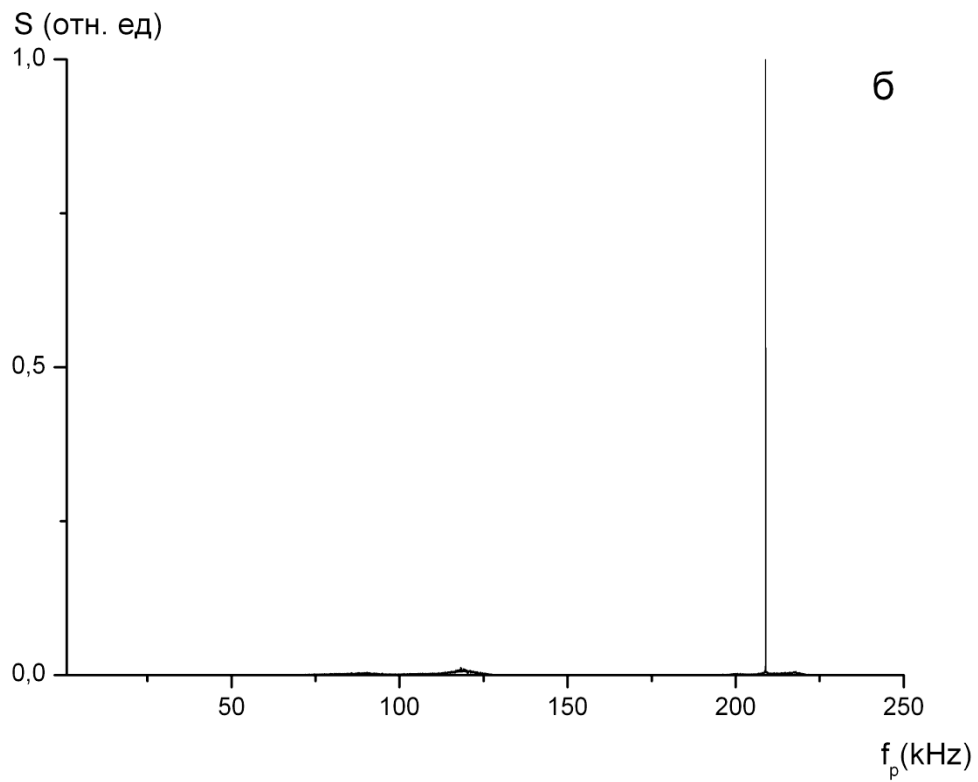
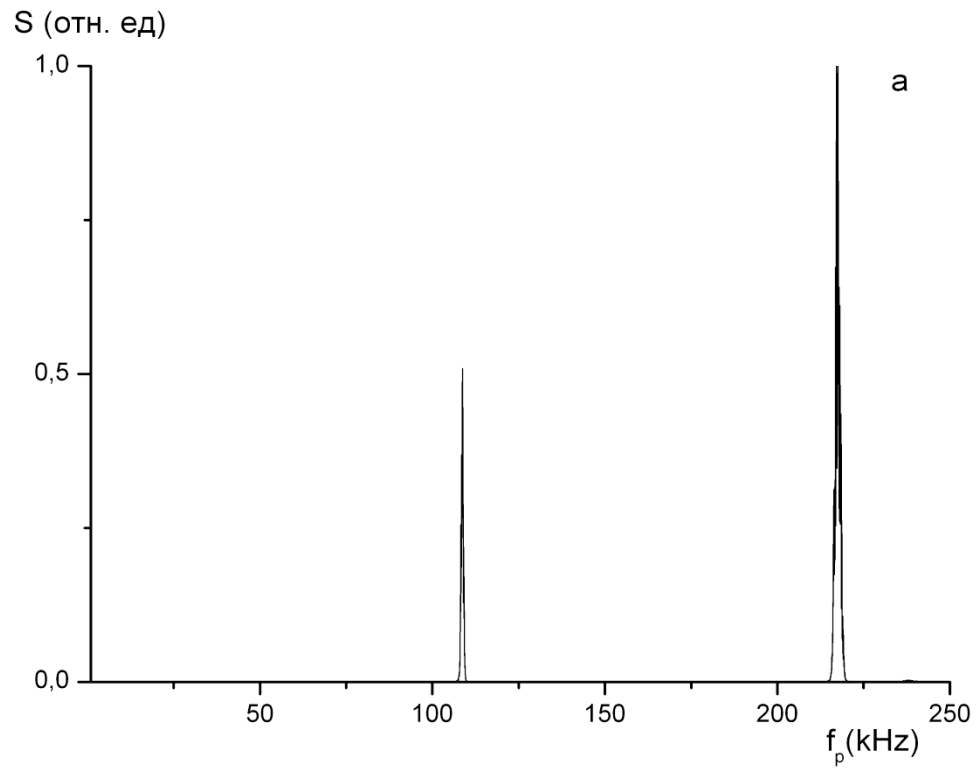


Рис. 2.9. Экспериментально измеренные при $\eta_0 = 0.23$ спектры интенсивности излучения: (а) в отсутствие модуляции накачки и (б) в периодическом режиме синхронизации, $f_p = 209$ кГц, $h = 0.25$.

Одна из причин, почему в эксперименте не удалось наблюдать вторую ветвь, связана с ограничением на скорость изменения мощности накачки, которое специально создано в исследуемом чип-лазере.

Экспериментально генерация в кольцевом чип-лазере с полупроводниковой накачкой осуществляется следующим образом: в начале генерация в кольцевом чип-лазере включается при накачке, близкой к пороговой (на несколько процентов превышающей пороговый уровень).

В этом начальном состоянии в чип-лазере бистабильность отсутствует, так как возникающий автомодуляционный режим генерации находится далеко от области параметрического резонанса.

После того, как генерация возникла при малом превышении над порогом, накачку увеличивают, при этом превышение растёт, и лазер может перейти в область параметрического резонанса.

Численное моделирование показывает, что если переходить медленно в область параметрического резонанса, то кольцевой чип-лазер будет всегда находиться на первой ветви генерации, то есть, медленное включение всегда будет приводить к тому, что реализуется первая ветвь.

Медленное включение связано с техническими возможностями: резкое изменение уровня накачки может вывести из строя имеющийся в наличии полупроводниковый лазер.

Для увеличения скорости включения должна быть использована специальная цепь, которая позволяет быстро менять скорость накачки.

Таким образом, чтобы осуществился переход на вторую ветвь и стало возможным наблюдение второй ветви, необходимо осуществить возможность резкого изменения скорости накачки и инверсии населенности.

2.7. Выводы к главе

В ТКЛ с несимметричной связью встречных волн внутри области параметрического резонанса и вблизи от нее исследованы процессы синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом, модулирующим мощность накачки.

Проведены теоретические (на основе численного моделирования) и экспериментальные исследования процессов синхронизации внешним периодическим сигналом, модулирующим мощность накачки, в случае, когда частота модуляции внешнего сигнала ω_p близка к частоте автомодуляционных колебаний ω_m .

Найдены области значений частоты модуляции мощности накачки f_p , в которых возникает синхронизация автомодуляционных колебаний, при этом частота автомодуляции захватывается внешним сигналом, $f_m = f_p$. Экспериментально подтверждено, что в режиме синхронизации ширина спектральной компоненты, захваченной внешним сигналом ($f_m = f_p$), уменьшается более чем на порядок.

Установлены характерные особенности синхронизации автоколебаний в твердотельном кольцевом лазере при модуляции накачки в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями:

1. В областях, достаточно близких к границе области параметрического резонанса, возникают два режима синхронизации автомодуляционных колебаний: периодический и квазипериодический режимы синхронизации.

Синхронизация автомодуляционных колебаний возникает в области частот $f_- \leq f_p \leq f_+$, где f_- и f_+ - нижняя и верхняя границы области синхронизации.

В области частот, примыкающей к верхней границе области синхронизации f_+ , существует периодический режим синхронизации,

а область существования квазипериодического режима примыкает к нижней границе f_- .

Ширина области, в которой наблюдается квазипериодический режим, возрастает при приближении к границе параметрического резонанса и расширяется с увеличением η_0 .

Результаты численного моделирования подтверждены результатами экспериментальных исследований.

Экспериментальные результаты находятся в качественном соответствии с результатами численного моделирования:

1) периодический режим наблюдается в области частот, примыкающей к верхней границе области синхронизации f_+ , а область существования квазипериодического режима примыкает к нижней границе f_- ;

2) ширина области существования квазипериодического режима увеличивается с ростом превышения накачки над порогом η_0 ;

3) экспериментально измеренные значения частот f_1 дополнительных пиков близки к найденным при численном моделировании.

2. При определенных значениях превышения накачки над порогом и глубине модуляции накачки в областях, достаточно близких к границе области параметрического резонанса, найдены две ветви бистабильных режимов синхронизации автомодуляционных колебаний.

На первой ветви наблюдаются периодический и квазипериодический режимы синхронизации. Вблизи верхней границы существования квазипериодического режима синхронизации в узком диапазоне частот модулирующего сигнала f_p (порядка 1 кГц) существует режим синхронизации с удвоенным периодом модуляции.

Для этого режима синхронизации характерны следующие признаки: частота автомодуляционных колебаний f_m захвачена внешним сигналом ($f_m = f_p$), и в спектре интенсивности излучения существует дополнительная

спектральная компоненты на частоте субгармоники $f_p/2$.

На второй ветви при $0.2 \leq \eta_0 \leq 0.22$, $h = 0.25$ во всей области синхронизации (от нижней границы $f_- = 184$ кГц до верхней границы $f_+ = 220$ кГц) наблюдается режим синхронизации с удвоением периода.

В этом режиме в спектре интенсивности излучения возникает несколько дополнительных спектральных компонент на частоте субгармоники $f_p/2$ и кратных ей частотах $kf_p/2$ ($k = 1, 2, 3, \dots$).

3. В автомодуляционном режиме с удвоенным периодом при периодической модуляции накачки существуют две бистабильные ветви синхронизации автомодуляционных колебаний.

На первой ветви в периодическом режиме синхронизации присутствует лишь спектральная компонента f_p , а субгармоника $f_p/2$ отсутствует.

Из этого следует, что в процессе синхронизации в данном случае происходит как захват частоты автомодуляционных колебаний, так и уменьшение вдвое периода автомодуляционных колебаний.

На второй ветви в режиме синхронизации (во всей области синхронизации) спектральная компонента на частоте субгармоники $f_p/2$ всегда присутствует и близка по амплитуде к основной компоненте спектра на частоте f_p .

Таким образом, на второй ветви при синхронизации сохраняется исходное (имевшее место до синхронизации) удвоение периода автомодуляционных колебаний.

Таким образом, основные положения, выносимые на защиту:

1. В областях, достаточно близких к границе области параметрического резонанса, возникают два режима синхронизации автомодуляционных колебаний: периодический и квазипериодический режимы синхронизации.

2. Периодический режим синхронизации существует в области частот, примыкающей к верхней границе области синхронизации f_+ , а область существования квазипериодического режима примыкает к нижней границе f_- . Ширина области, в которой наблюдается квазипериодический режим, возрастает при приближении к границе параметрического резонанса и расширяется с увеличением η_0 .

3. При определенных значениях превышения накачки над порогом и глубине модуляции накачки в областях, достаточно близких к границе области параметрического резонанса, найдены две ветви бистабильных режимов синхронизации автомодуляционных колебаний.

4. В автомодуляционном режиме с удвоенным периодом при периодической модуляции накачки существуют две бистабильные ветви синхронизации автомодуляционных колебаний. На первой ветви в периодическом режиме синхронизации происходит как захват частоты автомодуляционных колебаний, так и уменьшение вдвое периода автомодуляционных колебаний.

ГЛАВА 3. Синхронизация и десинхронизация автомодуляционных колебаний в кольцевом чип-лазере под воздействием периодического сигнала и шума

3.1. Введение

В данной главе приведены результаты численного моделирования и экспериментальных исследований синхронизации и десинхронизации автомодуляционных колебаний в кольцевом чип-лазере под влиянием периодического сигнала и шума накачки.

Как уже было сказано, синхронизация колебаний в нелинейных динамических системах, является фундаментальным явлением. Общий случай вынужденной синхронизации автоколебаний порядка n/m характеризуется следующим соотношением между частотой внешнего сигнала ω и частотой синхронизованных колебаний Ω_s : $n\omega = m\Omega_s$, где n и m - целые числа.

В работах [79,82-84] исследовано влияние шумов на синхронизацию автоколебаний порядка $1/1$. Под воздействием шума, вследствие диффузии фазы автоколебаний, происходит уширение спектра синхронизованных автоколебаний, и при достаточно сильном шуме происходит десинхронизация.

Такие качественные изменения были установлены теоретически и наблюдались экспериментально лишь в случае вынужденной синхронизации периодических автоколебаний порядка $1/1$. В настоящем диссертационном исследовании проведены теоретические и экспериментальные исследования, в которых изучено влияние шума накачки на синхронизацию периодических автомодуляционных колебаний порядка $1/2$ в твердотельном кольцевом лазере (ТКЛ). Проведенные исследования показали, что в определенном диапазоне интенсивностей шума накачки стохастическое воздействие играет конструктивную роль: шум

способствует синхронизации автоколебаний, сужению их спектра и увеличению отношения сигнал/шум.

Кроме того, ранее синхронизация автомодуляционных колебаний излучения ТКЛ исследовалась теоретически и экспериментально в условиях, когда внешний сигнал, вызывающий синхронизацию, является периодическим. Важное отличие исследований, проведенных в диссертационной работе, состоит в том, что помимо периодической модуляции накачки осуществлялась также и шумовая модуляция с помощью генератора шума, включенного в цепь питания лазера накачки [85].

3.2. Численное моделирование

При численном моделировании в настоящей работе использовалась векторная модель ТКЛ, описанная выше.

Периодическая модуляция накачки описывается зависящим от времени превышением накачки над порогом $\eta(t)$, которое имеет вид:

$$\eta(t) = \eta_0 + h \sin(2\pi f_p t), \quad (3.1)$$

где η_0 - превышение накачки над порогом в отсутствие модуляции накачки, h, f_p - глубина и частота модуляции накачки.

Будем считать, что шумовая модуляция накачки производится белым шумом и задана случайной функцией $\xi(t)$ в уравнении (2.1) для N_0 . Корреляционную функцию шума запишем в виде:

$$\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2D_p \delta(t-t'), \quad (3.2)$$

где D_p – коэффициент диффузии (интенсивность) шума.

Численное моделирование проводилось при параметрах, близких к экспериментально измеренным параметрам кольцевого чип-лазера на Nd:YAG.

Время релаксации равно $T_1=240$ мкс. Ширина полосы резонатора определялась по релаксационной частоте $\omega_r = \sqrt{\eta\omega_c/QT_1}$. В исследуемом лазере при $\eta_0=0.2$ основная релаксационная частота равнялась $\omega_r/2\pi = 98.5$ кГц, что дает величину $\omega_c/Q = 4.37 \cdot 10^8 \text{с}^{-1}$.

Значение поляризационного параметра $\beta=0.75$ было найдено (так же, как и в [63]) по экспериментально измеренной зависимости дополнительной релаксационной частоты ω_{r1} от частотной невзаимности резонатора Ω .

При численном моделировании были выбраны следующие значения модулей коэффициентов связи: $m_1 = 1986400 \text{с}^{-1}$, $m_2 = 861356 \text{с}^{-1}$.

При этих значениях коэффициентов связи, частота автомодуляционных колебаний и отношение средних значений интенсивностей встречных волн близки к экспериментально измеренным значениям.

Разность фаз комплексных коэффициентов связи $\tilde{m}_{1,2}$ трудно оценить по характеристикам автомодуляционных колебаний. Для простоты, разность фаз коэффициентов связи $\vartheta_1 - \vartheta_2$ полагалась равной нулю. Предполагалось также, что частотная и амплитудная невзаимности кольцевого резонатора отсутствуют ($\Omega=0$, $\Delta = \omega_c/2Q_2 - \omega_c/2Q_1 = 0$).

Параметры исследуемого двунаправленного чип-лазера были выбраны таким образом, что в отсутствие шумовой модуляции накачки чип-лазер работал в автомодуляционном режиме первого рода.

В спектре мощности лазера, работающего в этом режиме, имеется один пик на частоте автомодуляции f_m .

В проведенных ранее исследованиях [72,75,73,49] по синхронизации автомодуляционных колебаний рассматривалась синхронизация, возникающая при частотах модуляции накачки f_p , близких к частоте автомодуляционных колебаний f_m (синхронизация порядка 1/1).

В настоящей работе исследована синхронизация автомодуляционных колебаний при частотах модуляции f_p , близких к $2f_m$ (синхронизация порядка 1/2) [85].

В этом случае при малой глубине модуляции накачки h отсутствует субгармоника $f_p/2$, на которой мог бы возникнуть захват частоты автомодуляции внешним сигналом ($f_m = f_p/2$). С увеличением h может произойти параметрическая раскачка субгармоники $f_p/2$ и при $h \geq h_1$, где h_1 - граница области синхронизации, частота автомодуляционных колебаний захватывается субгармоникой $f_p/2$.

После того, как возникла синхронизация, она будет сохраняться и при плавном уменьшении h вплоть до второй границы области синхронизации h_2 . В области между двумя этими границами ($h_1 \leq h \leq h_2$) имеет место бистабильность.

Границы области синхронизации порядка 1/2, найденные путем численного моделирования при $\eta_0 = 0.15$, показаны на рис. 3.1.

В этом случае, при отсутствии модуляции накачки, частота автомодуляционных колебаний равнялась $f_m = 208.5$ кГц.

Отметим, что ширина области синхронизации порядка 1/2 значительно уже (на порядок и более), чем в случае синхронизации порядка 1/1 (см. для сравнения [72,75,73,49,85]).

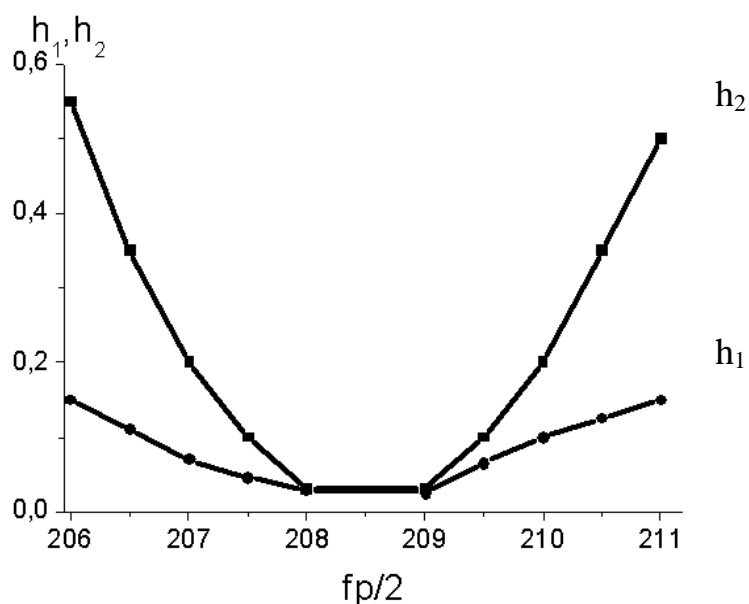


Рис. 3.1. Границы h_1, h_2 области синхронизации порядка $1/2$ при воздействии на чип-лазер периодического сигнала модуляции накачки с частотами f_p , близкими к удвоенной автомодуляционной частоте f_m .

Рассмотрим влияние шума на синхронизацию автомодуляционных колебаний порядка $1/2$. На рис. 3.2, а пунктирной кривой показан спектр интенсивности автомодуляционных колебаний в отсутствие шумовой модуляции накачки.

В этом случае имела место периодическая модуляция накачки на частоте $f_p = 414$ кГц с глубиной модуляции $h = 0.15$, однако (поскольку $h < h_1$) синхронизация порядка $1/2$ не возникала, и частота автомодуляционных колебаний оставалась такой же, как и при отсутствии периодической модуляции ($f_m = 208.5$ кГц).

Сплошной линией на рис. 3.2, а показан спектр, наблюдаемый при наличии шума накачки с интенсивностью (коэффициентом диффузии) $D_p = 1 * 10^{13} c^{-1}$.

В относительных единицах, которые используются далее для сравнения с экспериментом, интенсивность шума оказывается равной $D = D_p / 10^{14} = 0.1$.

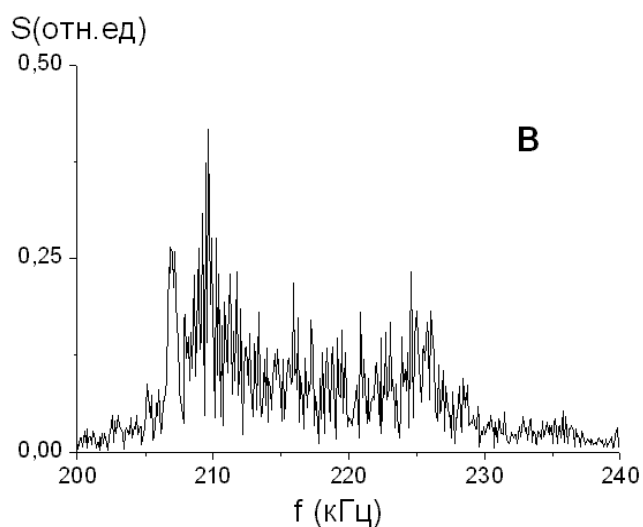
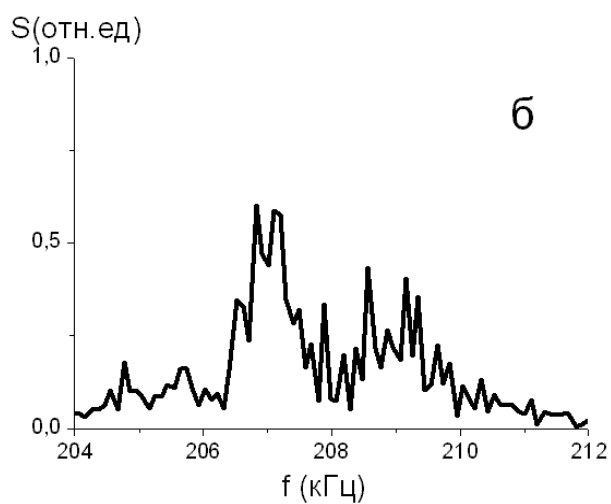
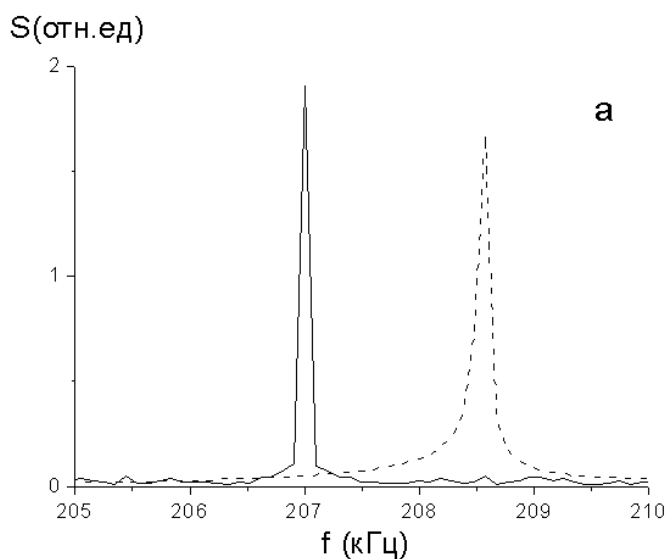


Рис. 3.2. Спектры интенсивности автомодуляционных колебаний при периодической модуляции накачки с частотой $f_p = 414$ кГц и глубиной модуляции $h = 0.15$: (а) при отсутствии шума (пунктир) и при наличии шума с интенсивностью $D = 0.1$ (сплошная линия); (б) при интенсивности шума $D = 3$; (в) при интенсивности шума $D = 5$.

Под действием шума происходит переход в режим синхронизации порядка $1/2$, частота автомодуляционных колебаний захватывается субгармоникой периодического сигнала модуляции накачки $f_p/2 = 207$ кГц.

Спектр, показанный на рис. 3.2, а, характерен для случая шума с достаточно малой интенсивностью, $D < 0.5$. С увеличением интенсивности шума возрастает диффузия фазы автомодуляционных колебаний и происходит их десинхронизация (см. рис. 3.2, б, в).

На рис. 3.3 показана зависимость отношения сигнал/шум для синхронизации порядка $1/2$ (при частоте модуляции накачки $f_p = 412$ кГц) от интенсивности шума D , найденная при численном моделировании в случае $h = 0.3$, $\eta_0 = 0.15$.

Для вычисления отношения S/N проводилось усреднение по 150 реализациям.

Как видно из этого рисунка, синхронизация порядка $1/2$ возникает скачком, начиная с некоторого порогового значения интенсивности шума D .

С увеличением интенсивности шума отношение сигнал/шум изменяется так же, как в случае стохастического резонанса [18,86]: оно растет при малых интенсивностях и уменьшается при больших.

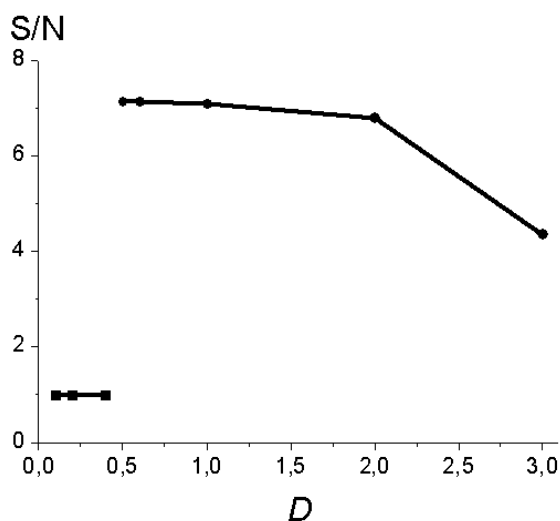


Рис. 3.3. Зависимость отношения сигнал/шум при синхронизации порядка $1/2$ от интенсивности шума D (частота модуляции накачки $f_p = 412$ кГц, $h = 0.3$, $\eta_0 = 0.15$).

3.3. Эксперимент

Экспериментальные исследования, как и в случае численного моделирования, проводились на ТКЛ, работающем в автомодуляционном режиме первого рода. При этом интенсивности встречных волн совершают противофазные гармонические колебания.

Спектры интенсивности излучения для встречных волн в таком режиме оказываются идентичными, по этой причине ниже приводятся лишь спектры для одной из волн.

На рис. 3.4, а приведен спектр интенсивности одной из волн в окрестности частоты автомодуляционных колебаний в отсутствие шумовой модуляции накачки ($D = 0$, $h = 0.27$, $f_p/2 = 420$ кГц), показывающий, что частота автомодуляционных колебаний в исследуемом чип-лазере оказывается нестабильной и флуктуирует; ширина спектра около 5 кГц.

В этом случае синхронизация автоколебаний не происходит.

В режиме синхронизации порядка $1/2$ (рис. 3.4, б, в), возникающем при добавлении шума к периодической модуляции накачки, в спектре интенсивности излучения появляется узкий пик на субгармонике периодического сигнала модуляции ($f_p/2 = 210$ кГц).

С увеличением интенсивности шума интенсивность этого пика сначала растет, а затем происходит десинхронизация, и пик на субгармонике периодического сигнала уширяется и исчезает.

Сравнение экспериментально измеренных спектров (рис. 3.4) с рассчитанными при численном моделировании (рис. 3.2) позволяет сделать вывод о конструктивной роли шума накачки, которая проявляется в стохастическом возбуждении синхронизации автоколебаний порядка $1/2$ при достаточно малых интенсивностях шума.

В области достаточно больших интенсивностей шума возникает десинхронизация.

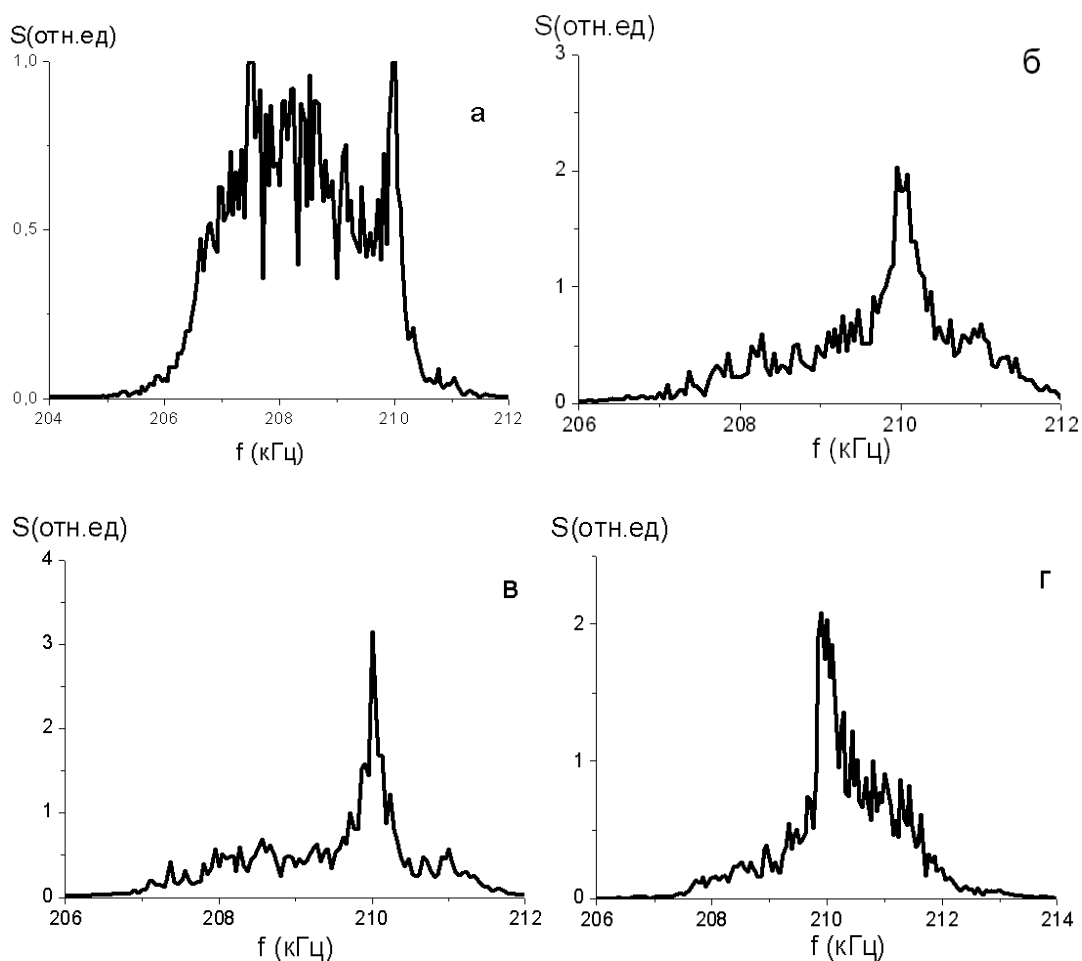


Рис. 3.4. Спектры интенсивности одной из волн в окрестности частоты автомодуляционных колебаний при периодической модуляции накачки с частотой $f_p = 420$ кГц и глубиной модуляции $h = 0.27$: (а) в отсутствие шумовой модуляции накачки ($D = 0$) и при наличии шумовой модуляции $D = 0.05$ (б), $D = 0.5$ (в), $D = 1$ (г).

Различие между спектрами, полученными в эксперименте и при численном моделировании, вызвано тем обстоятельством, что в эксперименте (даже при отсутствии внешнего шума, создаваемого генератором) имеются значительные шумы, приводящие к флуктуациям частоты автомодуляционных колебаний и уширению их спектра.

При численном моделировании в отсутствие шумовой модуляции такие флуктуации отсутствуют, и спектр автомодуляционных колебаний значительно уже.

3.4. Выводы к главе

1. Исследовано влияние шума на синхронизацию порядка $1/2$ автомодуляционных колебаний излучения ТКЛ периодическим сигналом, модулирующим мощность излучения накачки.

2. Установлено, что при малых интенсивностях шумовой модуляции накачки шум способствует вынужденной синхронизации автоколебаний периодическим сигналом: в отсутствие внешнего шума синхронизация может отсутствовать, а при добавлении достаточно слабого шума происходит стохастическое возбуждение синхронизации порядка $1/2$. При последующем увеличении интенсивности шума синхронизация постепенно пропадает.

3. При вынужденной синхронизации автомодуляционных колебаний порядка $1/2$ имеет место бистабильность.

Если синхронизация еще не возникла, имеет место квазипериодический режим, в котором основными спектральными компонентами являются частота колебаний и частота модуляции накачки.

Если переход в режим синхронизации происходит из квазипериодического режима, то для возникновения синхронизации требуется достаточно большая амплитуда модуляции накачки.

Если же идти в обратном направлении из режима синхронизации и уменьшать глубину модуляции накачки, то синхронизация порядка $1/2$ будет наблюдаться при меньших амплитудах (при $h_2 < h < h_1$).

Таким образом, между границами h_1 и h_2 существует область гистерезиса, в которой существует как квазипериодический режим, так и режим синхронизации. Найдена область, в которой наблюдается бистабильность.

4. Зависимость отношения сигнал/шум в процессе синхронизации автомодуляционных колебаний от интенсивности шума имеет вид, характерный для стохастического резонанса, т.е. при синхронизации

автоколебаний под действием шума возникает стохастический резонанс.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. При малых интенсивностях шумовой модуляции накачки шум способствует вынужденной синхронизации автоколебаний периодическим сигналом: в отсутствие внешнего шума синхронизация может отсутствовать, а при добавлении достаточно слабого шума происходит возбуждение синхронизации порядка $1/2$.

2. При последующем увеличении интенсивности шума синхронизация постепенно пропадает.

3. При вынужденной синхронизации автомодуляционных колебаний порядка $1/2$ найдена область гистерезиса, в котором существует как квазипериодический режим, так и режим синхронизации.

ГЛАВА 4. Бистабильность автомодуляционных колебаний в автономном ТКЛ с несимметричной связью встречных волн

4.1. Введение

Для ТКЛ с однородно уширенной линией усиления характерна сложная динамика генерации. Как видно из обзора литературы (глава 1), в автономном ТКЛ наблюдаются разнообразные режимы генерации, различающиеся по временным, спектральным и поляризационным характеристикам излучения.

При исследовании нелинейной динамики автономных кольцевых чип-лазеров одной из важных задач является выявление условий, при которых возникает бистабильность генерации.

Бистабильные состояния представляют интерес при изучении нелинейных стохастических процессов в ТКЛ [16] и, в частности, стохастического резонанса в кольцевых лазерах [88,89,17].

Как уже было отмечено в обзоре литературы, в работе [16] было обнаружено, что при параметрах кольцевого чип-лазера, соответствующих области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями, может возникать бистабильность автомодуляционных колебаний. Бистабильными оказываются автомодуляционный режим первого рода и квазипериодический автомодуляционный режим. В исследовании, проведенном в работе [16], не было изучено влияние амплитудной невязимности резонатора на бистабильность и, кроме того, анализ был проведен не во всей области параметрического резонанса, а лишь в некоторой части этой области.

В настоящей главе в рамках векторной модели ТКЛ с помощью численного моделирования проводится детальный анализ бистабильных автомодуляционных колебаний, возникающих при несимметричной связи встречных волн в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями.

Найдены две ветви бистабильных состояний, в которых имеет место периодическая и квазипериодическая автомодуляция интенсивностей встречных волн, а также может возникать и динамический хаос.

4.2. Результаты исследований

Так же, как и в предыдущих исследованиях, использовалась векторная модель ТКЛ. При вычислениях часть параметров полагалась равной экспериментально измеренным параметрам исследуемого лазера.

Время релаксации для чип-лазера Nd:YAG равно $T_1=240$ мкс. Ширина полосы резонатора определялась по релаксационной частоте $\omega_r = \sqrt{\eta\omega_c/QT_1}$. При превышении накачки над порогом $\eta=0.218$ в исследуемом лазере основная релаксационная частота равнялась $\omega_r/2\pi = 98.5$ кГц, что дает величину $\omega_c/Q=4.37*10^8\text{с}^{-1}$. Значение поляризационного параметра $\beta=0.75$ было определено (так же, как и в [63] по экспериментально измеренной зависимости дополнительной релаксационной частоты ω_{r1} от частотной невязности резонатора Ω).

Как было показано в работе в [49], в кольцевом чип-лазере можно изменять отношение модулей коэффициентов связи m_1/m_2 при регулировке температуры моноблока. В настоящей работе модуль одного из коэффициентов связи полагался равным $m_1/2\pi=129.4$ кГц, а отношение $m_1/m_2=0.41$. Разность фаз комплексных коэффициентов связи $\tilde{m}_{1,2}$ трудно оценить по характеристикам автомодуляционных колебаний.

Для простоты, разность фаз коэффициентов связи $\vartheta_1 - \vartheta_2$ полагалась равной нулю. Величина амплитудной невязности кольцевого резонатора $\Delta = \omega_c/Q_2 - \omega_c/Q_1$ варьировалась при численном моделировании, частотная невязность резонатора полагалась равной нулю.

Как было сказано выше, в автономном кольцевом чип-лазере в широкой области лазерных параметров возникает автомодуляционный режим первого рода, для которого характерна противофазная синусоидальная модуляция интенсивностей встречных волн. Если частота автомодуляции ω_m близка к удвоенному значению основной релаксационной частоты, возникает ряд нелинейных эффектов, связанных с параметрическим взаимодействием автомодуляционных и релаксационных колебаний (параметрический резонанс). В этой области возникает неустойчивость автомодуляционного режима генерации первого рода, и возбуждаются более сложные автомодуляционные режимы генерации (в том числе и режим динамического хаоса) [16, 42, 60, 64, 65, 90].

При наличии амплитудной невязимности кольцевого резонатора, связанной с неравенством модулей коэффициентов связи m_1, m_2 и неравенством добротностей резонатора для встречных волн $\Delta = \omega_c / Q_2 - \omega_c / Q_1$, как было впервые показано в работе [16], в этой области может возникать бистабильность автомодуляционных режимов.

4.2.1. Первая ветвь бистабильных автомодуляционных режимов

При изменении превышения накачки над порогом с $\eta = 0.17$ до $\eta = 0.44$ в зависимости от начальных условий наблюдаются две ветви автомодуляционных режимов генерации [87].

Обозначим их как Ветвь 1 и Ветвь 2, соответственно. Рассмотрим вначале Ветвь 1. В этом случае при $\eta = 0.17$ и $\Delta = 0$ кольцевой чип-лазер работал в автомодуляционном режиме первого рода. Значения превышения накачки над порогом далее последовательно увеличивались с шагом $\delta\eta = 0.01$.

При прохождении всего интервала по шкале η изменялось значение амплитудной невязимности, и расчет повторялся снова с превышения накачки над порогом $\eta = 0.17$ в указанных пределах (от $\eta = 0.17$ до $\eta = 0.44$).

Значение амплитудной невязимности варьировалось от 500 с^{-1} до 3000 с^{-1} шагом 250 с^{-1} .

На Ветви 1 при $0.17 < \eta < 0.22$ наблюдается автомодуляционный режим первого рода. На рис. 4.1 показаны временная зависимость интенсивности излучения волны I_1 (а), а также спектр автомодуляционных колебаний (б).

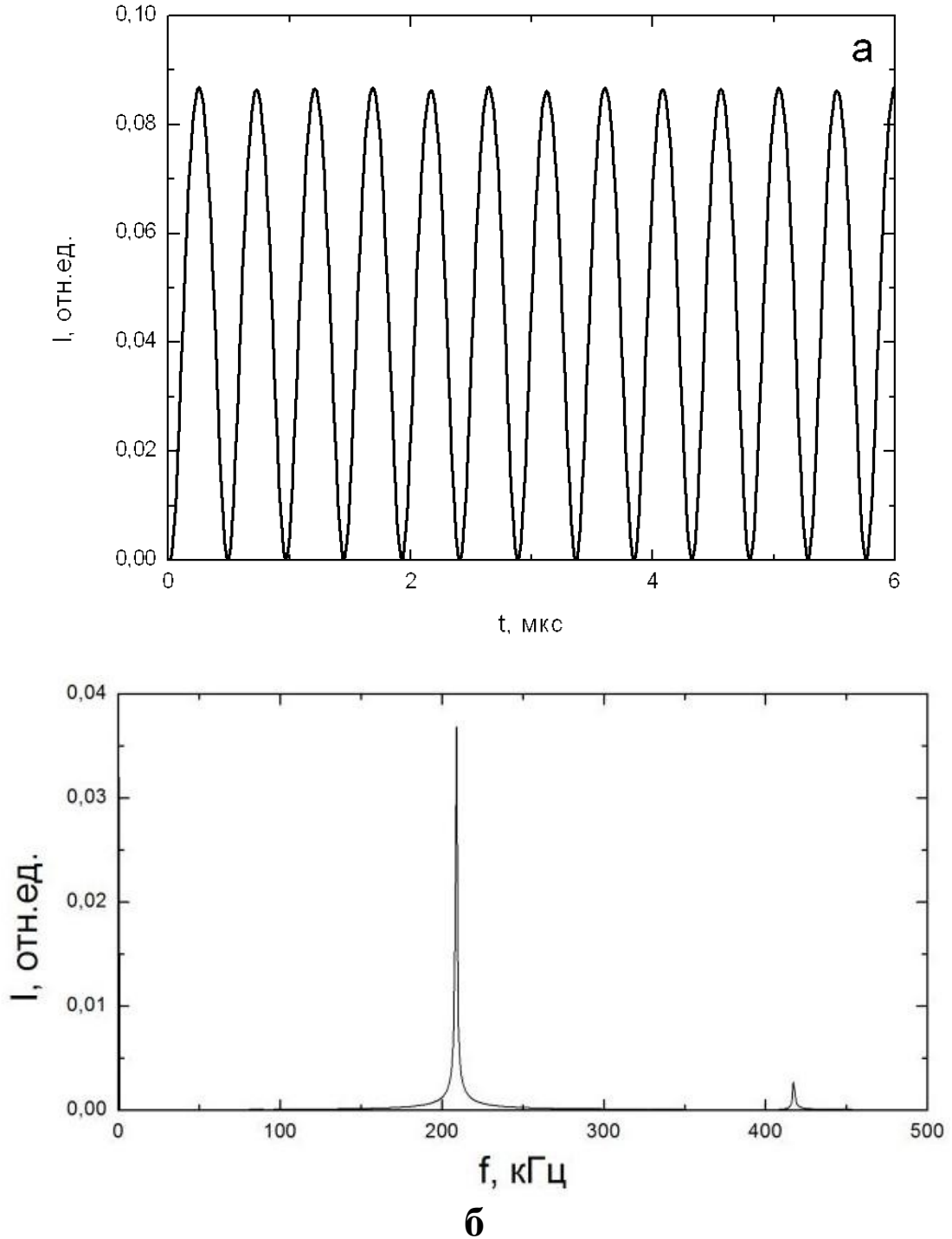


Рис. 4.1. Временная зависимость интенсивности волны $I = aE_1^2$ в автомодуляционном режиме первого рода (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.19$ и $\Delta = 500 \text{ с}^{-1}$.

В области $0.22 < \eta < 0.33$ возникает периодический режим с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний (см. рис. 4.2, а).

Для этого режима характерно появление в спектре выходного излучения дополнительной спектральной компоненты на частоте, равной половине автомодуляционной частоты (см. рис. 4.2, б).

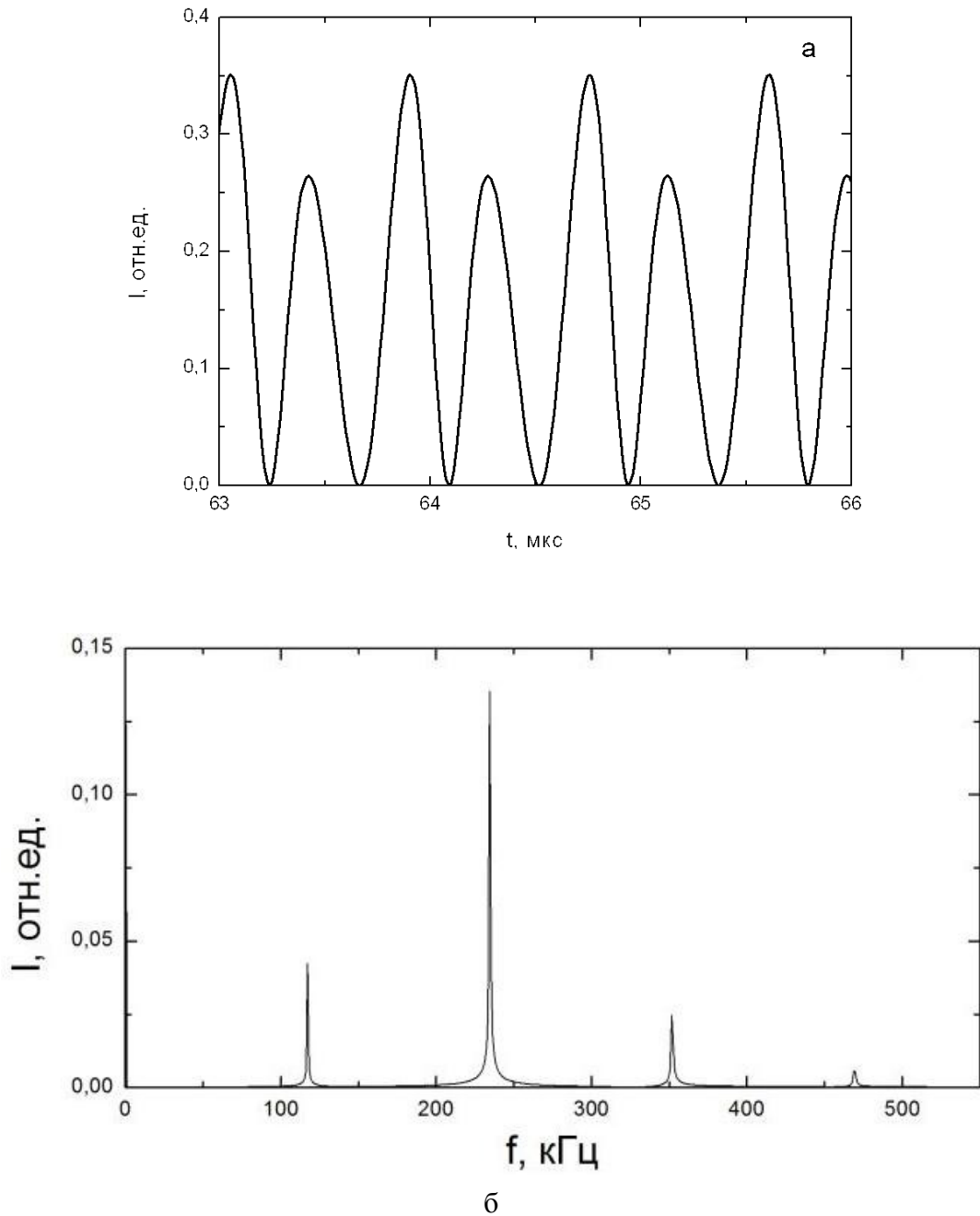


Рис. 4.2. Временная зависимость интенсивности волны $I = aE_1^2$ в периодическом режиме с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.28$ и $\Delta = 500 \text{ с}^{-1}$.

В области $0.33 < \eta < 0.39$ периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний сменяется квазипериодическим режимом с удвоенным периодом автомодуляции (рис. 4.3).

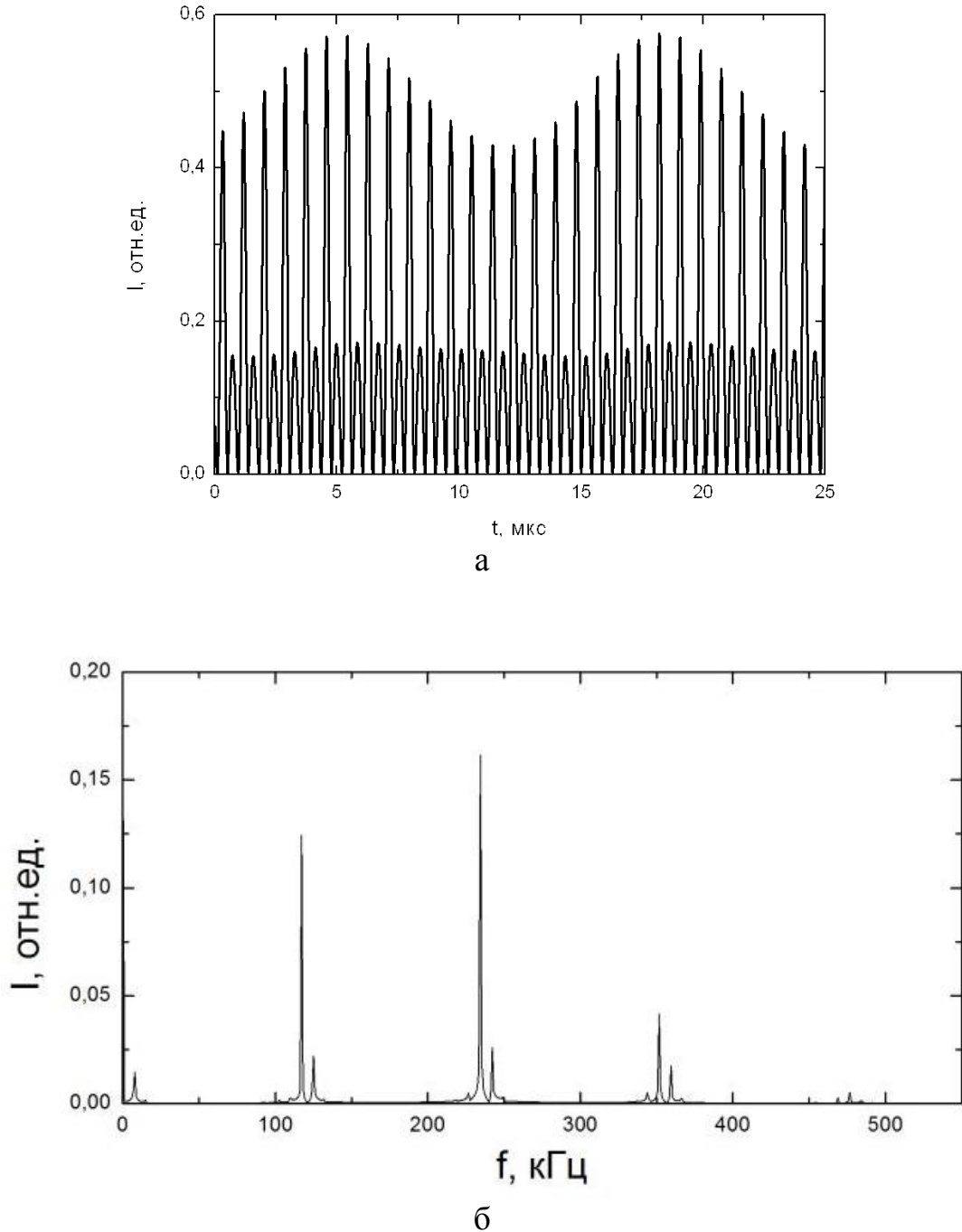


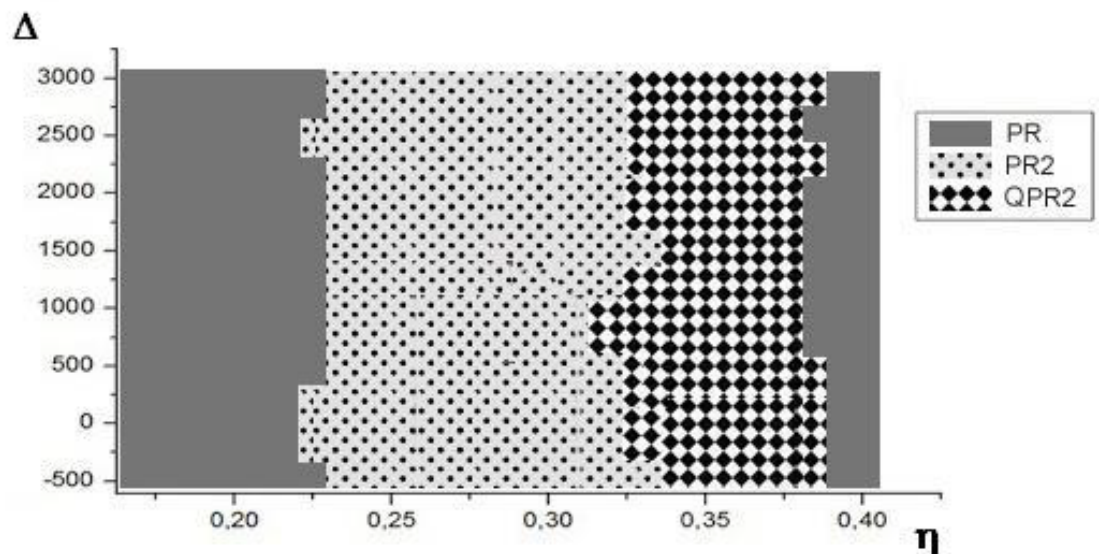
Рис. 4.3. Временная зависимость интенсивности волны $I = aE_1^2$ в квазипериодическом режиме с удвоенным периодом автомодуляции (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.35$ и $\Delta = 500 \text{ с}^{-1}$.

В этом режиме появляется огибающая амплитуды автомодуляционных колебаний (см. рис. 4.3, а), а в спектре выходного излучения, помимо спектральных компонент на автомодуляционной и релаксационной частотах, возникают также компоненты на частоте, равной половине автомодуляционной частоты.

Характерная зависимость интенсивности выходного излучения от времени и спектр автомодуляционных колебаний для этого режима показаны на рис. 4.3, а и 4.3, б.

При превышении накачки над порогом $\eta > 0.39$ данный режим сменяется вновь автомодуляционным режимом первого рода.

На рис. 4.4, в плоскости лазерных параметров (η, Δ) показаны области существования автомодуляционных режимов генерации на Ветви 1.

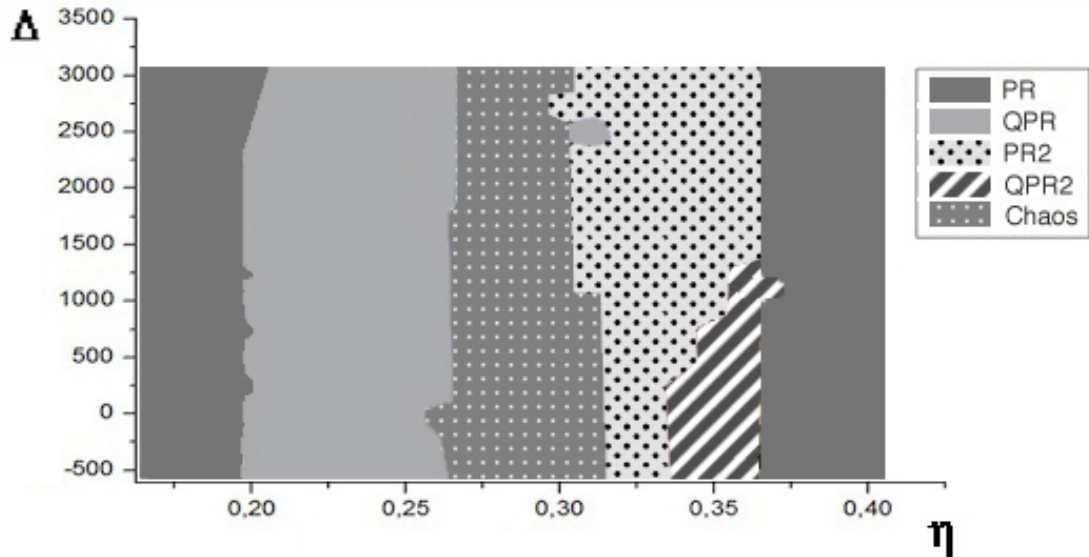


а

Рис.4.4 а. Области существования автомодуляционных режимов генерации на Ветви 1 (а) в плоскости лазерных параметров (η, Δ) .

4.2.2. Вторая ветвь бистабильных автомодуляционных режимов

Для Ветви 2 эволюция автомодуляционных режимов генерации при изменении параметров η и Δ представлена на рис. 4.4, б.



б

Рис.4.4, б. Области существования автомодуляционных режимов генерации на Ветви 2 (б) в плоскости лазерных параметров (η , Δ).

Как было ранее установлено в [16], в исследуемом кольцевом чип-лазере с несимметричной связью ($m_1/m_2=0.4$) при $\eta > 0.19$ помимо периодического автомодуляционного режима первого рода (PR) возникает квазипериодический автомодуляционный режим (QPR).

Учитывая это, на Ветви 2 при $\eta = 0.19$ и $\Delta = 0$ задавались начальные условия, при которых возникает режим QPR.

Значения превышения накачки над порогом далее последовательно увеличивались с шагом $\delta\eta = 0.01$.

После прохождения всего интервала по параметру η , как и для Ветви 1, изменялось значение амплитудной невязимности, и расчет повторялся при новом значении Δ .

Как видно из рис. 4.4, б, квазипериодический режим QPR при $\Delta = 0$ существует в области превышений накачки над порогом $0.19 < \eta < 0.26$.

При увеличении амплитудной невзаимности Δ происходит сужение области существования режима QPR.

На рис. 4.5 показана характерная форма автомодуляционных колебаний интенсивности излучения одной из волн (а) и спектр интенсивности.

В этом режиме помимо частоты автомодуляционных колебаний f_m возбуждается основная релаксационная частота f_r , остальные компоненты спектра являются комбинационными частотами от двух этих основных частот.

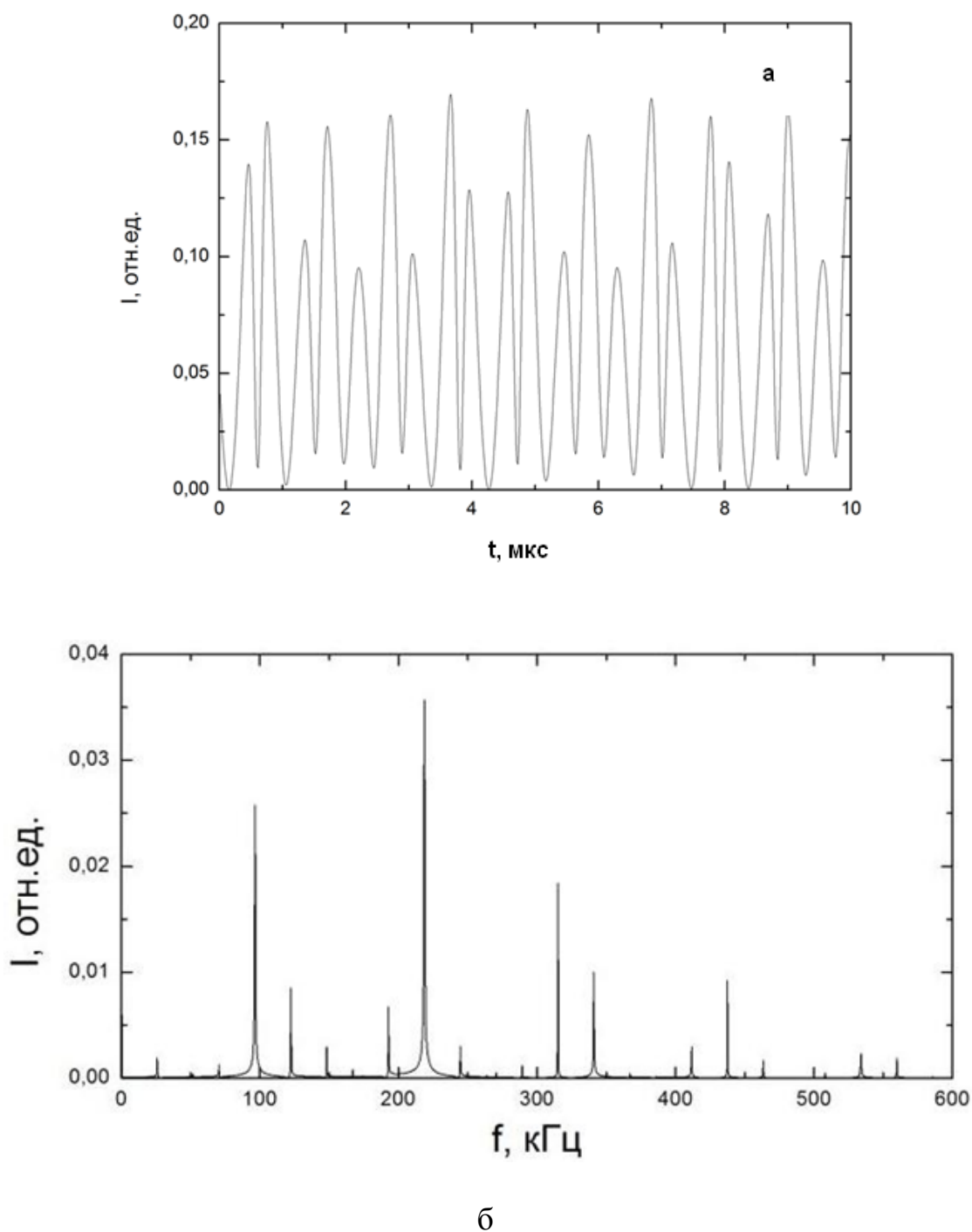


Рис. 4.5. Временная зависимость интенсивности волны $I = aE_1^2$ в квазипериодическом автомодуляционном режиме QPR (а) и спектр интенсивности (б) при $\eta = 0.22$ и $\Delta = 250 \text{ с}^{-1}$.

С увеличением параметра η на Ветви 2, режим QPR переходит в режим динамического хаоса (Chaos), который при $\Delta = 0$ существует в области накачек $0.26 < \eta < 0.32$.

Как видно из представленных рисунков, амплитудная невзаимность слабо влияет на ширину области существования режима хаоса.

На рис. 4.6,а,б показаны временные зависимости интенсивностей встречных волн в режиме хаоса на двух интервалах времени (коротком и длинном).

На рис. 4.6, в показан спектр интенсивности одной из волн.

Видно, что в этом режиме имеется характерная для режимов динамического хаоса область непрерывного спектра, на которой выделяется ряд дискретных частот, соответствующих автомодуляционным и релаксационным колебаниям.

На Ветви 2 в диапазоне превышений $0.32 < \eta < 0.37$ возникают периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом PR2 и квазипериодический автомодуляционный режим QPR2.

Эти режимы аналогичны одноименным режимам, возникающим на Ветви 1. В области превышений накачки над порогом $\eta > 0.37$ бистабильность исчезает и наблюдается автомодуляционный режим первого рода (PR).

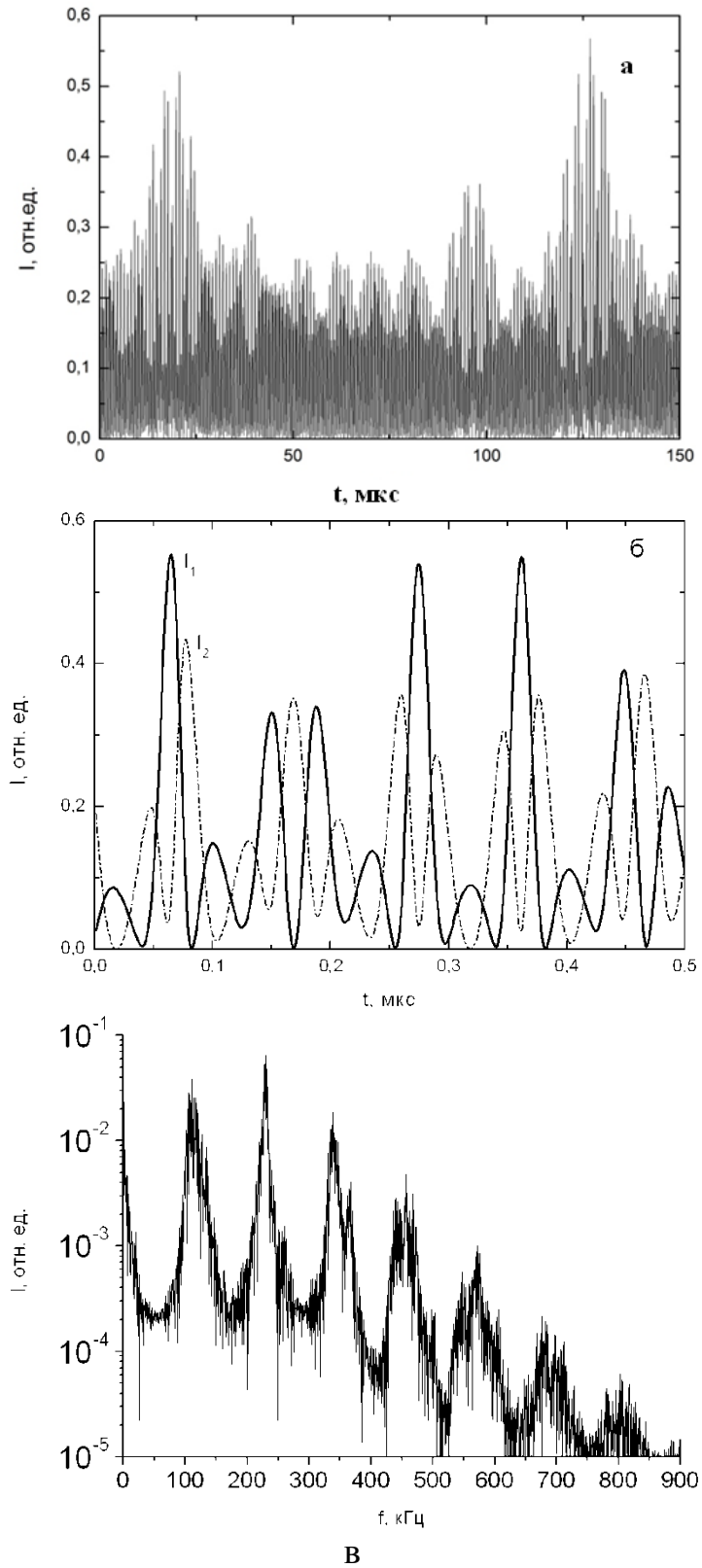


Рис. 4.6. Временные зависимости интенсивностей встречных волн $I_{1,2} = aE_{1,2}^2$ в режиме динамического хаоса на коротком (а) и длинном (б) интервалах времени, а также спектр интенсивности волны I_1 в этом режиме (в) при $\eta = 0.28$ и $\Delta = 250 \text{ с}^{-1}$.

4.3. Сравнение с экспериментом

Автомодуляционные режимы, возникающие в области параметрического резонанса, были исследованы ранее экспериментально (см. обзор литературы в главе 1). В этих работах были обнаружены лишь автомодуляционные колебания, возникающие на Ветви 1: периодический режим с удвоенным периодом автомодуляционных колебаний (PR2) и квазипериодический режим с удвоенным периодом автомодуляции (QPR2).

Экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами численного моделирования для Ветви 1.

Ветвь 2, исследованная в настоящей работе, не наблюдалась ранее экспериментально. Исключение представляет лишь квазипериодический автомодуляционный режим, который удалось наблюдать косвенно при наличии шумовой модуляции накачки [16].

Исследования, проведенные в работе [16], показали, что на бистабильность автомодуляционных колебаний, возникающую при несимметричной связи встречных волн, оказывают сильное влияние флуктуации мощности накачки.

При наличии даже слабого шума накачки квазипериодический автомодуляционный режим, как показано в [16], перестает наблюдаться.

Учитывая результаты этих исследований, можно предположить, что автомодуляционные режимы, относящиеся к Ветви 2, не удастся наблюдать из-за технических флуктуаций мощности накачки.

Для наблюдения бистабильности в этом случае необходимо провести экспериментальные исследования при тщательной стабилизации излучения накачки и контроле уровня шумов (технических и естественных).

Кроме того, причина, почему в эксперименте не удалось наблюдать вторую ветвь, может быть связана не только с влиянием технических флуктуаций мощности накачки, но и с ограничениями на скорость изменения мощности накачки в использованном чип-лазере.

В проводившихся экспериментах, как отмечалось во второй главе, генерация в кольцевом чип-лазере с полупроводниковой накачкой осуществлялась следующим образом: в начале генерация в кольцевом чип-лазере включается при накачке, близкой к пороговой (на несколько процентов превышающей пороговый уровень).

В этом начальном состоянии в чип-лазере бистабильность отсутствует, так как возникающий автомодуляционный режим генерации находится далеко от области параметрического резонанса.

После того, как генерация возникла при малом превышении над порогом, накачку увеличивают, при этом превышение растет, и лазер переходит в область параметрического резонанса.

Численное моделирование показывает, что если переходить медленно в область параметрического резонанса, то кольцевой чип-лазер будет всегда находиться на первой ветви генерации, то есть, медленное включение всегда будет приводить к тому, что реализуется первая ветвь.

Медленное включение связано с техническими возможностями: резкое изменение уровня накачки может вывести из строя имеющийся в наличии полупроводниковый лазер.

Таким образом, чтобы осуществился переход на вторую ветвь и стало возможным наблюдение второй ветви, необходимо осуществить возможность резкого изменения скорости накачки и инверсии населенности.

4.4. Выводы к главе

В настоящей главе в рамках векторной модели ТКЛ с помощью численного моделирования проведен детальный анализ бистабильности автомодуляционных режимов генерации, возникающих в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями.

На основе проведенных исследований найдены области значений

превышения накачки над порогом и величины амплитудной невзаимности, в которых возникает бистабильность автомодуляционных колебаний.

Найдены две ветви бистабильных состояний. На первой ветви наблюдаются периодические автомодуляционные режимы: автомодуляционный режим первого рода и режим с удвоенным периодом. Для второй ветви характерна более сложная динамика излучения в зависимости от уровня накачки: с ростом превышения накачки над порогом генерации квазипериодический автомодуляционный режим переходит в режим динамического хаоса, затем в периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом, и, наконец, в автомодуляционный режим первого рода.

Основные положения, представленные на защиту:

1. В области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями найдены две ветви бистабильных состояний.

2. На первой ветви наблюдаются периодические автомодуляционные режимы: автомодуляционный режим первого рода и режим с удвоенным периодом.

3. Для второй ветви характерна более сложная динамика излучения в зависимости от уровня накачки: с ростом превышения накачки над порогом генерации квазипериодический автомодуляционный режим переходит в режим динамического хаоса, затем в периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом, и, наконец, в автомодуляционный режим первого рода.

Заключение

Основные выводы, полученные на основе проведенных в диссертационной работе исследований, можно сформулировать следующим образом:

1. Установлено, что в ТКЛ с несимметричной связью встречных волн при синхронизации автомодуляционных колебаний периодическим сигналом, модулирующим мощность накачки, кроме известного ранее периодического режима синхронизации возникает также и квазипериодический режим синхронизации. Периодический режим синхронизации наблюдается у верхней границы области синхронизации, а квазипериодический – со стороны нижней границы.
2. Показано, что область, в которой существует квазипериодический режим синхронизации, расширяется при приближении к границе области параметрического резонанса.
3. Установлено, что при синхронизации автомодуляционных колебаний с удвоенным периодом, наблюдаемых в ТКЛ при параметрическом резонансе, возникает периодический режим синхронизации (без удвоения периода автомодуляции).
4. Показано, что в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями при синхронизации автомодуляционных колебаний внешним периодическим сигналом существует бистабильность. Найдены две ветви бистабильных режимов синхронизации. На первой ветви наблюдаются периодический и квазипериодический режимы синхронизации. На второй ветви в области синхронизации наблюдаются периодический и квазипериодический режимы синхронизации с удвоением периода.

5. Исследованы процессы синхронизации и десинхронизации автомодуляционных колебаний при одновременном воздействии на ТКЛ шумовой и периодической модуляции мощности накачки. Установлено, что при синхронизации порядка $1/2$ шум способствует вынужденной синхронизации автомодуляционных колебаний периодическим сигналом: в отсутствие внешнего шума синхронизация может отсутствовать, а при добавлении слабого шума происходит стохастическое возбуждение синхронизации.
6. Показано, что в автономном ТКЛ с несимметричной связью встречных волн в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями существует бистабильность автомодуляционных колебаний. На основе численного моделирования найдены две ветви бистабильных состояний. На первой ветви наблюдаются периодические автомодуляционные режимы: автомодуляционный режим первого рода и режим с удвоенным периодом. Для второй ветви характерна более сложная динамика излучения: с ростом превышения накачки над порогом генерации квазипериодический автомодуляционный режим переходит в режим динамического хаоса, затем в периодический автомодуляционный режим с удвоенным периодом, и, наконец, в автомодуляционный режим первого рода.

В заключение, хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Е.Г. Ларионцеву за всестороннее научное руководство.

Приношу также благодарность всем сотрудникам кафедры за отзывчивость и поддержку.

Список литературы

1. T.J. Kane, R.L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. – Optics Letters, 10, 65-67 (1985).
2. R. Scheps, J. Myers. A single frequency Nd:YAG ring laser pumped by laser diodes. – IEEE J Quantum Electronics. – 26, 413 (1990).
3. H. Zimer, U. Wittrock. 1.6 W of single-mode output power from a novel power-scaling scheme for monolithic non-planar ring lasers. – Opt. Letts.29, 1635 (2004).
4. Bao-Quan Yao, Xiao-Ming Duan, Dan Fang, Yun-Jun Zhang, Liang Ke, You-LunJu, Yue-zhu Wang, and Guang-Jun Zhao. 7.3 W of single-frequency output power at 2.09 μm from an Ho:YAG monolithic non-planar ring laser. – Opt. Letts. 33, 2161 (2008).
5. S. Schwartz, M. Rebut, G. Feugnet, J. Colineau and J.-P. Pocholle. Optimizing the electronic control loop of a solid-state ring laser gyroscope. – arXiv:0709.0798 [physics.optics].
6. S. Schwartz, G. Feugnet, P. Bouyer, E. Lariontsev, A. Aspect, J.-P. Pocholle. Mode-Coupling Control in Resonant Devices: Application to Solid-state Ring Lasers. – Phys. Rev. Lett. 97, 093902 (2006).
7. S. Schwartz, G. Feugnet, E. Lariontsev, and J.-P.Pocholle. Oscillation regimes of a solid-state ring laser with active beat-note stabilization: From a chaotic device to a ring-laser gyroscope. Phys. Rev. A 76, 023807 (2007).
8. S. Schwartz, G. Feugnet, and J. Pocholle, "Diode-Pumped Solid-State Ring Laser Gyroscope," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2007), paper JThD47.
9. S. Schwartz, F. Guppy, G. Feugnet, E. Loil, J.-P. Pocholle. Solid-state ring

laser gyro behaving like its helium-neon counterpart at low rotation rates. – *Opt. Lett.* 34 (no. 24), 3884 (2009).

10. S. Schwartz, F. Gutty, G. Feugnet, J.-P. Pocholle. “Solid-state ring laser gyro for aerospace applications.” *International Conference on Space Optics* (2012).

11. Sylvain Schwartz, G. Feugnet, and Jean-Poul Pocholle. Biasing the beat regime of a solid-state ring laser: from a magnetometer to a multioscillator rotation sensor. – *J. Opt. Soc. Am. B* 30, 2157 (2013).

12. Д.Н. Клименко, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, В.В. Фирсов. Синхронизация динамического хаоса во встречных волнах кольцевого лазера. – *Квантовая электроника*, 24, 649 (1997).

13. E.G. Lariontsev. Switching of synchronized chaotic oscillations in a modulated solid-state ring laser. – *Optics Express*, 2, 198 (1998).

14. L.A. Kotomtseva, N.V. Kravtsov, E.G. Lariontsev, S.N. Chekina. Chaotic synchronization and evolution of optical phase in a bidirectional solid-state ring laser. – *Chaos*, 13, 279 (2003).

15. И.И. Золотоверх, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, В.В. Фирсов, С.Н. Чекина. Нелинейные стохастические эффекты при воздействии шума на релаксационные колебания в кольцевом твердотельном лазере. – *Квантовая электроника*, 39, 53 (2009).

16. И.И. Золотоверх, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, С.Н. Чекина. Стохастические эффекты при воздействии шума накачки на бистабильные автомодуляционные колебания в твердотельном кольцевом лазере. – *Квантовая электроника*, 39, 515 (2009).

17. И.И. Золотоверх, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, В.В. Фирсов, С.Н. Чекина. Экспериментальное наблюдение стохастического резонанса в твердотельном кольцевом лазере в отсутствие бистабильности. – *Квантовая электроника*, 39, 853 (2009).

18. Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, С.Н. Чекина. Стохастический резонанс на субгармонике периодического сигнала модуляции

в твердотельном лазере. – Квантовая электроника, 43, 917 (2013).

19. Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев. Режимы генерации твердотельных кольцевых лазеров при модуляции их параметров. – Квантовая электроника, 34, 487 (2004).

20. Е.Л. Клочан, Л.С. Корниенко, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, А.Н. Шелаев. Режимы генерации кольцевого лазера на твердом теле. – Письма в ЖЭТФ, 17, 405 (1973).

21. Е.Л. Клочан, Л.С. Корниенко, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, А.Н. Шелаев. Режимы генерации вращающегося кольцевого лазера на твердом теле. – ЖЭТФ, 65, 1344 (1973).

22. P.A. Khandohin, Ya.I. Khanin. Instabilities in a solid-state ring laser. – JOSAB, 2, 226 (1985).

23. N.V. Kravtsov, E.G. Lariontsev, A.N. Shelaev. Oscillation regimes of ring solid-state lasers and possibilities for their stabilization. – Laser Physics, 3, 21 (1993).

24. J. A. White. Stability of traveling waves in lasers. – Phys. Rev. 137, 1651 (1965).

25. H. Risken, K. Nummedal. Self-pulsing in laser. – Journal of Applied Physics, 39, 4662 (1968).

26. J. Zorell. Self-pulsing in ring laser with detuning. – Optics Communications, 38, 127 (1981).

27. P. Mandel. Influence of Lorentz broadening on stability of monomode ring lasers. – Optics Communications, 45, 269 (1983).

28. J. Zhang, H. Haken, H. Ohno. Self-pulsing instability in inhomogeneously broadened traveling-wave lasers. – JOSA B, 2, 141 (1985).

29. D.K. Bandy, L. M. Narducci, L. A. Lugiato, N.B. Abragam. Time-dependent behavior of a unidirectional ring laser with inhomogeneous broadening. – JOSA B, 2, 56 (1985).

30. L.A. Lugiato, F. Prati, D.K. Bandy, L.M. Narducci, P. Ru, J.R. Tredicce. Low threshold instabilities in unidirectional ring lasers. – *Optics Communications*, 64, 167 (1987).
31. В.Г. Воронин, О.Е. Наний. Одночастотный монолитный кольцевой лазер с акустооптическим изолятором. – *Квантовая электроника*, 24, 891 (1997).
32. И.Ф. Гончарова, Л.С. Корниенко, Н.В. Кравцов, О.Е. Наний, А.Н. Шелаев. Конкурентные эффекты в твердотельном кольцевом лазере на YAG : Nd³⁺ в режимах акустооптической синхронизации мод. – *Квантовая электроника*, 8, 1347 (1981).
33. Кравцов Н.В., Наний О.Е. Высокостабильные одночастотные твердотельные лазеры. – *Квантовая электроника*, 20, 322 (1993).
34. Л.А. Кулевский, П.П. Пашинин, А.М. Прохоров. III Conf. Internat. Quant. Electronics, Paris-New York, 2, 1065 (1964).
35. C.L. Tang, H. Statz, G.A. de Mars, D.T. Wilson. Spectral Properties of a Single-Mode Ruby Laser: Evidence of Homogeneous Broadening of the Zero-Phonon Lines in Solids. – *Phys. Rev.* 136, I (1964).
36. M. Hercher, M. Young, C.B. Smoyer. Traveling-Wave Ruby Laser with a Passive Optical Isolator. - *J. Appl. Phys.* 36, 3351(1965).
37. A.R. Clobes, M.J. Brienza. Single-frequency traveling-wave Nd:YAG laser. - *Appl. Phys. Lett.* 21, 265 (1972).
38. О.Е. Наний. Автомодуляционные режимы генерации в твердотельных кольцевых лазерах с неплоским резонатором. – *Квантовая электроника*, 19, 762 (1992).
39. И.И. Золотоверх, Е.Г. Ларионцев. Влияние параметров твердотельных кольцевых лазеров на характеристики автомодуляционных колебаний. – *Квантовая электроника*, 20, 67 (1993).
40. И.И. Золотоверх, Е.Г. Ларионцев. Новые возможности измерения оптической невзаимности в твердотельном кольцевом лазере. – *Квантовая электроника*, 20, 489 (1993).

41. О.Е. Наний, М.Р. Палеев, Релаксационные колебания в твердотельных кольцевых лазерах с произвольной поляризацией мод. – Квантовая электроника, 20, 699 (1993).
42. И.И. Золотоверх, Н.В. Кравцов, Н.Н. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, А.А. Макаров. Взаимодействие автомодуляционных и релаксационных колебаний и его роль в нелинейной динамике твердотельного кольцевого лазера. – Квантовая электроника, 24, 638 (1997).
43. И.И. Золотоверх, Е.Г. Ларионцев. Влияние амплитудной невзаимности резонатора на характеристики автомодуляционных колебаний в твердотельном кольцевом лазере – Квантовая электроника, 23, 620-624 (1996).
44. Н.В. Кравцов, Н.Н. Кравцов, А.А. Макаров, В.В. Фирсов. Режимы генерации кольцевого чип-лазера с несимметричной обратной связью встречных волн. – Квантовая электроника, 23, 195 (1996).
45. Т.В. Аулова, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, С.Н. Чекина, В.В. Фирсов. Управление режимами генерации кольцевого чип-лазера при воздействии постоянным магнитным полем. – Квантовая электроника, 43, 477 (2013).
46. И.И. Полушкин, П.А. Хандохин, Я.И. Ханин. Влияние структуры линии усиления на динамику генерации твердотельного кольцевого лазера. – Квантовая электроника, 10, 1461 (1983).
47. П.А. Хандохин, Я.И. Ханин. Динамика двунаправленного кольцевого лазера класса В с невзаимным резонатором: модель с двумя линиями усиления. – Квантовая электроника, 23, 29 (1996).
48. Корюкин И.В., Хандохин П.А., Ханин Я.И. Частотная динамика двунаправленного кольцевого лазера с невзаимным резонатором. – Квантовая электроника, 17, 978 (1990).

49. Т.В. Аулова, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, С.Н. Чекина. Квазипериодический режим автомодуляционных колебаний с низкочастотной импульсной огибающей. – Квантовая электроника, 41, 13 (2011).
50. Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев. Автомодуляционные колебания и релаксационные процессы в твердотельных кольцевых лазерах. – Квантовая Электроника, 21, 903 (1994).
51. Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев. Влияние частотной невязности на динамику излучения твердотельных кольцевых лазеров. – Квантовая электроника, 30, 105 (2000).
52. А.А. Харкевич. Теоретические основы радиосвязи. – М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы (1957).
53. П.А. Хандохин, Я.И. Ханин. Влияние сдвига частоты генерации и невязности резонатора на спектр релаксационных частот твердотельного кольцевого лазера. – Квантовая электроника, 9, 637 (1982).
54. Переведенцева Г.В. Хандохин П.А. Ханин Я.И., К теории одночастотного кольцевого лазера. – Квантовая электроника, 7, 128, 1980.
55. Khandokhin P.A., Khanin Ya.I. Instabilities in a solid-state ring laser. – JOSAB, 2, 226 (1985).
56. Хандохин П.А. Флуктуации интенсивности излучения одночастотного лазера на илюмоиттриевом гранате. – Изв. Вузов. Сер. Радиофизика, 22, 813 (1979).
57. Хандохин П.А., Ханин Я.И. Особенности спектра флуктуаций интенсивности излучения непрерывного твердотельного кольцевого лазера. – Письма в ЖТФ, 5, 35 (1979).
58. Zolotoverkh I.I., Kravtsov N.V., Lariontsev E.G.,

Makarov A.A., Firsov V.V. Relaxation oscillations in a self-modulated solid-state ring laser. – Optics Comms, 113, 249 (1994).

59. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Макаров А.А., Фирсов В.В. Спектр релаксационных частот твердотельного кольцевого лазера в автомодуляционном режиме генерации. – Квантовая Электроника, 21, 5 (1994).

60. И.И. Золотоверх, Е.Г. Ларионцев. Параметрический резонанс в автономном твердотельном кольцевом лазере. – Квантовая Электроника, 22, 1171 (1995).

61. Ю.В. Мамаев, Н.Д. Миловский, А.А. Туркин, П.А. Хандохин, Е.Ю. Широков. Низкочастотная динамика монолитного кольцевого Nd:YAG-лазера в магнитном поле. – Квантовая электроника, 27, 228 (1999).

62. Бойко Д.Д., Кравцов Н.В. Влияние поляризационных свойств резонатора на зависимость частоты автомодуляции от параметров чип-лазера – Квантовая электроника, 25, 880 (1998).

63. Золотоверх И.И., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В., Чекина С.Н. Влияние различия поляризаций встречных волн на динамику твердотельных кольцевых лазеров. – Квантовая электроника, 37, 1011 (2007).

64. И.И. Золотоверх, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, А.А. Макаров, В.В. Фирсов. Новые механизмы возникновения динамического хаоса в твердотельном кольцевом лазере. – Квантовая электроника, 22, 213, (1995).

65. И.И. Золотоверх, А.А. Камышева, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, В.В. Фирсов, С.Н. Чекина. Нелинейные процессы при удвоении периода автомодуляционных колебаний в кольцевом твердотельном лазере. – Квантовая Электроника, 38, 956 (2008).

66. Т.В. Аулова, И.И. Золотоверх, Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, С.Н. Чекина. Неизохронность частоты автомодуляционных колебаний

в ТКЛ. – Квантовая Электроника, 40, № 3 (2010).

67. Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев. Нелинейная динамика твердотельных кольцевых лазеров. – Квантовая Электроника, 36, №3, (2006).

68. Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, Н.И. Наумкин, С.С. Сидоров, В.В. Фирсов, С.Н. Чекина. Влияние магнитного поля на автомодуляционные колебания в кольцевом чип-лазере. – Квантовая Электроника, 31, 649 (2001).

69. Н.В. Кравцов, Е.Г. Ларионцев, С.С. Сидоров, С.Н. Чекина, В.В. Фирсов, Фазовый сдвиг автомодуляционных колебаний встречных волн в кольцевом Nd:YAG чип-лазере в магнитном поле. – Квантовая электроника, 31, № 3, 189 (2001).

70. Т.В. Аулова. Динамика генерации твердотельного кольцевого лазера с оптической невзаимностью, созданной магнитным полем. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. МГУ им. М.В. Ломоносова.

71. Бойко Д.Л., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Кравцов Н.В. Стабильность частоты автомодуляционных колебаний в монолитном кольцевом твердотельном лазере на YAG;Nd. – Квантовая электроника, 24, 653, (1997).

72. Золотоверх И.И., Клименко Д.Н., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г. Влияние периодической модуляции потерь на динамику автомодуляционных колебаний в твердотельном кольцевом лазере. – Квантовая электроника, 23, № 7, 625 (1996).

73. Кравцов Н.В., Пашинин П.П., Сидоров С.С. Захват частот автомодуляционных колебаний и гистерезис неавтономного двунаправленного кольцевого твердотельного лазера. – Квантовая электроника, 32, 562 (2002).

74. Mendez J.M. Laje R., Giudici M., Aliaga J., Mindlin G.B. Dynamics of periodically forced semiconductor laser with optical feedback, Phys. Rev.

E. 63, 0662`18 (2001)

75. Kravtsov N.V, Lariontsev E.G., Pashinin P.P., Sidorov S.S., Firsov V.V. Frequency Locking of Self-Modulation Oscillations in a Ring Laser by an External Signal. *Laser Phys.*, 13, 305 (2003).

76. Pisarchik A.N., Barmenkov Y.O., Locking of self-oscillator frequency by pump modulation, *Opt. Commum.*, 254, 128, (2005).

77. Loose A., Wimsche H.J., Henneberger F., Synchronization of quasiperiodic oscillations to a periodic force studied with semiconductor laser, *Phys. Rev, E.*, 82, 035201 (2010).

78. С.С. Сидоров. Влияние магнитного поля и периодических управляющих сигналов на динамику ТКЛ. - Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, М. РАН Институт общей физики им. А.М. Прохорова (2004).

79. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация: фундаментальное нелинейное явление (М. Техносфера, 2003).

80. Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. Квантовые флуктуации излучения кольцевого чип-лазера на YAG :Nd, – *Квантовая электроника*, 45, 625 (2015).

81. Дудецкий В.Ю., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. Синхронизация автоколебаний в твердотельном кольцевом лазере при модуляции накачки в области параметрического резонанса между автомодуляционными и релаксационными колебаниями. – *Квантовая электроника*, 43, 12 (2013).

82. Р. Л. Стратонович. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. – М.: Сов. Радио, 1961.

83. Р. Л. Стратонович. Случайные процессы в динамических системах. М. – Ижевск: Институт компьютерных исследований, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2009.

84. Balanov A., Janson N., Postnov D., Sosnovtseva O. *Synchronization From Simple to Complex* . Berlin: Springer, 2009.

85. Дудецкий В.Ю., Ларионцев Е.Г., Чекина С.Н. Синхронизация и десинхронизация автомодуляционных колебаний в кольцевом чип-лазере под действием периодического сигнала и шума. – Квантовая электроника, 44, 23 (2014).
86. Jung P., Hanggi P. Amplification of Small Signals via Stochastic Resonance. *Phys. Rev. A*, 44, 8032 (1991).
87. Дудецкий В.Ю. Бистабильность автомодуляционных колебаний в твердотельных кольцевых чип-лазерах. – Квантовая электроника, 43, 1024 (2013).
88. Mc Namara B., Wiesenfeld K., Roy R., Observation of Stochastic Resonance in a ring laser, *Phys. Rev. Lett.*, 60, 2626 (1988).
89. Vemuri G., Roy R., Stochastic resonance in a bistable ring laser. *Phys. Rev. A*, 39, 4668 (1989).
90. Kravtsov N.N., Lariontsev E.G., Nonlinear dynamics of solid-state ring laser. *Laser Physics*, 7, 196 (1997).