

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения Российской академии наук  
(ИАиЭ СО РАН)

На правах рукописи

Грибанов Алексей Валерьевич

**НОВЫЙ МЕТОД МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА С  
ОДНОВРЕМЕННОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД В ДИОДНО-  
НАКАЧИВАЕМОМ Nd:YAG-ЛАЗЕРЕ**

01.04.05 "Оптика"

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
д. ф.-м. н. Донин Валерий Ильич

Новосибирск – 2016

## Оглавление

Введение	
Актуальность темы.....	4
Цели и задачи работы.....	8
Научная новизна работы.....	9
Практическая значимость работы.....	10
Положения, выдвигаемые на защиту.....	10
Апробация работы и публикации.....	11
Структура и объем диссертационной работы.....	12
Глава 1 Модуляция добротности резонатора и синхронизация мод лазера – методы получения высоких пиковых мощностей излучения (обзор литературы).....	
1.1 Модуляция добротности резонатора.....	14
1.2 Синхронизация мод лазера.....	15
1.3 Режим QML.....	25
1.4 Изучение структуры импульсов в лазерах с синхронизацией мод.....	26
Глава 2 Nd:YAG-лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод.....	
2.1 Описание экспериментальной установки.....	29
2.2 Модуляция добротности и синхронизация мод АОМом с бегущей звуковой волной (описание метода).....	32
2.3 Результаты измерений.....	35
2.3.1 Выбор оптимального режима работы Q-switch.....	35
2.3.2 Полученные характеристики выходного излучения лазера.....	39
2.4 Обсуждение результатов.....	41
Глава 3 Использование керровской линзы для сокращения длительности импульсов.....	
	45

3.1 Керровская линза в удваивающем частоту кристалле.....	45
3.2 Керровская линза в пластинке из плавленного кварца.....	50
Глава 4 Структура импульсов генерации – измерения с помощью стрик-камеры.....	52
4.1 Предварительные измерения.....	52
4.2 Описание экспериментальной установки.....	54
4.3 Режим QML. Экспериментальные результаты.....	57
4.3.1 Обсуждение результатов.....	62
4.4 Режим "авто- QML". Экспериментальные результаты.....	66
4.4.1 Обсуждение результатов.....	71
Глава 5 $Ti:Al_2O_3$ -лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод.....	73
5.1 Титан-сапфировый лазер с накачкой второй гармоникой излучения диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности.....	74
5.2 Расчет резонатора титан-сапфирового лазера с модуляцией добротности и синхронизацией мод.....	77
5.3 Оценка энергетических характеристик.....	80
5.4 Дисперсионное расплывание импульсов и расчет компенсатора дисперсии.....	82
Заключение.....	84
Основные сокращения и обозначения.....	86
Список цитируемой литературы.....	87
Публикации автора по теме диссертации.....	101
Приложения.....	103
Приложение А. Лучевые матрицы.....	103
Приложение Б. Генерация четвертой гармоники.....	104

## Введение

В настоящее время твердотельные лазеры пережили второе рождение за счет использования вместо дуговых ламп диодно-лазерной накачки, которая обеспечивает им высокие КПД (более 10%) и срок службы (более 10000 часов). В тоже время, генерация лазерного излучения в виде импульсов предельно малой длительности была, и остается одной из важнейших задач лазерной физики.

### Актуальность темы

Получение высокой пиковой мощности видимого излучения от твердотельного лазера с непрерывной диодной накачкой является актуальной задачей для целого ряда областей научного и прикладного характера – точная абляционная обработка материалов, получение экстремально короткого УФ излучения на многозарядных ионах и на этой основе экстремально коротких импульсов, нелинейная оптика, спектроскопия комбинационного рассеяния, медицина и т.д. Метод модуляции добротности резонатора лазера (Q-switch) позволяет увеличивать пиковую мощность лазера приблизительно в  $\tau_{sp}/\tau_c$  раз (где  $\tau_{sp}$  – время жизни верхнего рабочего уровня,  $\tau_c$  – время жизни фотона в резонаторе). Для типичного Nd:YAG-лазера это увеличение составляет  $10^3$ - $10^4$  раз. Дальнейшее увеличение пиковой мощности можно осуществлять методами синхронизации мод лазера (ML). Однако осуществление синхронизации мод при Q-модуляции, в отличие от непрерывного режима, представляет более трудную задачу вследствие высокого усиления, трудно контролируемых нелинейных эффектов, разрушения оптических элементов лазера и т. д. Обычно устойчивый режим генерации с Q-switch и синхронизацией мод (QML) реализуется с помощью двух акустооптических модуляторов (АОМ) в резонаторе, один из которых работает в режиме бегущей акустической волны, а другой – в режиме

стоячей (см., напр., [1]). Режим QML может быть получен и на основе поглощающих элементов в резонаторе [2-6], однако в этом случае частота следования импульсов увеличивается с ростом накачки, а достигаемые пиковые мощности оказываются крайне низкими. Для улучшения указанных характеристик лазера иногда используется комбинация АОМа с поглощающими элементами.

Ультракороткие импульсы (УКИ) применяются для исследования быстропротекающих процессов. Обычные электронные средства прямой регистрации не могут обеспечить достаточно быстрого отклика в случае, если исследования требуют временного разрешения в пико- и фемтосекундном диапазоне. Для этих задач развиваются другие методы измерений, например, методика “pump-probe” или “накачка-зондирование” (см., напр., [7, 8]), использующая быструю накачку (или опустошение) исследуемого состояния импульсами фемто- пикосекундных лазеров с синхронизацией мод и зондирование этого состояния синхронизованным во времени лазерным импульсом с контролируемой задержкой. Задержка с фемто- пикосекундной точностью производится изменением путей распространения накачивающего и зондирующего импульсов. Более того, УКИ могут быть использованы для инициирования быстрых процессов в различных образцах. В этом случае за счет малой длительности лазерных импульсов сокращается продолжительность переходных процессов в облучаемых образцах, а также минимизируется тепловое воздействие на образец, которое может значительно осложнить измерения. Различные вариации этой технологии могут быть использованы для наблюдения множества процессов в различных материалах. Например, при помощи фемтосекундных импульсов можно вызывать быстрый разогрев электронов и изучать процессы, отвечающие за перенос энергии электронов в веществе. Множество процессов возникает в полупроводниках в основном за счет создания носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне, при поглощении световых импульсов. Также методика накачки-зондирования применима для

исследования быстропротекающих процессов в химии и биологии, например, для изучения динамики белков, внутриклеточных процессов, фотоиндуцированной деградации ДНК и др.

Благодаря высокой мощности и интенсивности излучения в виде УКИ значительно повышается эффективность нелинейных преобразований, позволяя получать излучение на других длинах волн. В частности, пикосекундные импульсы лазера могут быть эффективно преобразованы в ультрафиолетовую область спектра. Короткие, обладающие высокой энергией импульсы лазерного излучения ультрафиолетового диапазона полезны для многих практических применений, например, изготовления солнечных элементов, плоских дисплеев, устройств для трехмерного хранения информации, высокоточной обработки различных материалов, производства фотошаблонов и для дистанционного зондирования. Кроме того, с помощью параметрических генераторов света излучение можно преобразовать в ИК диапазон, что значительно расширяет применение УКИ для дистанционного зондирования атмосферы.

Импульсы с высокой энергией позволяют производить резку толстых листов металла, стекла, керамики, пластика с минимальным расходом материала за счет узкой области взаимодействия с лазерным пучком. Лазерная абляция требует определенного значения плотности энергии (оптимальная энергия импульсов составляет порядка  $3 \div 30 \text{ Дж/см}^2$  в зависимости от материала). Эффективность абляции для УФ излучения выше, чем для видимого или ИК. УФ излучение обычно меньше отражается от поверхности материала. Кроме того УФ излучение меньше поглощается в образовавшейся за счет абляции плазме.

Пикосекундные лазеры с высокой пиковой мощностью ИК или видимого излучения могут применяться для высокоточной дальнометрии удаленных объектов, например спутников. Другие возможные применения это спектроскопия оптического пробоя (лазерная искровая спектроскопия), масс-спектрометрия с индуктивно-связанной плазмой, напыление тонкоплёночных покрытий и другие

применения, связанные с образованием плазмы под действием лазерных импульсов.

УКИ могут использоваться для реструктуризации металлических или диэлектрических поверхностей [9-12]. Различные рельефы могут быть сформированы в зависимости от плотности энергии излучения на поверхности. При изготовлении органических фотогальванических тонкопленочных солнечных элементов, например, короткий лазерный импульс, взаимодействующий с поверхностью может вызвать появление периодических волнообразных выступов вытянутых в направлении, перпендикулярном направлению поляризации лазерного излучения. Для диэлектриков, расстояние между такими выступами может быть порядка  $\lambda/2n$ , где  $\lambda$  – длина волны и  $n$  – показатель преломления материала. Такое структурирование, повышающее эффективность солнечных элементов, можно производить двумя способами, либо использовать матрицу, обработанную лазерными импульсами, либо непосредственно обрабатывать поверхность диэлектрика. Импульсные лазеры с высокой пиковой мощностью излучения могут применяться для производства недорогих солнечных элементов с размерами до 10 мм. Эти элементы в свою очередь могут быть объединены в более крупные панели.

С каждым годом расширяется применение лазеров в биомедицинских целях. В данной области применение ультракоротких лазерных импульсов позволяет получить ряд преимуществ не только по сравнению с классическими хирургическими методами, но и по сравнению с длинноимпульсными лазерами. Лазерная абляция биотканей посредством УКИ обладает следующими преимуществами: 1) меньшая плотность энергии, необходимая для эффективного испарения ткани, 2) минимальное механическое и термическое повреждение прилегающих тканей благодаря высокой эффективности абляции и малому времени воздействия, 3) меньшая зависимость порога и эффективности абляции от типа и состояния ткани, 4) высокая точность глубины разреза благодаря тому, что за один импульс излучения испаряется небольшое количество вещества ткани,

5) благодаря меньшему повреждению тканей ускоряется их последующее заживление и минимизируются болевые ощущения. В частности, лазеры УКИ могут эффективно применяться для внутриглазной хирургии (см., напр., [13, 14]). В операциях на роговице используется лазерный оптический пробой, который возникает при плотностях мощности импульса, соответствующих порогу образования плазмы. С оптическим пробоем связаны такие физические эффекты, как формирование плазмы и генерация ударной волны, кроме того может возникать кавитация. Ударные волны и кавитация в большинстве случаев являются нежелательными эффектами, т. к. они вызывают повреждение окружающих тканей. Поскольку для возникновения ударных волн и кавитации необходимы более высокие значения плотности энергии по сравнению с генерацией плазмы, использование пико- и фемтосекундных импульсов может снизить разрушительное воздействие благодаря созданию высокой пиковой интенсивности при относительно низкой энергии импульса.

### **Цели и задачи работы**

Целью настоящей диссертационной работы являлась экспериментальная проверка нового метода, позволяющего при помощи одного акустооптического модулятора (АОМ) бегущей ультразвуковой волны в сочетании со сферическим зеркалом (СЗ) резонатора получать модуляцию добротности резонатора с одновременной синхронизацией мод в твердотельных лазерах (метод СЗАОМ) и проведение детальных исследований основных особенностей и характеристик излучения диодно-накачиваемого Nd: YAG-лазера с СЗАОМ.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Запуск диодно-накачиваемого Nd: YAG-лазера с реализацией метода СЗАОМ и получение одновременно модуляции добротности резонатора и



синхронизации мод, а также измерение характеристик выходного излучения этого лазера.

2. Расчет и настройка резонатора Nd: YAG-лазера с учетом формирования в резонаторе керровской линзы для сокращения длительности генерируемых импульсов. Измерение характеристик выходного излучения лазера с образованием керровской линзы в резонаторе.
3. Проведение прямых измерений длительности импульса с помощью стрик-камеры Агат-СФЗМ в диодно-накачиваемом Nd:YAG-лазере с модуляцией добротности и синхронизацией мод по методу СЗАОМ.

### **Научная новизна работы**

1. На примере диодно-накачиваемого Nd: YAG-лазера произведено исследование нового метода СЗАОМ, который при помощи одного АОМ с бегущей звуковой волной позволяет одновременно осуществлять модуляцию добротности резонатора и синхронизацию мод излучения.
2. Прямые измерения длительности импульса диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера, в котором модуляция добротности и синхронизация мод осуществлена методом СЗАОМ, показали немногоимпульсность пикосекундных импульсов (появление дополнительных импульсов на аксиальном периоде). Число таких импульсов увеличивается с отстройкой частоты межмодовых биений продольных мод от удвоенной частоты бегущей звуковой волны модулятора. При этом длительность отдельных импульсов остается постоянной ( $\sim 45$  пс); при точной настройке длины резонатора наблюдается практически моноимпульсный режим.
3. Экспериментально показано, что в диодно-накачиваемом Nd: YAG-лазере с синхронизацией мод методом СЗАОМ в случае непрерывной синхронизации мод (т. е. при непрерывной подаче звукового сигнала на АОМ) и точной настройке длины резонатора или частоты межмодовых

биений продольных мод на удвоенную частоту бегущей звуковой волны модулятора "самопроизвольно" возникает режим QML, при котором частота следования цуга импульсов задается частотой релаксационных колебаний лазерного поля, а внутри цуга содержатся одиночные пикосекундные импульсы (режим "авто- QML").

**Практическая значимость работы.** В диссертационной работе создана оригинальная конструкция Nd:YAG-лазера, которая обеспечивает компактность, простоту и сравнительно низкую цену изготовления устройства. Предлагаемый лазер позволяет при средних выходных мощностях около  $1 \div 2$  Вт и частотах повторения Q-switch импульсов  $1 \div 2$  кГц получать пиковые мощности  $\sim 50$  МВт и обладает высокой кратковременной и долговременной стабильностью выходных характеристик без использования каких-либо схем автоподстройки.

### **Положения, выдвигаемые на защиту**

1. Разработанный метод СЗАОМ при помощи одного АОМа бегущей звуковой волны в сочетании со сферическим зеркалом резонатора позволяет одновременно осуществлять модуляцию добротности резонатора и синхронизацию мод.
2. Структура пикосекундных импульсов выходного излучения диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера, в котором модуляция добротности и синхронизация мод осуществлена методом СЗАОМ, при точной настройке длины резонатора (частоты межмодовых биений продольных мод) на удвоенную частоту бегущей звуковой волны модулятора зависит от джиттера (дрожания) рабочей частоты модулятора.
3. Отстройка длины резонатора от оптимальной приводит к уменьшению количества моноимпульсов в статистике выходного излучения лазера, при этом длительность моноимпульсов ( $\sim 45$  пс) существенно не меняется. При увеличении отстройки  $> 3$  мм моноимпульсов не наблюдается – каждый

импульс превращается в пуг длительностью  $\sim 2$  нс, содержащий в себе до 20 отдельных импульсов.

4. В диодно-накачиваемом Nd: YAG-лазере, непрерывная синхронизация мод в котором осуществляется методом СЗАОМ, за счет релаксационных колебаний лазерного поля генерация происходит в режиме авто-QML, стабильность которого максимальна при точной настройке длины резонатора.

### **Апробация работы и публикации**

Результаты работы докладывались автором на следующих конференциях: Вторая международная научно-практическая конференция «Исследование, разработка и применение высоких технологий в промышленности» (07-09 февраля 2006, Санкт-Петербург); 9-ый Российско-Китайский симпозиум по лазерной физике и лазерным технологиям (26-31 октября 2008, Томск); Молодежная школа-конференция с международным участием «Лазеры и лазерные технологии», посвященная 50-летию первого в мире лазера (22-27 ноября 2010, Томск); IV всероссийская конференция «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине» (22-25 марта 2011, Новосибирск)

Всего по теме диссертации соискателем в соавторстве опубликовано 12 печатных работ, в том числе 1 глава в монографии, 1 патент, 1 заявка на патент и 5 статей, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, определенных Высшей аттестационной комиссией.

## **Структура и объем диссертационной работы**

Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения, приложений, списка цитируемой литературы из 142 наименований. Общий объем диссертации составляет 105 страниц, включая 1 таблицу и 51 рисунок.

**Первая глава** представляет собой обзор литературы, в ней рассмотрены методы получения высоких пиковых мощностей излучения – модуляция добротности резонатора и синхронизация мод лазера.

**Вторая глава** посвящена описанию экспериментальной установки Nd:YAG-лазера и нового метода реализации одновременно модуляции добротности резонатора и синхронизации мод с помощью одного АОМа бегущей волны.

**В третьей главе** описаны эксперименты по сокращению длительности отдельного импульса и увеличению пиковой мощности Nd:YAG-лазера при помощи керровской линзы в резонаторе.

**В четвертой главе** представлены результаты прямых измерений длительности импульса диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности и синхронизацией мод с помощью стрик-камеры. Исследуется новый QML режим генерации твердотельного лазера, в котором Q-switch формируется на частоте релаксационных колебаний.

**В пятой главе** производится расчет резонатора и энергетических характеристик титан-сапфирового лазера для получения фемтосекундных импульсов с помощью метода описанного во второй главе, и формирования керровской линзы в активном кристалле.

# Глава 1

## Модуляция добротности резонатора и синхронизация мод лазера – методы получения высоких пиковых мощностей излучения (Обзор литературы)

Первый лазер, продемонстрированный Мейманом в 1960 г., генерировал вспышки излучения длительностью  $\sim 1$  мс и пиковой мощностью около 1 кВт. Открытие метода модуляции добротности резонатора позволило в 1962 – 1963 гг. создать лазеры с длительностями импульсов  $10^{-7} - 10^{-8}$  с. Появление генераторов «гигантских» наносекундных световых импульсов (их мощности составляли в то время  $10^7 - 10^8$  Вт) произвело настоящий переворот во многих разделах лазерной физики. Почти сразу за открытием модуляции добротности был открыт ещё один эффективный способ генерации УКИ – синхронизация мод. Первые упоминания этого метода появились в 1963 – 1964 гг. для рубинового [15, 16] и гелий-неонового [17] лазеров. Работы, в которых давалось точное описание механизма синхронизации мод были написаны в 1964 г. ДиДоменико [18], Харгруппом с соавторами [19] и Яривом [20]. В [19] синхронизация мод достигалась путем помещения в резонатор модулятора потерь (активная синхронизация мод). В 1965 г. Моккер и Коллинз [21] продемонстрировали, что насыщающийся краситель, использованный ими для модуляции добротности в рубиновом лазере, может быть использован и для синхронизации мод. Они наблюдали, как Q-switch импульс разбивался в последовательность очень коротких импульсов, интервал между которыми соответствовал времени обхода резонатора. Это был первый пример пассивной синхронизации мод. Появление метода синхронизации мод позволило во второй половине 1960-х совершить прорыв в область пикосекундных импульсов и пиковых мощностей порядка  $10^9 - 10^{10}$  Вт (см., напр., [22]). В следующее десятилетие совершенствование технологии, а также

использование лазеров на красителях, обладающих широким спектром излучения, позволили получить импульсы с длительностью в сотни фемтосекунд [23, 24]. В 80-е годы были получены импульсы менее 10 фс, в лазерах на красителях с компрессией импульсов [25, 26]. Дальнейший прогресс в получении УКИ и высоких пиковых мощностей был связан с освоением технологии усиления чирпированных импульсов [27] и получением синхронизации мод в твердотельных лазерах с широким спектром излучения таких, как титан-сапфировый лазер [28, 29]. Развитие этих технологий позволило получать в современных лазерных системах импульсы длительностью  $\sim 5$  фс [30, 31], пиковые мощности порядка  $10^{15}$  Вт [32-35], и интенсивности до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [36]. На основе генерации высших гармоник были получены импульсы продолжительностью в сотни аттосекунд [37, 38].

## 1.1 Модуляция добротности резонатора

Модуляция добротности осуществляется помещением в резонатор лазера насыщающегося фильтра, акустооптического или электрооптического затвора и является эффективным методом получения мощных коротких импульсов излучения. В качестве насыщающегося поглотителя могут использоваться различные материалы, например кристаллы  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ , что позволяет создавать компактные мощные лазеры генерирующие импульсы длительностью порядка наносекунд и энергией порядка десятков миллиджоулей (см., напр., [39]). Кроме того существуют активные среды обеспечивающие самомодуляцию добротности, например  $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}:\text{Cr}^{4+}$  [40, 41].

Использование полупроводниковой накачки позволяет создавать лазеры с предельно короткими ( $< 1$  см) резонаторами – микрочиповые лазеры. Поскольку длительность импульсов при модуляции добротности зависит от длины резонатора, микрочиповые лазеры позволяют получать самые короткие гигантские импульсы. В современных микрочиповых лазерах для получения

максимально коротких резонаторов применяются полупроводниковые насыщающиеся поглотители, такие как SESAM (semiconductor saturable absorber mirror). Авторами [42] в  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  лазере были получены импульсы длительностью 16 пс, при частоте повторения 1 МГц и средней выходной мощности 16 мВт. Для получения еще более коротких и мощных импульсов от микрочиповых лазеров используется внешнее усиление и фазовая самомодуляция в волоконных усилителях и последующее сжатие полученных импульсов (см., напр., [43]). Авторам [44] удалось осуществить сжатие 100 пс импульсов  $\text{Nd}:\text{YVO}_4$  лазера до 174 фс. Существенными недостатками микрочиповых лазеров являются низкая выходная мощность (непосредственно от лазера) из-за малого объема активной среды и высокий временной джиттер.

## 1.2 Синхронизация мод лазера

Импульсы лазеров с модуляцией добротности резонатора рассматриваются как короткие, однако когда речь заходит об ультракоротких импульсах, то подразумевают пико- и фемтосекундные длительности импульсов, получаемые в лазерах с синхронизацией мод. Метод синхронизации мод конструктивно обладает схожими чертами с модуляцией добротности, однако значительно отличается по физическим принципам генерации импульсов, а также параметрами генерируемых импульсов. Главной особенностью лазеров с синхронизацией мод является то, что в резонаторе таких лазеров непрерывно циркулирует один или несколько УКИ. Различные процессы, влияющие на импульс во время полного обхода резонатора, оказываются сбалансированы, поэтому параметры импульса не меняются существенно от прохода к проходу. На каждом обходе резонатора, проходя зеркало обладающее пропусканием, импульс частично выходит из резонатора, формируя выходное излучение. Частота следования импульсов определяется временем полного обхода резонатора и количеством импульсов, например в случае генерации на кратных гармониках, частота может

увеличиваться (см. напр. [45]). Длительность импульсов обычно бывает значительно короче времени полного обхода резонатора.

При активной синхронизации мод, формирование импульса происходит за счет модулятора управляемого внешним сигналом. Благодаря пассивной синхронизации мод с помощью быстрых насыщающихся поглотителей обычно удается получать значительно более короткие импульсы по сравнению с активной синхронизацией вследствие того, что по мере сокращения длительности импульса влияние насыщающегося поглотителя возрастает. Этот эффект однако может приводить к проблемам с самозапуском процесса синхронизации мод в лазерах с быстрым поглотителем. На рис 1.1 показано как по мере сокращения длительности импульса изменяется динамика его сокращения для различных методов синхронизации мод.

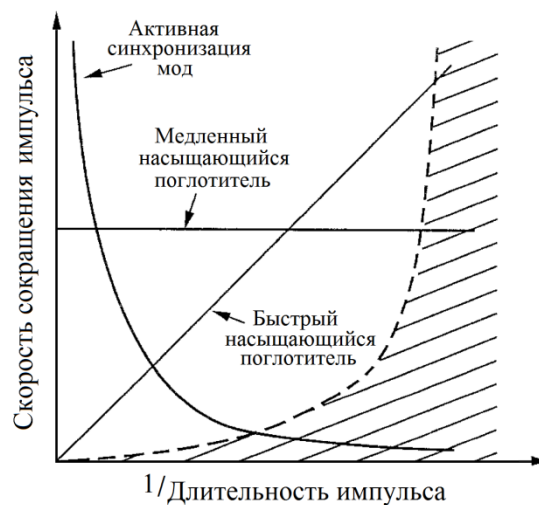


Рис. 1.1. Скорость сокращения длительности импульсов для трех различных механизмов синхронизации мод. Заштрихованная область показывает предел обусловленный эффектами уширяющими импульс [46].

При использовании насыщающихся поглотителей выходное излучение лазеров с синхронизацией мод имеет статистическую природу. Такие параметры как пиковая мощность, длительность импульсов и уровень фона между импульсами могут флуктуировать от импульса к импульсу. Кроме того, в различных



приложениях может возникнуть необходимость точной синхронизации УКИ с каким-либо внешним событием.

Существует интересный способ сокращения длительности генерируемых импульсов в лазерах с насыщающимися поглотителями. Его обычно рассматривают в качестве отдельного метода синхронизации мод, он носит название *colliding pulse mode locking* (CPM) (см., напр., [47]). Основная особенность этого метода заключается в наличии двух импульсов, распространяющихся во встречных направлениях в резонаторе. Эти импульсы должны с большой точностью перекрываться в насыщающемся поглотителе. Перекрывающиеся импульсы временно создают локальную область стоячей волны поля в резонаторе, а также пространственную модуляцию насыщения в поглотителе, что в конечном итоге приводит к более эффективной стабилизации и сокращению длительности импульсов. Данное условие автоматически выполняется в лазерах с кольцевыми резонаторами. В обычных резонаторах стоячей волны метод CPM также можно реализовать. В таких резонаторах насыщающийся поглотитель должен располагаться на расстоянии  $L/m$  от одного из концевых зеркал, где  $L$  – длина резонатора,  $m$  – положительное целое число. Кроме того в резонаторе должно формироваться  $m$  импульсов. При выполнении этих двух условий два импульса всегда будут перекрываться в поглотителе. Данный метод позволяет сокращать длительность генерируемых импульсов по крайней мере в несколько раз. С помощью этого метода впервые была получена генерация импульсов с длительностью менее 100 фс [48] в лазере на красителе. Авторы [49] при помощи метода CPM получили импульсы длительностью 50 фс в  $Ti^{3+}:Al_2O_3$  лазере при средней выходной мощности 220 мВт и частоте повторения импульсов 110 МГц.

В настоящее время самыми широко используемыми насыщающимися поглотителями являются SESAM. Они обладают двумя временами релаксации просветленного состояния. Первое, относительно большое (десятки пикосекунд), которому соответствует меньшая интенсивность насыщения, и второе (десятки

фемтосекунд) с большей интенсивностью насыщения. Благодаря этому облегчается процесс дискриминации флуктуационных пиков на начальном этапе формирования УКИ и в дальнейшем осуществляется эффективное сокращение длительности одиночного импульса. SESAM работает при отражении и представляет собой зеркало с многослойным диэлектрическим покрытием коэффициент отражения которого возрастает при увеличении интенсивности падающего излучения. SESAM обладает преимуществом по сравнению с обычными насыщающимися поглотителями, которое заключается в том, что его основные параметры могут варьироваться в широком диапазоне значений путем подбора материала и толщины слоев. При пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров при помощи насыщающихся поглотителей генерация может происходить в режиме QML, однако в некоторых случаях этот эффект является нежелательным, например в приложениях, где требуются высокая частота повторения и постоянная энергия импульсов. Применение SESAM с правильно подобранными параметрами помогает устранить этот эффект и получить генерацию в нужном режиме. SESAM различной конфигурации успешно применяются в различных твердотельных лазерах для получения генерации в режимах модуляции добротности, синхронизации мод а также QML режиме. В Nd:YAG и Nd:YLF лазерах в режиме синхронизации мод были получены длительности импульсов 7 пс и 2,8 пс соответственно [50]. При непрерывной синхронизации мод были получены импульсы 13 фс в  $Ti^{3+}:Al_2O_3$  лазере [51] и 60 фс в лазере на неодимовом стекле [52]. В дисковом Yb:YAG-лазере со средней выходной мощностью 275 Вт, частотой повторения импульсов 16,3 МГц и длительностью импульсов 583 фс была получена пиковая мощность 25,6 МВт [53]. Авторы [54] получили в Yb:YAG-лазере пиковую мощность 66 МВт при длительности 1,07 пс и частоте импульсов 3,03 МГц, средняя мощность при этом составляла 242 Вт.

Существуют методы синхронизации мод основанные на нерезонансном взаимодействии лазерного излучения с веществом. В них используются

нелинейные восприимчивости второго и третьего порядков  $\chi^{(2)}$  и  $\chi^{(3)}$ . В таких методах, в отличие от использования насыщающихся поглотителей, отсутствует резонансное поглощение, требующее затрат энергии. Однако они действуют сходным образом. Дискриминация флуктуационных пиков излучения происходит благодаря формированию в резонаторе искусственного насыщающегося поглотителя, пропускание которого изменяется вследствие изменения фазы волны и условий интерференции, либо направления лучей, либо поляризации.

Широко распространены две схемы пассивной синхронизации мод, основанные на использовании нелинейности второго порядка  $\chi^{(2)}$ . В первой используется нелинейное изменение амплитуды световой волны, а во второй - нелинейное изменение фазы. Первая технология известна как синхронизация мод при помощи нелинейного зеркала и описана, например, в работах [55-57]. Суть этого метода заключается в следующем: используется комбинация нелинейного кристалла для генерации второй гармоники и дихроичного зеркала. Дихроичное зеркало обладает высоким коэффициентом отражения для второй гармоники излучения и значительным пропусканием для основного излучения лазера (например, в работе [55] пропускание для основного излучения составляло  $T=75\%$ ). Расстояние от кристалла до зеркала выбирается таким образом, чтобы за счет дисперсии воздуха набиралась разность фаз между основным излучением лазера и второй гармоникой, равная  $-\pi/2$ , в этом случае на обратном пути через кристалл излучение второй гармоники будет преобразовываться обратно в излучение на основной длине волны лазера. Таким образом, реализуется зеркало с коэффициентом отражения, зависящим от интенсивности излучения: чем более интенсивное излучение падает на кристалл (при первом проходе через него), тем лучше оно преобразуется во вторую гармонику, и тем большим коэффициентом отражения будет обладать дихроичное зеркало. Так осуществляется дискриминация флуктуационных пиков излучения лазера необходимая для синхронизации мод. С помощью синхронизации мод нелинейным зеркалом авторами [58] в Nd:YAG-лазере, были получены импульсы длительностью 10 пс

при средней выходной мощности 700 мВт и частоте повторения 100 МГц. В Nd:YVO<sub>4</sub> лазере были получены импульсы длительностью 14 пс, при этом средняя выходная мощность составляла 12 Вт, а частота повторения 110 МГц [59]. Вторая технология – это синхронизация мод с помощью каскадной нелинейности второго порядка [60-62]. В этом случае также используется нелинейный кристалл для генерации второй гармоники и дихроичное зеркало, однако дихроичное зеркало обладает высоким коэффициентом отражения, как для основного излучения, так и для второй гармоники. При двойном проходе через кристалл излучение приобретает нелинейный фазовый сдвиг, приводящий к изменению размера моды. Таким образом, при установке в резонаторе диафрагмы можно добиться селективных потерь излучения (положение и размер диафрагмы должны быть такими, чтобы излучение, получившее в нелинейном кристалле фазовую добавку, проходило через нее без потерь). С помощью этого метода в Nd:YVO<sub>4</sub> лазере были получены импульсы длительностью 5,7 пс, при этом средняя выходная мощность составляла 11,4 Вт, а частота повторения 93,1 МГц [62]. Авторами [60] в Nd:YAG-лазере, были получены импульсы длительностью 14 пс при средней выходной мощности 500 мВт и частоте повторения 71,5 МГц.

Синхронизация мод керровской линзой (Kerr-lens mode-locking) или самосинхронизация мод впервые исследовалась в [28]. В основе метода лежит явление самофокусировки излучения в среде, благодаря которому в резонаторе можно создать эффект, аналогичный просветляющемуся поглотителю. Самофокусировка является следствием зависимости показателя преломления среды от интенсивности излучения:  $n = n_0 + n_2 I$ . Это явление известно как оптический эффект Керра, его следствием помимо самофокусировки является фазовая самомодуляция. Эти эффекты играют исключительно важную роль в лазерах УКИ. В результате образуется линза, сила которой зависит от интенсивности. Такая нелинейная линза в сочетании с диафрагмой действует подобно просветляющемуся поглотителю. Возможна и конструкция, лишенная диафрагмы, роль которой выполняют элементы резонатора. В случае, когда

самофокусировка обусловлена электронной поляризацией в твердом теле под действием электрического поля световой волны, удастся организовать практически безынерционный “просветляющийся поглотитель” (время установления  $\sim 10^{-15}$  с [7]). При помощи синхронизации мод керровской линзой в Nd:YAG-лазере, были получены импульсы длительностью 4,5 пс при средней выходной мощности 800 мВт и частоте повторения 101,5 МГц [63]. Авторами [64] в  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  лазере при средней выходной мощности 200 мВт и частоте повторения 90 МГц были получены импульсы выходного излучения длительностью 5 фс.

Генерация УКИ в лазерах может быть достигнута при использовании нелинейных внешних резонаторов. Такой метод пассивной синхронизации мод носит название АРМ (additive-pulse mode locking) или интерференционная синхронизация мод. Обычно в дополнительный резонатор помещается волоконный световод. Короткий кусок оптоволокна используется в качестве фазового модулятора. Фазовая самомодуляция в волокне наводит разность фаз между максимумом импульса и его хвостами. Фазовая модуляция преобразуется в амплитудную модуляцию на полупрозрачном зеркале разделяющем резонаторы. Когда длины резонаторов выровнены, эта амплитудная модуляция приводит к установлению режима синхронизации мод и сокращению длительности импульсов. Недостатком этого метода является необходимость юстировки длины вспомогательного резонатора с интерферометрической точностью. Однако даже при наличии стабилизации длины резонатора, лазеры с АРМ имеют склонность к срыву режима синхронизации мод из-за случайных механических вибраций [65]. Авторами [66] с помощью метода АРМ в Nd:YAG-лазере были получены импульсы длительностью 1,7 пс, средняя выходная мощность лазера составляла 25 мВт, а частота повторения импульсов 136 МГц. В [67], также в Nd:YAG-лазере, была получена длительность импульсов 6 пс при средней выходной мощности 2,4 Вт и частоте повторения 100 МГц. В  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  лазере [65] при средней выходной мощности 300 мВт и частоте повторения 80 МГц были получены импульсы

длительностью 1,4 пс. После компенсации дисперсии при помощи пары дифракционных решеток длительность импульсов была сокращена до 200 фс.

Существует вариация технологии АРМ преимущественно используемая в волоконных лазерах, которая не требует интерферометрической стабилизации длины резонатора – поляризационная АРМ. В данной методике используется когерентное сложение импульсов с разной поляризацией в одном резонаторе, содержащем керровскую нелинейность. Импульсы с разной поляризацией испытывают разные нелинейные фазовые сдвиги, а их комбинация может приводить к вращению плоскости поляризации, зависящему от интенсивности излучения. В сочетании с поляризатором это дает амплитудную модуляцию излучения и обеспечивает эффект аналогичный действию насыщающегося поглотителя. С помощью этого метода в волоконных лазерах получают импульсы длительностью десятки фемтосекунд, например в лазере на основе оптоволокна допированного неодимом были получены импульсы 38 фс [68].

Теория активной синхронизации мод была представлена в работе Куизенги и Сигмана [69]. Анализ производился во времени для систем с однородным уширением. Предполагалось, что в резонаторе лазера имеется короткий импульс гауссовой формы, а форма атомной линии и функция пропускания модулятора таковы, что они обеспечивают сохранение этого импульса. Находилось самосогласованное решение, обеспечивающее отсутствие изменений при полном обходе резонатора. Авторы подробно рассмотрели случаи внутррезонаторной амплитудной и фазовой модуляции, были получены выражения для длительности, частотного чирпа и ширины спектра импульсов синхронизации мод. Кроме того был рассмотрен случай отстройки рабочей частоты модулятора от частоты межмодового интервала резонатора  $c/2L$ , а также рассмотрено влияние дисперсии и эталонного эффекта, обусловленного наличием отражения от параллельных поверхностей внутррезонаторных элементов, который может влиять на уширение импульсов. Теория активной синхронизации мод развитая Куизенгой и Сигманом хорошо работала в лазерах с ламповой накачкой. Однако с развитием

технологии диодной накачки многие исследователи столкнулись с тем, что в таких системах длительность импульсов генерации получается в 2 и более раз короче по сравнению с теорией развитой в [69], что объяснялось наличием фазовой самомодуляции (см., напр., [70, 71]) или пространственным выжиганием провалов в контуре усиления лазера [72].

Для осуществления активной синхронизации мод обычно используют акустооптические модуляторы (АОМ) на стоячей ультразвуковой волне. Существенными недостатками таких модуляторов являются необходимость тщательной ( $\sim 0,05$  °С) термостабилизации и малая ширина полосы синхронизации мод. Под шириной полосы синхронизации мод понимается максимальная отстройка рабочей частоты АОМа от межмодовой частоты резонатора, при которой наблюдается устойчивый режим синхронизации мод ( $|2f - c/2L|$ , где  $f$  – частота ультразвуковой волны). Поэтому для обеспечения стабильной синхронизации мод в таких системах необходимо тщательно контролировать температуру модулятора и резонатора.

Авторами работы [73] было установлено, что ширину полосы синхронизации можно значительно расширить, направив дифрагировавший луч обратно в резонатор при помощи дополнительных зеркал. Были исследованы схемы с одним возвратным зеркалом и с дополнительным линейным или кольцевым резонатором по дифрагировавшим лучам. Синхронизация мод осуществлялась в Nd:YAG-лазере с кольцевым резонатором. Позже эта работа была продолжена авторами [74], которые в аналогичной схеме получили синхронизацию мод, но уже при помощи модулятора на бегущей акустической волне. При помощи такой же дифракционной обратной связи авторам [75] удалось, используя АОМ бегущей волны, получить синхронизацию мод в непрерывном CO<sub>2</sub> лазере с длительностью импульсов 2 нс. Похожая работа была выполнена авторами [76], которые отметили, что использование бегущих ультразвуковых волн для синхронизации мод сопряжено со значительным усложнением оптической схемы, связанным с необходимостью возвращения

дифрагировавших волн обратно в оптический резонатор. В своей работе они использовали V-образный резонатор, при этом дифрагировавшее в АОМ излучение не выводилось из резонатора лазера. Таким образом они значительно упростили оптическую схему по сравнению с [73, 75], однако им не удалось полностью избавиться от дополнительных элементов резонатора (чтобы дифрагировавшие лучи не покидали резонатор, устанавливались два дополнительных зеркала). Резонатор, предложенный в работе [76], был теоретически исследован авторами [77]. Ими было показано, что возникающая в таком резонаторе синхронизация мод эквивалентна наблюдаемой в лазерах с внутрирезонаторной частотной модуляцией излучения. В [78] теоретически исследовалась синхронизация мод при помощи внешней акустооптической модуляции с помощью модуляторов на стоячей и бегущей волнах. Авторами были получены уравнения описывающие синхронизацию мод, найдены их стационарные решения, получены выражения для длительности и других параметров гауссовых импульсов. Использование внешней модуляции имеет существенное значение для лазеров с малым усилением. Полученные в [78] выражения можно использовать для выбора параметров таких систем.

При помощи активной синхронизации мод авторам [79] удалось в  $Ti^{3+}:Al_2O_3$  лазере при средней выходной мощности 600 мВт и частоте повторения 80,5 МГц получить импульсы длительностью 150 фс. Авторами [70] в Nd:YAG-лазере были получены импульсы длительностью 12 пс при средней выходной мощности 65 мВт и частоте повторения 350 МГц.

Для сокращения длительности генерируемых импульсов в резонатор могут помещаться два модулятора. Первый модулятор осуществляет модуляцию на частоте межмодовых биений продольных мод, обеспечивая формирование одного импульса на аксиальном периоде, второй осуществляет модуляцию на высокой гармонике, что приводит к сокращению длительности генерируемых импульсов. Например, авторы [80] в Nd:YAG-лазере получили импульсы длительностью 16 пс с пиковой мощностью 6,25 кВт при средней выходной мощности 8 Вт. В



качестве первого модулятора они использовали АОМ, работающий на частоте 80 МГц, второй модулятор был электрооптический и его частота составляла 1,76 ГГц (22-ая гармоника). В отсутствие электрооптического модулятора в резонаторе длительность импульсов составляла 75 пс, так при использовании двух модуляторов было получено сокращение длительности импульсов в  $\approx 4,7$  раза.

Активная и пассивная синхронизация мод могут применяться одновременно, в результате удается объединить преимущества обоих методов и получить более короткие импульсы при высокой стабильности выходных характеристик лазера (см., напр., [81-83]).

### 1.3 Режим QML

В [1, 84, 85] рассмотрен режим одновременной модуляции добротности и синхронизации мод в лазере на неодимовом стекле и Nd:YAG-лазере. При этом модуляция добротности осуществлялась с помощью АОМ с бегущей звуковой волной, а синхронизация мод АОМом со стоячей волной. Авторами было показано, что в режиме QML импульс за время формирования делает слишком малое число проходов через активную среду и модулятор, чтобы его длительность могла приблизиться к стационарному значению, рассчитанному в [69]. В работе [84] получено выражение для длительности импульса в режиме QML, учитывающее количество проходов резонатора импульсом, было отмечено, что для Nd:YAG-лазера количество проходов необходимое для того чтобы импульс достиг стационарной длительности составляет  $\sim 10^3$ . Кроме того авторами был предложен способ увеличения времени формирования импульса за счет предварительной генерации. В этом случае лазер работает в квазинепрерывном режиме  $\sim 5$  мс в течение которых модулятор обеспечивает получение стабильных коротких импульсов. В конце этого периода в лазере переключается добротность и генерируется цуг мощных импульсов. С помощью метода предварительной генерации в [85] были получены импульсы Nd:YAG-лазера длительностью от

60 пс до 1 нс, при длительности выходного импульса 100 пс энергия в одном импульсе достигала 400 мкДж. Одновременно была достигнута высокая стабильность энергии в импульсе (лучше чем  $\pm 3\%$ ). В [1] было отмечено, что если оба модулятора работают на одной несущей частоте, то АОМ, задающий модуляцию добротности может одновременно производить небольшую модуляцию излучения на несущей частоте, что приводит к конкуренции со вторым АОМом. Чтобы избежать нежелательных эффектов вызванных этой конкуренцией, авторы производили деление подаваемой на Q-switch модулятор частоты на два; кроме того, осуществлялась синхронизация управляющих сигналов таким образом, чтобы отключение (для генерации Q-switch импульса) сигнала несущей частоты каждый раз происходило в одинаковой фазе.

Как уже упоминалось выше режим QML может быть получен с помощью насыщающегося поглотителя в резонаторе. Например, авторами [86] в Nd:YLF лазере с полупроводниковым насыщающимся поглотителем типа SESAM в режиме QML были получены импульсы 4 пс с частотой повторения 220 МГц и частотой Q-switch 150 кГц, определяемой релаксационными колебаниями, при длительности Q-switch цугов 1,4 мкс и средней выходной мощности 700 мВт, т. е. пиковая мощность составляла  $\approx 4$  кВт.

Режим QML может быть получен с помощью комбинации активных и пассивных методов, например, авторы [87] использовали АОМ для модуляции добротности Nd:YVO<sub>4</sub> лазера, синхронизация мод в котором осуществлялась с помощью нелинейного зеркала. При средней выходной мощности около 2,5 Вт была получена пиковая мощность 341 кВт, длительность Q-switch цугов составляла  $\approx 120$  нс, а их частота – 38 кГц.

#### **1.4 Изучение структуры импульсов в лазерах с синхронизацией мод**

Структура импульсов генерации различных лазеров с синхронизацией мод неоднократно изучалась (в том числе с помощью стрик-камер) различными

группами исследователей. Например, авторами [88] была исследована структура импульсов Nd: YAG-лазера с активной синхронизацией мод и модуляцией добротности (применялись два АОМа) с использованием предварительной генерации и без нее. Исследовались импульсы в различных участках цуга, были сделаны выводы, что в лазере без предварительной генерации моноимпульсы формируются ближе к концу цуга, вначале цуга импульсы обладают субструктурой (наблюдались два и три импульса на аксиальном периоде). В случае использования предварительной генерации на всем протяжении цуга наблюдались только моноимпульсы, длительность которых ( $\approx 47$  пс) соответствовала случаю работу лазера в режиме непрерывной синхронизации мод (без Q-switch). При этом частота межмодовых биений продольных мод резонатора точно соответствовала удвоенной рабочей частоте АОМа обеспечивающего синхронизацию мод. Кроме того принимались дополнительные меры по стабилизации частоты задающего генератора и длины резонатора.

Подробно изучалась структура импульсов в лазерах на красителях с синхронной накачкой (см., напр., [89-92]). Было выяснено, что длительность и структура импульсов генерации зависит от соответствия длин резонаторов накачиваемого лазера и лазера накачки. Моноимпульсы наблюдались в случае, когда длина резонатора лазера на красителе была больше ( $\sim 10$  мкм) длины резонатора лазера накачки. В случае равенства резонаторов импульс генерации мог разбиваться на два отдельных импульса, при уменьшении длины (2 - 4 мкм) накачиваемого лазера – на два и более отдельных импульсов. В [91] было также отмечено, что такую субструктуру импульсов сложно обнаружить с помощью автокорреляционного метода измерений.

Тонкая временная структура импульсов излучения наблюдалась и в лазерах с пассивной синхронизацией мод насыщающимися поглотителями (см., напр., [93-96]). В этом случае на длительность и структуру импульсов влияют толщина и местоположение в резонаторе насыщающегося поглотителя. Кроме того, в работах [97-101] было указано, что в процессе своего развития импульс

принимает сложную временную структуру (возникают провалы в огибающей), которая может меняться от импульса к импульсу в последовательности, что нельзя объяснить флуктуационной моделью формирования импульсов. Изменение временной структуры импульса объяснялось эффектами самовоздействия излучения в активной среде. Авторами [100, 101] был предложен механизм формирования сложной временной структуры УКИ за счет эффектов фазовой самомодуляции и самофокусировки излучения.

## Глава 2

### **Nd:YAG-лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод**

В данной главе описывается новый метод реализации одновременно модуляции добротности резонатора и синхронизации мод с помощью одного акустооптического модулятора бегущей волны в резонаторе диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера.

#### **2.1 Описание экспериментальной установки**

С помощью диодных лазеров можно реализовать различные схемы накачки - продольную и поперечную. Твердотельные лазеры с продольной накачкой обладают большей эффективностью, а пучок их излучения имеет хорошее качество ( $M^2 \sim 1$ ) [102, 103]. Однако большие выходные мощности легче получить в лазерах с поперечной накачкой активной среды (см. напр., [104-106]), хотя их эффективность меньше, а получение излучения с  $M^2 \sim 1$  наталкивается на ряд трудностей.

Эксперименты производились на базе Nd:YAG-лазера с поперечной накачкой и эффективным удвоением частоты, описанного в [107]. Схема лазера с Z-образным четырехзеркальным резонатором показана на рис. 2.1. а. Коэффициент отражения зеркал 31-34 на 1064 нм составлял более 99,5%. Зеркало 34 было дихроичным и имело коэффициент отражения  $> 99,5 \%$  на  $\lambda = 532$  нм; на этой длине волны коэффициент пропускания зеркала 33 был равен 92 %. Для получения излучения на второй гармонике между сферическими зеркалами 33 и 34 (с радиусами кривизны 200 и 150 мм соответственно) в область перетяжки резонатора помещался нелинейный кристалл (BBO, KTP или LBO). Диаметр

пучка излучения в перетяжке составлял 100 -150 мкм. Для получения максимальной мощности излучения на  $\lambda=1064$  нм зеркало 31 заменялось зеркалом с оптимальным коэффициентом пропускания, а нелинейный кристалл из резонатора удалялся.

В качестве активной среды использовался кристалл Nd:YAG (массовая концентрация Nd составляла 1 %) диаметром 2 мм и длиной 63 мм, который с трех сторон освещался линейками лазерных диодов типа Derringer фирмы IMCLaser (США), излучающими на длине волны  $\lambda_p = 808$  нм (рис. 2.1. б). Активный элемент с диодными линейками охлаждался дистиллированной водой с помощью циркуляционного охладителя с замкнутым циклом, позволяющим стабилизировать температуру с точностью 0,1°C. Рабочая температура лазера составляла 28°C и могла регулироваться в широких пределах. Для модуляции добротности лазера использовался акустооптический модулятор типа МЗ-305 с бегущей акустической волной. Модулятор с несущей частотой 50 МГц был изготовлен из кристаллического кварца и имел водяное охлаждение.

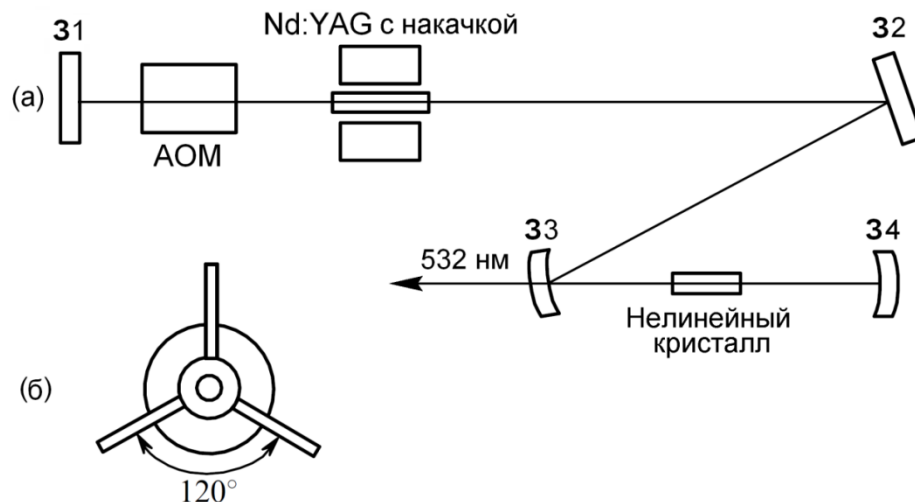


Рис. 2.1. Схема Z-образного резонатора – а, схема накачки – б.

Резонатор лазера рассчитывался матричным методом с учетом тепловой линзы в активной среде и дисперсии воздушного промежутка между нелинейным кристаллом и зеркалом 34. В расчете использовалась величина фокусного

расстояния тепловой линзы, полученная экспериментально (см. рис. 2.2. а). Была проведена также оценка дифракционных потерь  $TEM_{00}$ -моды ( $\sim 10\%$ ) и мод высших порядков, например  $TEM_{01}$  ( $\sim 50\%$ ). Указанные потери обеспечивали генерацию лазера в режиме, близком к  $TEM_{00}$ -моде.

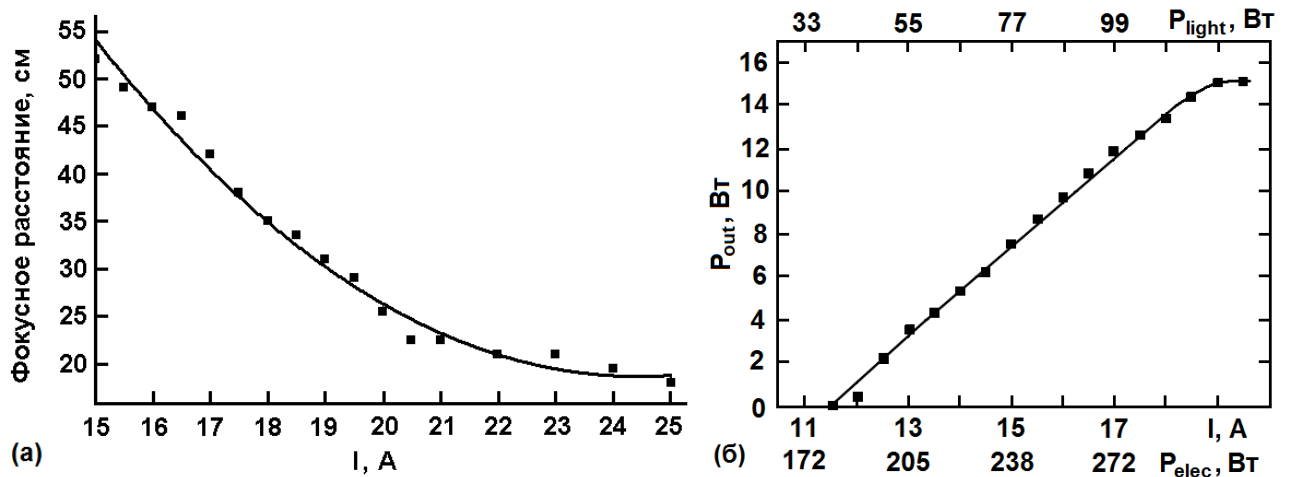


Рис. 2.2. Зависимость фокусного расстояния тепловой линзы от тока накачки  $I$  – а. Зависимость выходной мощности на  $\lambda = 1064$  нм от тока накачки, излучаемой мощности и потребляемой линейками лазерных диодов электрической мощности – б.

При выборе размера активной среды с точки зрения наиболее эффективного ее использования принимались во внимание следующие соображения. При накачке активного элемента в нем возникает наведенное двулучепреломление, которое приводит к деполяризации прошедшего через кристалл излучения и к росту потерь. Потери из-за деполяризации пропорциональны  $\omega^4$ , а выходная мощность -  $\omega^2$  (здесь  $\omega$  - радиус  $TEM_{00}$ -моды в активном элементе). Это означает, что существует оптимальное значение основной моды резонатора. Оценка оптимального значения  $\omega$  составила  $\sim 1$  мм и совпадала с результатами работы [108]. Следовательно, оптимальный диаметр стержня должен быть  $\sim 2$  мм.

Зависимость выходной мощности ( $P_{out}$ ) лазера  $\lambda=1064$  нм (при частоте модуляции АОМ  $f=20$  кГц) от тока через лазерные диоды, а также от излучаемой световой ( $P_{light}$ ) и потребляемой электрической ( $P_{elec}$ ) мощностей

лазерных диодов представлена на рис. 2.2. б. Насыщение мощности излучения током накачки обусловлено рассогласованием резонатора из-за термооптических эффектов. КПД по электрической мощности был равен 5%, а по световой - 12.5 % (дифференциальные КПД 10% и 21 % соответственно). Приведенная зависимость получена при использовании выходного зеркала 31 (см. рис. 2.1. а) с оптимальным коэффициентом пропускания  $T = 20 \%$ .

## **2.2 Модуляция добротности и синхронизация мод АОМом с бегущей звуковой волной (описание метода)**

Предлагаемый метод реализации режима QML конструктивно состоит из сферического зеркала резонатора (СЗ) и АОМ бегущей волны (СЗАОМ). Схема лазера и принцип работы [109] метода СЗАОМ иллюстрируется рис. 2.3 и 2.4 соответственно. Для реализации данного метода в схему лазера, описанную в пункте 2.1, были внесены некоторые изменения. Нелинейный кристалл был убран из резонатора. Зеркала 31 и 32 были заменены на сферические с радиусами кривизны 200 и -900 мм, соответственно. Коэффициент отражения зеркал 32-34 на 1064 нм составлял более 99,5%, зеркало 31 обладало пропусканием 11%. Оптическая длина резонатора устанавливалась равной  $L = 1,5$  м. Для обеспечения режима QML модулятор располагался под углом Брэгга ( $\theta_B$ ) к оптической оси резонатора рядом с концевым сферическим зеркалом 31 так, чтобы оптическая длина пути между центром модулятора и отражающей поверхностью зеркала была равна радиусу кривизны этого зеркала ( $L_{\text{СЗАОМ}} = R_1$ ). При подаче рабочей частоты  $f = 50$  МГц, равной половине межмодового интервала лазера,  $c/2L = 2f$ , на пьезопреобразователь АОМа в кварцевом светозвукопроводе образуется бегущая звуковая волна, на которой происходит брэгговская дифракция лазерного излучения. При прохождении светового луча 1 (с частотой  $\nu_0$ ) через АОМ справа налево на зеркало падает два луча (лучи 2 и 3). Луч 2 (с частотой  $\nu_0$ ) проходит по оси резонатора, отражается от зеркала и возвращается в АОМ, где распадается на



лучи 4 и 5 с частотами  $\nu_0$  и  $\nu_0 - f$  соответственно. Луч 4 распространяется в обратном направлении по оси резонатора, луч 5 выходит из резонатора в обратном направлении под углом  $2\theta_B$ . Луч 3, испытывающий брэгговскую дифракцию, падает на зеркало с частотой  $\nu_0 + f$  и, отражаясь от сферической поверхности зеркала, попадает обратно в АОМ, где распадается на луч 6 без изменения частоты  $\nu_0 + f$ , выходящий из резонатора в обратном направлении под углом  $2\theta_B$ , и на луч 7 после повторной дифракции в светозвукопроводе модулятора. Последний луч с частотой  $(\nu_0 + 2f)$  распространяется в обратном направлении по оси резонатора. За счет этого луча и достигается эффект синхронизации мод. Выходящие под углом  $2\theta_B$  из резонатора лучи 5 и 6 с частотами  $\nu_0 - f$  и  $\nu_0 + f$  обеспечивают модулирующие добротность резонатора потери, и лазер работает в режиме модуляции добротности с частотой следования импульсов, задаваемой частотой переключения модулятора ( $\sim 1 \div 100$  кГц). При этом после отключения рабочей частоты звуковая волна в светозвукопроводе АОМа отключается за время  $t = d_c/V_{зв} = 0,2\text{см}/5 \cdot 10^5 \text{ см/с} \approx 0,4 \text{ мкс}$  (где  $d_c$  – диаметр лазерного луча в светозвукопроводе,  $V_{зв}$  – скорость звука). Длительность импульса генерации лазера в режиме Q-switch составляет  $\sim 100$  нс, т. е. в течении  $t$  за счет луча повторной дифракции с частотой  $(\nu_0 + 2f)$  в импульсе генерации одновременно происходит синхронизация мод. Осциллограмма Q-switch импульса с синхронизацией мод показана на рис. 2.5. Стоит отдельно рассмотреть выходящие из резонатора лучи 5 и 6. Интенсивности этих лучей равны, а их сумма будет включать интерференционный член содержащий составляющую на разностной частоте  $2f$ . Таким образом, суммарная интенсивность лучей 5 и 6 будет промодулирована с частотой  $2f$ . Следовательно вносимые этими лучами потери можно рассматривать, как модулирующие потери, также обеспечивающие синхронизацию мод лазера.

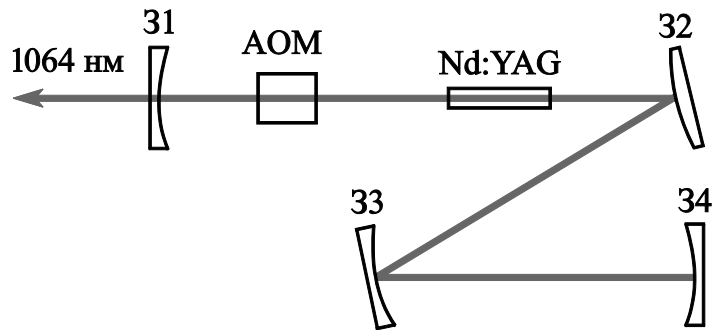


Рис. 2.3. Схема лазера. 31-34 – зеркала резонатора, АОМ - акустооптический модулятор, Nd: YAG – активный элемент.

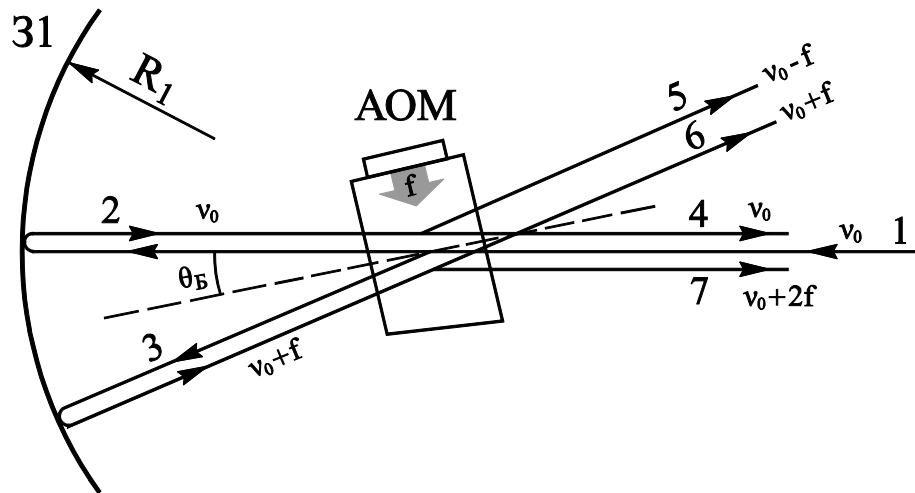


Рис. 2.4. Принцип работы СЗАОМ.

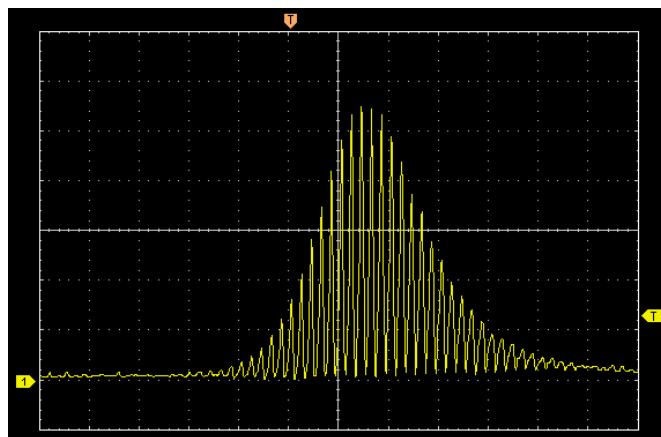


Рис. 2.5. Осциллограмма импульса генерации на длине волны  $\lambda = 1,064$  мкм в режиме QML. Цена деления по оси абсцисс 50 нс.

На рис. 2.6 показаны фотографии зеркала 31 сделанные с помощью инфракрасной камеры при точной установке модулятора под углом Брэгга (рис. 2.6. а) и при небольшой отстройке от угла Брэгга (рис. 2.6. б). На

фотографиях отчётливо видна дифракционная картина – цифрой 1 обозначен прямо прошедший через модулятор пучок, цифрой 2 – наиболее интенсивный первый дифракционный максимум. На рис. 2.6. б помимо первого максимума видны также дифракционные максимумы высших порядков. Угловые направления этих максимумов относительно падающего света такие же, как при дифракции Рамана-Ната, но распределение интенсивностей асимметричное. Наибольшую интенсивность имеет брэгговский (первый) максимум.

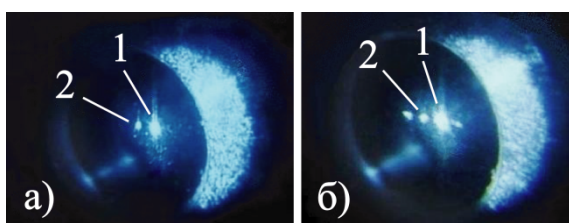


Рис. 2.6. Вид излучения на зеркале 31 при точной установке модулятора под углом Брэгга (а) и при небольшой отстройке от угла Брэгга (б). 1 - прошедший пучок, 2 - дифрагировавший пучок.

## 2.3 Результаты измерений

### 2.3.1 Выбор оптимального режима работы Q-switch

Основной задачей метода СЗАОМ является получение высоких пиковых мощностей выходного излучения. С этой целью была измерена и проанализирована зависимость характеристик излучения лазера от частоты Q-switch импульсов. Измерения производились при токе накачки 20 А. Полученные зависимости показаны на рис. 2.7.

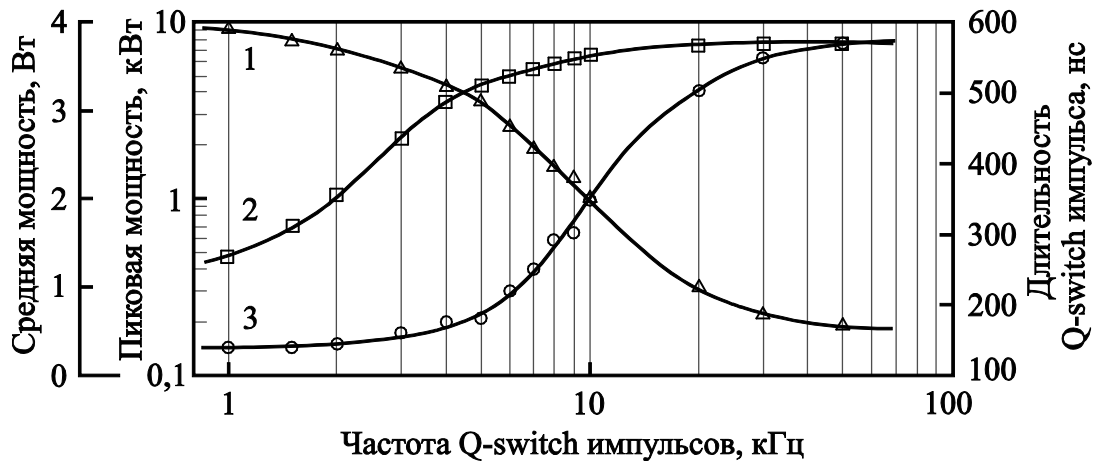


Рис. 2.7. Зависимость характеристик выходного излучения лазера от частоты переключения модулятора в режиме QML. Кривая 1 - пиковая мощность Q-switch импульсов, кривая 2 – средняя выходная мощность лазера, кривая 3 – длительность Q-switch импульсов.

При снижении частоты от 1 кГц до 10 Гц наблюдалось незначительное падение средней выходной мощности излучения при постоянной длительности Q-switch импульсов. В результате, можно было ошибочно подумать, что пиковая мощность при этом монотонно возрастала. Однако более тщательное изучение показало, что при частотах ниже 2 кГц Q-switch импульсу предшествовала серия очень слабых по интенсивности, но продолжительных импульсов (см. рис. 2.8). Таким образом, при частотах  $\leq 1$  кГц слабая генерация начиналась еще до переключения модулятора (отключения потерь), что являлось следствием высокого усиления и сравнительно низкой эффективности АОМа. Указанный эффект приводит к ошибкам при оценке пиковой мощности Q-switch импульса.

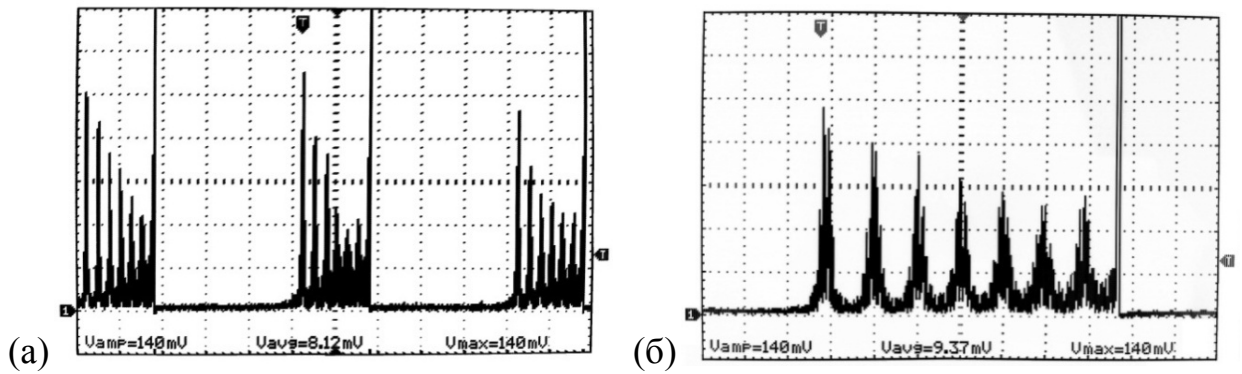


Рис. 2.8. Осциллограммы выходного излучения лазера при частоте повторения Q-switch импульсов 1 кГц. Цена деления по оси абсцисс: а - 200 мкс, б - 50 мкс.

При частотах выше 5 кГц синхронизация мод становилась неполной. На рис. 2.9 показан пример импульса QML с неполной синхронизацией мод, полученный на частоте 10 кГц.

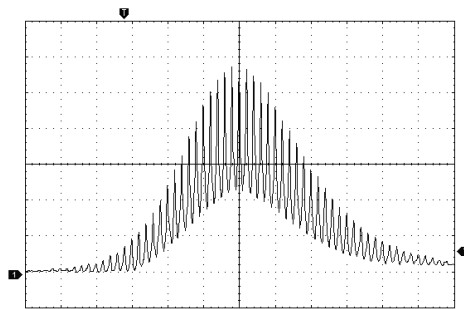


Рис. 2.9. Осциллограмма импульса QML на частоте 10 кГц с неполной синхронизацией мод. Цена деления по оси абсцисс 100 нс.

Для выбора оптимальной частоты Q-switch была измерена эффективность генерации второй гармоники (зависящая от пиковой мощности излучения). Для этого выходное излучение лазера фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 14 см в нелинейный кристалл LBO длиной 20 мм с синхронизмом I-го типа. На рисунке 2.10 показана глубина модуляции и эффективность преобразования во вторую гармонику как функции частоты переключения модулятора.

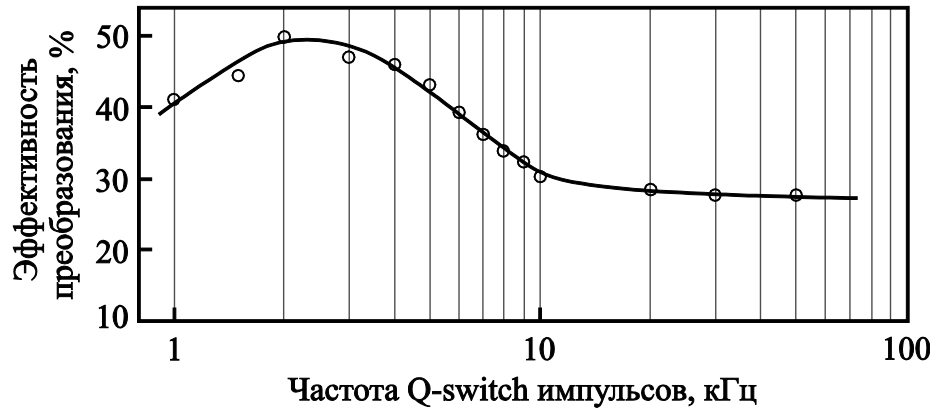


Рис. 2.10. Зависимость эффективности преобразования во вторую гармонику от частоты переключения модулятора в режиме QML.

Как видно из рисунка 2.7 при увеличении частоты, несмотря на возрастание средней мощности выходного излучения, происходит падение пиковой мощности импульсов. Вследствие этого падает и эффективность преобразования во вторую гармонику. Таким образом, верхняя граница рабочего диапазона частот Q-switch используемого лазера составляет 5 кГц. Поскольку пиковая мощность импульсов при снижении частоты ниже 1 кГц должна оставаться приблизительно постоянной, то следовало бы ожидать, что и эффективность генерации второй гармоники тоже будет оставаться неизменной. Однако, как видно из рисунка 2.10 эффективность преобразования начинает падать при снижении частоты ниже 2 кГц.

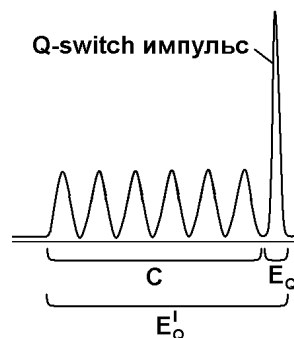


Рис. 2.11. Пояснение к расчету пиковой мощности.

На частотах 2 кГц и выше пиковая мощность Q-switch импульса рассчитывается как  $P_Q = \frac{E_Q}{\tau_Q} = \frac{P_{cp}}{f_Q \cdot \tau_Q}$ , где  $f_Q$ ,  $\tau_Q$  и  $E_Q$  – соответственно частота,

длительность и энергия Q-switch импульса,  $P_{cp}$  – средняя мощность выходного излучения. Однако на частотах ниже 2 кГц приходится принимать во внимание низкую эффективность АОМа, в этом случае формула принимает вид:  $P_Q = \frac{E_Q}{\tau_Q} = \frac{E_Q^l - C}{\tau_Q}$ , где  $C$  – энергия излучения, предшествующего Q-switch импульсу, а  $E_Q^l = E_Q + C$  (см. рис. 2.11). Величина  $C$  пропорциональна скорости накачки и усилению активной среды и обратно пропорциональна эффективности АОМа и частоте Q-switch импульсов. Таким образом, чем ниже частота  $f_Q$  тем больше  $C$ , и меньше  $E_Q$  (поскольку  $E_Q^l$  остается практически неизменной). Поскольку падает энергия импульса, то снижается и его пиковая мощность (при неизменной длительности). Следовательно, нижняя граница рабочего диапазона частот  $\approx 2$  кГц. Она определяется эффективностью модулятора, которую в принципе можно увеличить до  $\approx 100\%$  [110].

### 2.3.2 Полученные характеристики выходного излучения лазера

Средняя мощность лазера составляла 2 Вт, при частоте Q-switch равной 2 кГц. При получении рис. 2.5 разрешение системы регистрации (фотодиод и осциллограф)  $\approx 2$  нс не позволяло определять длительность импульсов внутри “цуга”, поэтому для ее измерения был собран оптический коррелятор с регистрацией импульсов по второй гармонике в кристалле КТР (коллинеарная схема). Во многих оптических системах неизбежны отражения от поверхностей оптических элементов, приводящие к возвращению части мощности обратно в резонатор лазера. Как известно [111-113], это может оказывать сильное воздействие на частотные и энергетические характеристики генерации лазера. Чтобы избежать нарушения стабильной работы лазера была собрана схема автокоррелятора, исключая попадание отраженных (от элементов коррелятора) лучей обратно в резонатор. Схема коррелятора показана на рисунке

2.12. В резонатор лазера между активным элементом и зеркалом 32 помещалась плоскопараллельная пластинка из плавленного кварца толщиной 5 мм под углом около  $20^\circ$ . Отраженные от пластинки лучи использовались в автокорреляторе. Кубический уголкового отражатель 1 был установлен на подвижном столике. Толщина нелинейного кристалла КТР составляла 0,2 мм. Коэффициент отражения зеркал 2 и 3 составлял 100%, зеркало 4 было полупрозрачным. Изначально плечи коррелятора выставлялись равными (по максимуму сигнала на фотодиоде), после чего прописывалась автокорреляционная функция при перемещении отражателя 1.

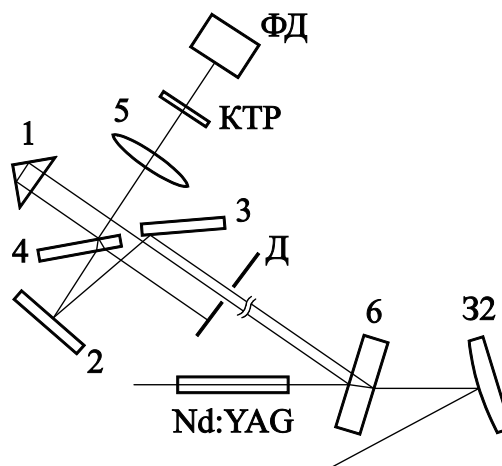


Рис. 2.12. Схема автокоррелятора. 1 – кубический уголкового отражатель; 2, 3, 4 – зеркала коррелятора; 5 – линза; 6 – плоскопараллельная пластинка из плавленного кварца; КТР – нелинейный кристалл; ФД – фотодиод ФД-24К; Д – диафрагма; 32 – зеркало резонатора; Nd: YAG – активный элемент лазера.

Измеренная оптическим коррелятором длительность импульса синхронизации мод составила 40 пс (см. рис. 2.13), т.е. пиковая мощность отдельного импульса составляла  $\sim 2$  МВт. Лазер обладал высокой стабильностью выходных характеристик. Во время измерений, длившихся около 4 часов, средняя выходная мощность, длительность Q-switch цугов и длительность импульсов синхронизации мод изменялись не более  $\pm 5\%$ .



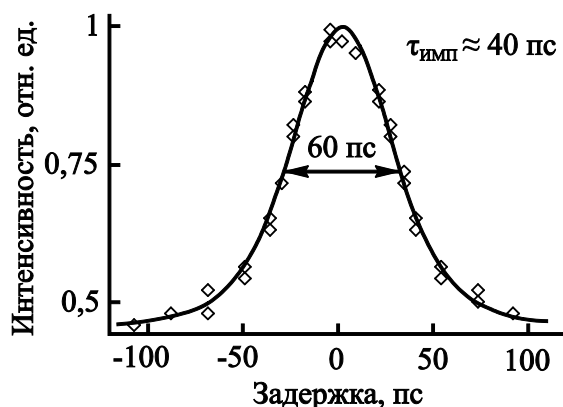


Рис. 2.13. Измеренная автокорреляционная функция импульсов синхронизации мод (показана квадратами) и аппроксимация  $\text{sech}^2$  (сплошная линия).

## 2.4 Обсуждение результатов

Оценить длительность импульсов при активной синхронизации мод можно при помощи теории развитой в [1, 69, 84]. При этом будем полагать (согласно [77]), что синхронизация мод по методу СЗАОМ эквивалентна наблюдаемой в лазерах с внутррезонаторной частотной модуляцией излучения. Нестационарную длительность импульса можно рассчитать при помощи выражения [84]:

$$\tau = \frac{1}{\pi \cdot f} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\delta \cdot M}}, \quad (2.1)$$

где  $f$  – частота модуляции,  $\delta$  – фазовый сдвиг, который получает излучение при однократном прохождении через модулятор, или мера глубины модуляции,  $M$  – количество полных обходов резонатора излучением. В случае малой глубины модуляции,  $\delta$  можно заменить амплитудным коэффициентом дифракции  $k_D = E_D/E_0$ , где  $E_0$  – амплитуда волны до прохождения АОМа,  $E_D$  – амплитуда дифрагировавшей волны.

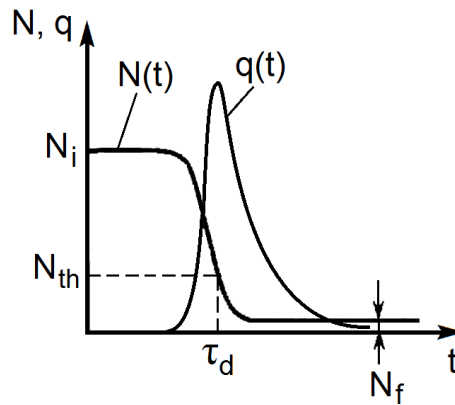


Рис. 2.14. Временные зависимости инверсии населенностей  $N(t)$  и числа фотонов  $q(t)$  при формировании Q-switch импульса.

В нашем случае амплитудный коэффициент дифракции составлял  $k_D = 0,22$ . Чтобы определить  $M$  необходимо знать время  $\tau_d$  за которое формируется Q-switch импульс (см. рис. 2.14), т.е. время между отключением потерь и максимумом Q-switch импульса. Его можно оценить по формуле [114]:

$$\tau_d = \frac{\tau_c}{\frac{N_i}{N_{th}} - 1} \cdot \ln \frac{q_p}{10}, \quad (2.2)$$

где  $q_p$  – число фотонов в резонаторе в момент времени  $\tau_d$ ,  $N_i$  – инверсия населенностей в момент отключения потерь,  $N_{th}$  – пороговая инверсия населенностей,  $\tau_c$  – время жизни фотона в резонаторе, равное  $\tau_c = L/c\gamma$ , где  $\gamma$  – полные логарифмические потери за проход. В нашем случае  $\gamma = \gamma_1/2 + \gamma_i$ , где  $\gamma_1$  – потери за проход, обусловленные пропусканием выходного зеркала,  $\gamma_i$  – потери на отражение от пластинки с помощью которой излучение направлялось в автокоррелятор. Таким образом  $\gamma = 0,116/2 + 0,096 = 0,154$  и время жизни фотона составит  $\tau_c = 32$  нс. Число фотонов  $q_p$  определяется по формуле:

$$q_p = V_a N_p \left( \frac{N_i}{N_p} - \ln \frac{N_i}{N_p} - 1 \right), \quad (2.3)$$

где  $V_a$  – объем моды в активной среде,  $N_p$  – населенность соответствующая максимуму светового импульса (см. рис. 2.14). Отношение  $N_i/N_p$  можно найти решив систему уравнений:

$$\frac{N_i}{N_{th}} \cdot \frac{N_p}{N_i} \cdot \left(1 - e^{-\frac{1}{f^*}}\right) = 1 - \frac{N_f}{N_i} \cdot e^{-\frac{1}{f^*}},$$

$$\frac{N_i - N_f}{N_i} = \frac{N_p}{N_i} \cdot \ln \frac{N_i}{N_f},$$
(2.4)

где  $N_f$  – инверсия населенностей после генерации Q-switch импульса,  $f^*$  – произведение частоты повторения Q-switch импульсов лазера на время жизни верхнего лазерного уровня ( $f^* = 2 \text{ кГц} \cdot 230 \text{ мкс} = 0,46$ ). Отношение  $N_i/N_{th}$  можно определить из графика на рис. 2.2. б,  $N_i/N_{th} =$  мощность накачки/пороговая мощность накачки  $\approx 120 \text{ Вт}/40 \text{ Вт} = 3$ . Зная сечение вынужденного излучения ( $\sigma = 28 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ) и длину активного кристалла ( $l = 6,3 \text{ см}$ ), можно найти  $N_{th} = \gamma/\sigma l = 0,873 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Тогда  $N_i = 2,62 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Решив систему уравнений 2.4 найдем  $N_i/N_p = 2,68$ , соответственно  $N_p = 0,98 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

Для простоты будем полагать  $V_a \approx Sl$ , где  $S$  – площадь поперечного сечения активного элемента ( $V_a \approx 0,2 \text{ см}^3$ ). Теперь можно найти число фотонов  $q_p = 1,36 \cdot 10^{16}$ . Соответственно время формирования Q-switch импульса  $\tau_d = 557 \text{ нс}$ , а количество полных обходов резонатора  $M = c\tau_d/2L \approx 55$ , тогда длительность импульса по формуле (2.1) составит  $\tau \approx 1,5 \text{ нс}$ . В силу столь значительной разницы между расчетной и экспериментальной длительностями импульса представляет интерес рассчитать длительность импульса воспользовавшись выражением [69]:

$$\tau_0 = \frac{\sqrt{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \ln 2}}{\pi} \left(\frac{g_0}{\delta}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{f\Delta\nu}\right)^{\frac{1}{2}},$$
(2.5)

где  $g_0$  – насыщенный коэффициент усиления в центре линии усиления,  $\Delta\nu$  – ширина линии усиления. Данное выражение дает стационарную длительность импульса при точном совпадении длины резонатора (межмодового интервала) и частоты модуляции. Параметр  $g_0$  можно рассчитать, используя приближенное равенство  $g_0 \approx 0,5 \ln(1/R)$ , где  $R$  – коэффициент отражения выходного зеркала, с включением всех потерь за полный проход резонатора. В нашем случае нужно

учесть также отражение от пластинки, обеспечивающей работу автокоррелятора, получим  $R = 0,7$ . Ширина линии усиления  $\Delta\nu \approx 220$  ГГц. Подставив числовые значения в формулу (2.5) получим  $\tau_0 \approx 127$  пс.

Известно [69], что минимальная длительность импульса при частотной модуляции достигается при небольшой ( $\sim 5$  кГц) расстройке частоты модуляции, точнее, если частота модуляции немного меньше межмодового интервала. В этом случае импульс проходит через модулятор под дополнительным фазовым углом, приобретая доплеровский сдвиг, который приводит к смещению импульса относительно центра полосы усиления активной среды. В результате, при проходе через активную среду импульс испытывает аномальную дисперсию, которая может приводить к его сжатию. Однако этот эффект не дает значительного сокращения длительности импульса. Если учесть отстройку модулирующей частоты согласно [69], то минимально возможная длительность импульса в нашем случае составит  $\tau_0 \approx 105$  пс, что примерно в 2,5 раза превышает экспериментальную длительность импульсов. Данное несоответствие согласуется с результатами работ других исследователей (см. напр. [70-72]) и может указывать на то, что в резонаторе возникают дополнительные эффекты, которые не учитываются при расчете по [69], но влияют на длительность импульса.

## Глава 3

### Использование керровской линзы для сокращения длительности импульсов

В этой главе описываются эксперименты по сокращению длительности импульсов и увеличению пиковой мощности Nd:YAG-лазера (рассмотренного в главе 2) при помощи керровской линзы, формируемой в резонаторе. Для формирования линзы применялись нелинейный кристалл для генерации второй гармоники и пластинка из плавленого кварца. В случае использования нелинейного кристалла выход лазера осуществлялся на длине волны второй гармоники.

#### 3.1 Керровская линза в удваивающем частоту кристалле

Керровская линза формировалась в нелинейном кристалле, использовавшемся для генерации второй гармоники (LBO длиной  $d = 20$  мм с синхронизмом I-го типа). Схема резонатора показана на рис. 3.1. Коэффициент отражения зеркал 31-34 на 1064 нм составлял более 99,5%. Зеркало 34 было дихроичным и имело отражение более 99,5 % на  $\lambda = 532$  нм; на этой длине волны коэффициент пропускания зеркала 33 был равен  $T = 92$  %.

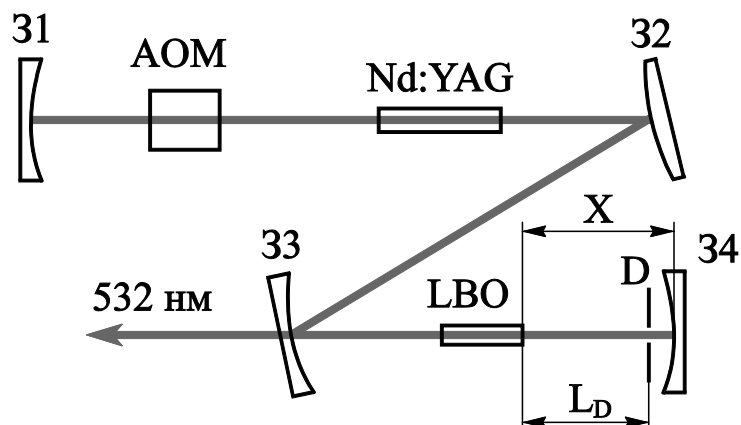


Рис. 3.1. Схема лазера. 31-34 – зеркала резонатора, АОМ – акустооптический модулятор, Nd: YAG – активный элемент, LBO – нелинейный кристалл, D – диафрагма.

Резонатор рассчитывался матричным методом. Лучевые матрицы, использованные в расчете, приведены в таблице 1 приложения А. При расчете учитывалась тепловая линза, возникающая в активном элементе. Фокусное расстояние тепловой линзы измерялось экспериментально и составляло  $\approx 230$  мм. Для описания прохождения пучка через керровский элемент была использована матрица, предложенная в [115]:

$$M = \sqrt{1-\gamma} \begin{pmatrix} 1 & d_e \\ -\gamma / [(1-\gamma)d_e] & 1 \end{pmatrix},$$

где  $d_e = d/n_0$  – эффективная длина среды при мощности внутри резонатора  $P = 0$  и

$$\gamma = p \left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{2\pi\omega_c^2}{\lambda d_e} - \frac{\lambda d_e}{2\pi\omega_0^2} \right)^2 \right]^{-1},$$

где  $p = P/P_c$  ( $P_c = c\epsilon_0\lambda^2/2\pi n_2$  – критическая мощность самофокусировки),  $\omega_c$  – размер пучка в центре среды, а  $\omega_0$  – размер пучка в перетяжке, рассчитанный при  $p = 0$ . Для получения эффекта “насыщающегося поглощения” необходимо, чтобы в плоскости диафрагмы размер пучка уменьшался при увеличении его интенсивности. Количественно этот эффект характеризуется параметром [116]

$$\delta = \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dp} \Big|_{p=0},$$

где  $\omega$  – радиус гауссова пучка в конкретной плоскости в резонаторе. Для эффективного укорочения импульса параметр  $\delta$  должен быть отрицательным и как можно большим по модулю. Варьируемым параметром при расчетах было выбрано расстояние между концевым зеркалом 34 и нелинейным кристаллом, на рисунках оно обозначено  $X$ .

Для определения оптимального места расположения диафрагмы был проведен расчет параметра  $\delta$  для области резонатора между нелинейным кристаллом и зеркалом 34. На рисунке 3.2 приведены результаты расчета  $\delta$ , как функции расстояния  $L_D$  от нелинейного кристалла до диафрагмы (см. рис. 3.1), для нескольких значений  $X$ . Из рис. 3.2 видно, что  $\delta$  в этой области принимает отрицательные значения и не зависит от  $L_D$ , а зависит только от  $X$ , следовательно, диафрагму можно устанавливать в любом месте между нелинейным кристаллом и зеркалом 34.

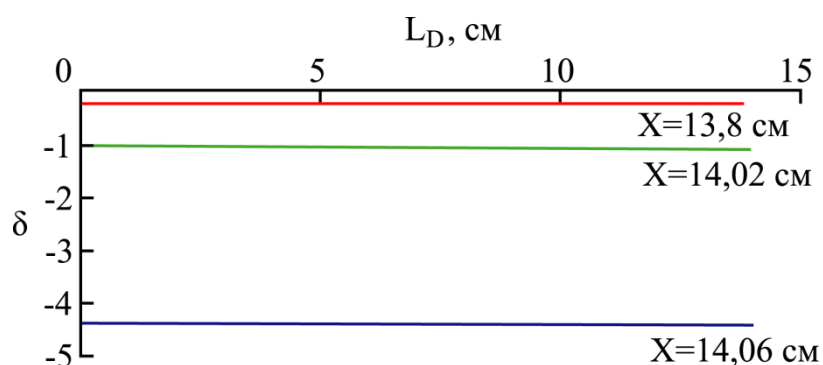


Рис. 3.2. Зависимость  $\delta$  от положения диафрагмы для различных расстояний  $X$ .

Диафрагма была установлена в плоскости у концевого зеркала 34 (см. рис. 3.1). Полученный в результате расчета график для параметра  $\delta$  в этой плоскости приведен на рис. 3.3 а. Как видно из рисунка,  $\delta$  принимает максимальное значение на границах области устойчивости. Поэтому было выбрано  $X \approx 14,06$  см. В эксперименте использовалась ирисовая диафрагма. После установки диафрагмы в резонаторе ее диаметр плавно уменьшался, при этом контролировалась средняя мощность и длительность импульсов выходного излучения.

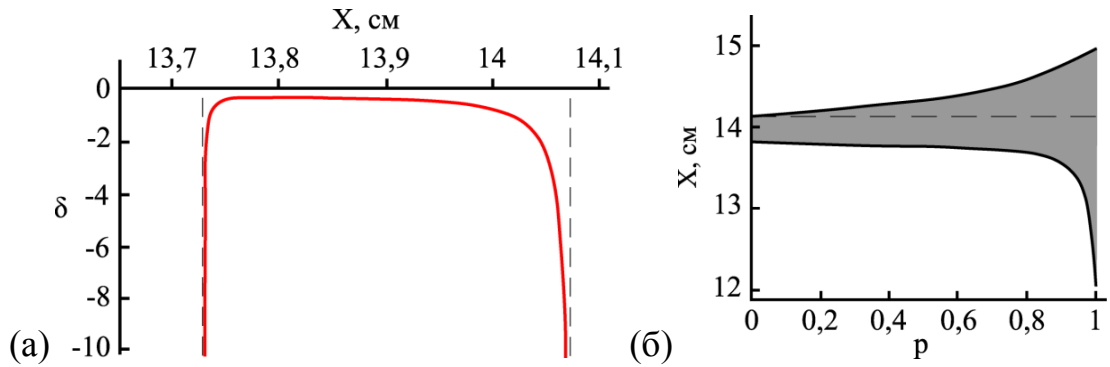


Рис. 3.3. (а) – зависимость параметра  $\delta$  от расстояния  $X$ . Вертикальными штриховыми линиями показаны границы области устойчивости. (б) – область устойчивости резонатора (показана серым). Горизонтальной штриховой линией показано рабочее расстояние  $X$ .

На рис. 3.3 б показана область устойчивости резонатора в координатах  $X - p$ . Из рисунка видно, что при низкой мощности (в начале формирования Q-switch импульса) лазер работает на границе области устойчивости, а при появлении керровской линзы и увеличении мощности переходит в более устойчивый режим.

Измеренная оптическим коррелятором с регистрацией фототока двухфотонного поглощения в GaAsP-фотодиоде (использовалась схема автокоррелятора показанная на рис. 2.12, но нелинейный кристалл КТР и фотодиод ФД-24К были заменены фотодиодом типа G1116, Hamamatsu) длительность отдельного импульса внутри цуга Q-switch составила 3,25 пс (см. рис. 3.4. а). Средняя мощность лазера на  $\lambda = 532$  нм составляла 1,5 Вт при частоте повторения 2 кГц. С помощью акустооптического монохроматора «Фотон-2102И» были измерены спектральные ширины  $\Delta\nu$  линий генерации на  $\lambda = 1064$  и 532 нм, составившие  $\sim 200$  и 400 ГГц соответственно (на рис. 3.4 б, в эти ширины больше из-за вклада аппаратурной ширины). Следовательно,  $\Delta\nu \cdot \Delta\tau \approx 0.65$ , что с точностью до 2 близко к случаю “нечирпированного” импульса форма которого описывается функцией  $\text{sech}^2$ .



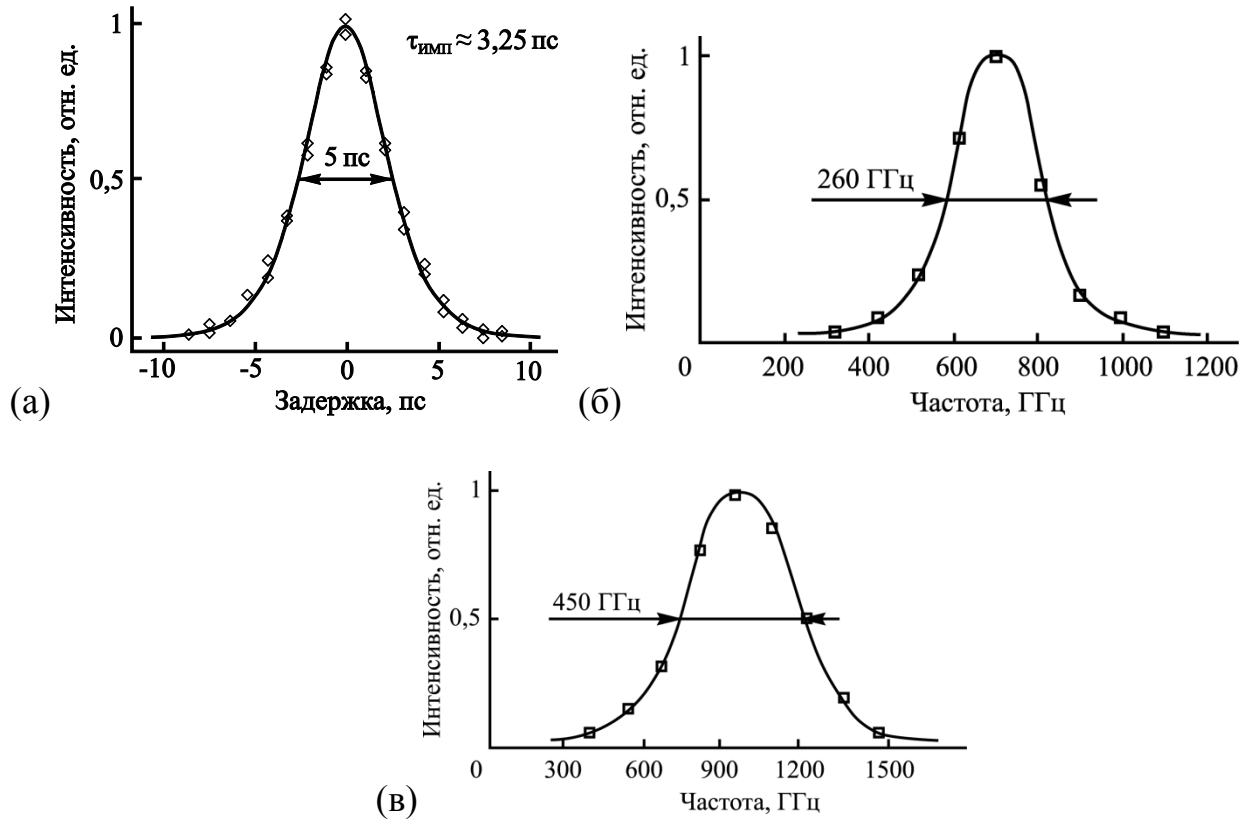


Рис. 3.4. Измеренная автокорреляционная функция импульсов синхронизации мод (показана квадратами) и аппроксимация  $\text{sech}^2$  (сплошная линия) (а), а также измеренные спектры излучения на  $\lambda = 1064$  (б) и  $532 \text{ нм}$  (в).

Пиковая мощность отдельного импульса вблизи максимума огибающей Q-switch (см. рис. 2.5) составила  $\approx 50 \text{ МВт}$ . Следует отметить, что  $\Delta t$  измерялась по автокорреляционной функции на  $\lambda = 1064 \text{ нм}$ . Измерения длительности Q-switch импульсов показали, что на  $\lambda = 532 \text{ нм}$  длительность импульса приблизительно в  $\sqrt{2}$  раз меньше. Если учесть, что импульсы синхронизации мод при генерации второй гармоники также должны сократиться в  $\sqrt{2}$  раз, то реально пиковая мощность может быть  $\approx 100 \text{ МВт}$ . Дополнительно был проведен эксперимент по генерации четвертой гармоники излучения вне резонатора, в результате которого получена пиковая мощность  $\sim 2 \text{ МВт}$  на длине волны  $266 \text{ нм}$  (см. приложение Б).

### 3.2 Керровская линза в пластинке из плавленного кварца

Схема лазера показана на рисунке 3.5. Зеркала использовались те же, что и в пункте 2.2, в качестве керровского элемента использовалась плоскопараллельная пластинка из плавленного кварца толщиной 5 мм, которая устанавливалась под углом Брюстера.

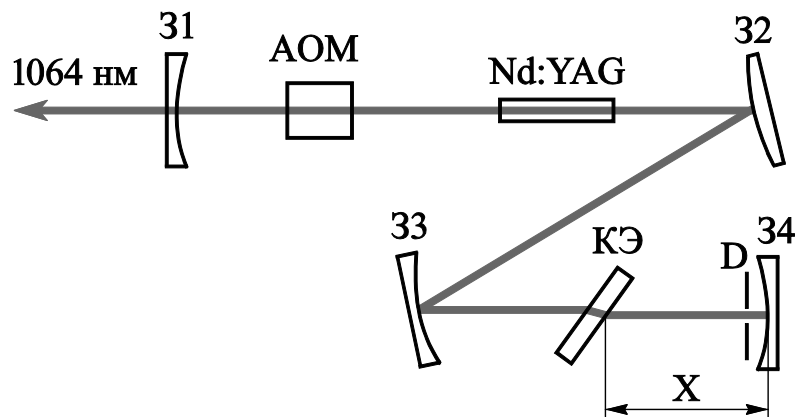


Рис. 3.5. Схема лазера. 31-34 – зеркала резонатора, АОМ - акустооптический модулятор, Nd: YAG – активный элемент, КЭ – керровский элемент, D – диафрагма.

Резонатор рассчитывался матричным методом аналогично пункту 3.2. В результате расчета были получены зависимости параметра  $\delta$  от расстояния  $X$  (см. рис. 3.6 а) и область устойчивости резонатора (см. рис. 3.6 б). Исходя из результатов расчета было выбрано расстояние  $X \approx 13,19$  см.

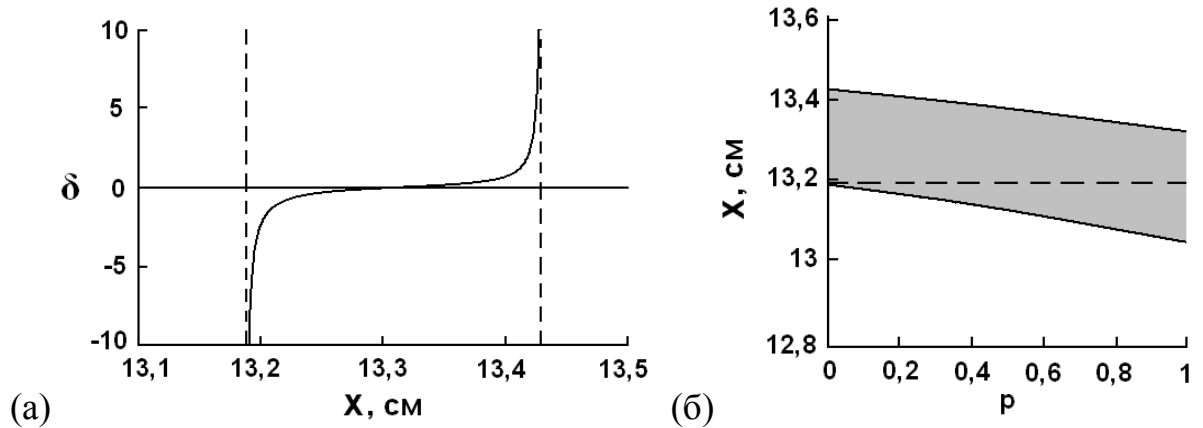


Рис. 3.6. (а) – зависимость параметра  $\delta$  от расстояния  $X$ . Вертикальными штриховыми линиями показаны границы области устойчивости. (б) – область устойчивости резонатора (показана серым). Горизонтальной штриховой линией показано рабочее расстояние  $X$ .

Измеренная оптическим коррелятором длительность импульса синхронизации мод составила 12 пс (см. рис. 3.7). Средняя мощность лазера составляла 2 Вт при частоте повторения Q-switch импульсов 2 кГц, т.е. пиковая мощность отдельного импульса в максимуме огибающей составляла  $\sim 13,4$  МВт.

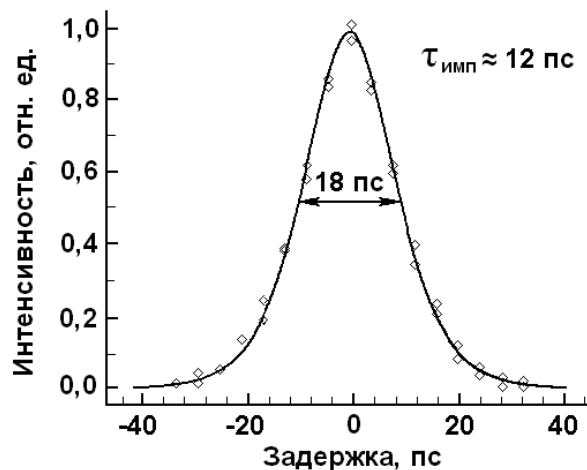


Рис. 3.7. Измеренная автокорреляционная функция импульсов синхронизации мод (показана квадратами) и аппроксимация  $\text{sech}^2$  (сплошная линия).

## Глава 4

### Структура импульсов генерации – измерения с помощью стрик-камеры

В предыдущих главах длительность импульсов генерации измерялась корреляционным методом. Однако такие измерения являются косвенными, требуют предположения о форме импульса, в том числе о его моноимпульсности (см., напр., [7, 117]). Поэтому дополнительно были проведены прямые измерения длительности импульса диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности и синхронизацией мод с помощью стрик-камеры, которые составили предмет исследования настоящей главы.

Здесь же исследуется новый режим генерации твердотельного лазера с Q-switch и синхронизацией мод, в котором Q-switch “самопроизвольно” формируется на частоте релаксационных колебаний. Новый режим генерации реализуется с помощью описанного в главе 2 метода акустического модулятора бегущей волны в сочетании со сферическим зеркалом резонатора.

#### 4.1 Предварительные измерения

Был проведен ряд измерений длительности импульсов синхронизации мод лазера по схеме рис. 2.3 при помощи автокоррелятора с генерацией второй гармоники в нелинейном кристалле по неколлинеарной схеме. Схема коррелятора показана на рисунке 4.1. Отличие данной схемы от представленной на рисунке 2.12 состоит в том, что луч отраженный от зеркала 2 не проходит через зеркало 4, а направляется сразу на линзу 5, т. е. лучи отраженные от зеркал 2 и 4 приходят на нелинейный кристалл под разными углами. Коэффициент отражения зеркал 2, 3 и 4 в данной схеме составлял 100%.

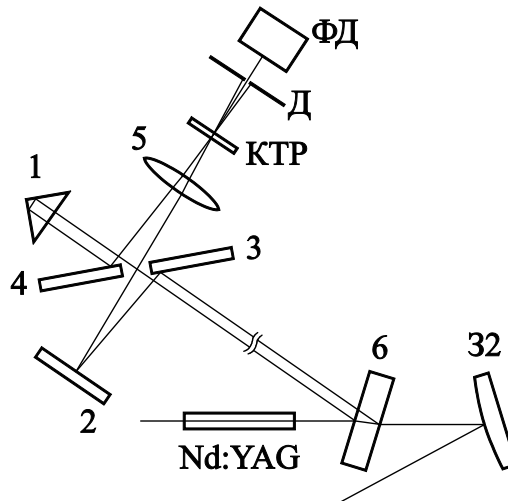


Рис. 4.1. Схема автокоррелятора. 1 – кубический углоковый отражатель; 2, 3, 4 – зеркала коррелятора; 5 – линза; 6 – плоскопараллельная пластинка из плавленного кварца; КТР – нелинейный кристалл; ФД – фотодиод ФД-24К; Д – диафрагма; 32 – зеркало резонатора; Nd: YAG – активный элемент лазера.

На рис. 4.2 приведены измеренные автокорреляционные функции импульсов, полученные при разной отстройке длины резонатора  $\Delta L$  (или частоты межмодовых биений продольных мод) от удвоенной частоты бегущей звуковой волны модулятора. Длина резонатора изменялась с шагом 1 мм и каждый раз измерялась автокорреляционная функция. За точную настройку ( $\Delta L \approx 0$ ) была принята такая длина резонатора при которой ширина автокорреляционной функции оказалась минимальной. Измерения показали, что даже при лучшей настройке ( $\Delta L \approx 0$ ) определение длительности импульса усложняется поскольку становится сложным выделение шумового выброса в автокорреляционной функции. Будем считать, что импульс имеет форму  $\text{sech}^2$ . Если измерять длительность импульса по уровню  $\approx 0,25$ , чтобы исключить шумовой выброс, то она составит  $\approx 150$  пс, а если по уровню 0,5, то –  $\approx 65$  пс; однако даже эта величина не совпадает с результатами предыдущих измерений (см. главу 2).

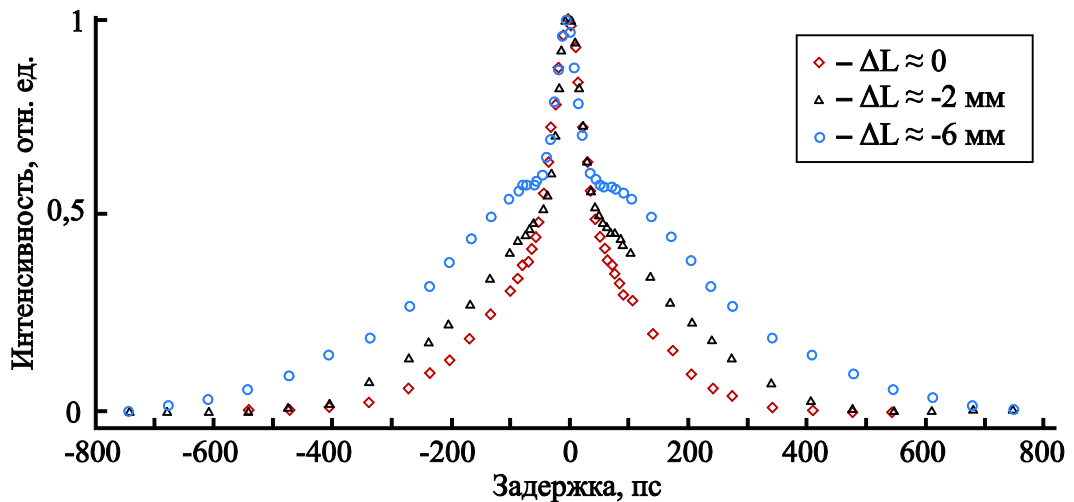


Рис. 4.2. Автокорреляционные функции импульсов синхронизации мод при различной величине отстройки длины резонатора  $\Delta L$ .

Как видно из рис. 4.2, при увеличении отстройки автокорреляционная функция заметно уширяется, что может говорить об изменении длительности импульсов, а также о том, что синхронизация мод становится неполной. Похожая ситуация наблюдалась при изменении тока накачки (при увеличении тока автокорреляционная функция становилась шире).

Чтобы исключить разночтения данных и лучше разобраться в том, как влияет отстройка длины резонатора на длительность и структуру импульсов, было принято решение провести прямые измерения с помощью стрик-камеры.

## 4.2 Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки показана на рис. 4.3. Схема лазера была аналогична описанной в пункте 2.2. Отличие состояло в том, что радиус кривизны зеркала 31 составлял 300 мм, а пропускание 14% на 1064 нм, кроме того был заменен акустооптический модулятор. Несущая частота АОМа составляла  $f = 49,52$  МГц и могла подаваться непрерывно, обеспечивая работу лазера в режиме непрерывной синхронизации мод, или же переключаться с частотой 1 кГц, одновременно осуществляя модуляцию добротности резонатора и синхронизацию

мод. Джиттер (дрожание) рабочей частоты модулятора составлял  $\pm 3$  кГц. Модулятор был выполнен из кристаллического кварца, его торцы были срезаны под углом Брюстера. АОМ располагался под углом Брэгга ( $\theta_B$ ) к оптической оси резонатора.

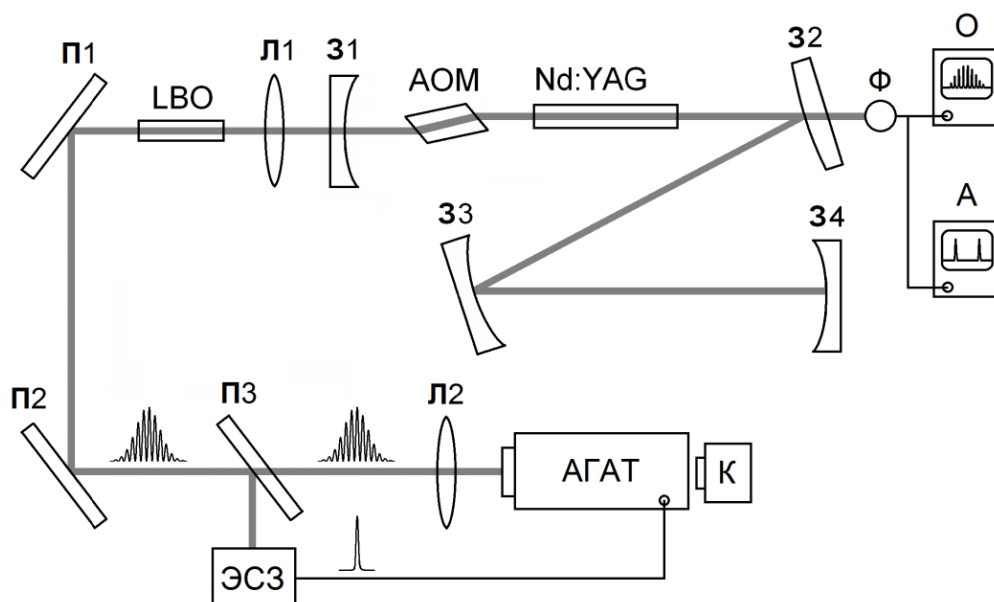


Рис. 4.3. Схема эксперимента. 31-34 – зеркала резонатора, АОМ - акустооптический модулятор, Nd: YAG – активный элемент, LBO – нелинейный кристалл, Φ – лавинный фотодиод, О – осциллограф, А – анализатор спектра, Л1 и Л2 – линзы, П1-П3 - внешние плоские зеркала, ЭСЗ – электронная схема запуска, АГАТ – стрик-камера Агат-СФ3М, К – видеокамера.

Оптическая длина резонатора настраивалась перемещением зеркала 31 так, чтобы межмодовый интервал соответствовал удвоенной частоте модулятора ( $c/2L = 2f$ ) и составляла  $L \approx 151,35$  см. Выходное излучение лазера фокусировалось линзой Л1 в нелинейный кристалл (LBO длиной 20 мм, синхронизм I-го типа). Зеркала П1 и П2 обладали высоким отражением на 1064 нм и 532 нм, зеркало П3 обладало высоким отражением на 1064 нм и высоким пропусканием на 532 нм. Таким образом, при помощи системы зеркал П1-П3 излучение второй гармоники направлялось в камеру АГАТ, а излучение на основной длине волны направлялось в электронную схему запуска. ЭСЗ производила деление частоты Q-switch (т.е. частоты следования цуга импульсов 1 кГц) на 125 и формирование

отдельных импульсов. В результате, запуск камеры АГАТ производился одиночными импульсами длительностью  $\approx 2$  нс, следующими с частотой 8 Гц. Одновременно характеристики излучения, проходящего сквозь плотное зеркало 32, регистрировалось лавинным фотодиодом Ф (ЛФД-2), сигнал с которого направлялся на осциллограф и анализатор спектра SF 300 (Rohde & Schwarz).

Изображение с экрана камеры АГАТ записывалось на цифровую видеокамеру. Кадры видеозаписи обрабатывались в программе Mathcad. Поскольку Mathcad работает с изображениями как с матрицами, можно получать подматрицы, т. е. выделять нужные столбцы и строки. Таким образом, из матрицы выделялась одна строка, числовые значения элементов которой использовались для построения денситограммы. Перед началом измерений была проведена калибровка камеры АГАТ с помощью пластинки лейкосапфира толщиной 12,2 мм. Пластика устанавливалась перед камерой таким образом, чтобы поделить луч на две части. Одна часть попадала в камеру минуя пластинку, другая проходила через нее, получая при этом задержку  $\approx 31$  пс. Это соответствовало сдвигу равному 8 пикселей на снимках, полученных из видеозаписи (см. рис. 4.4) для шкалы с лучшим разрешением. Исходя из этого соответствия, определялась временная развертка камеры АГАТ.

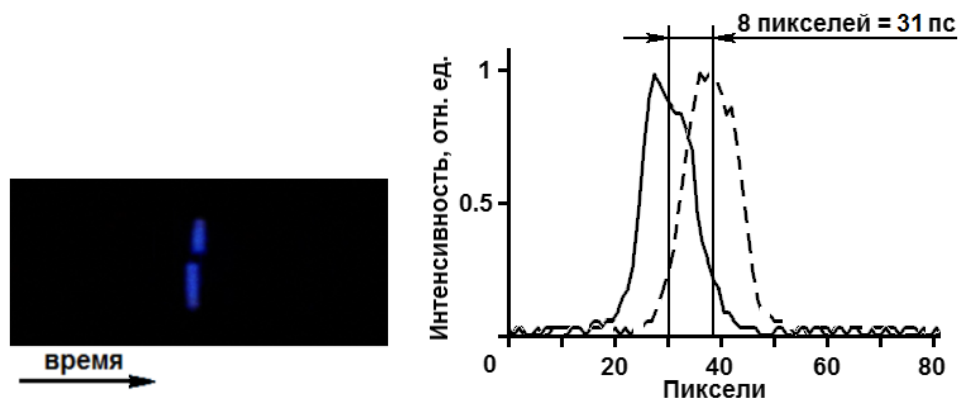


Рис. 4.4. Калибровка камеры АГАТ. Временная развертка и денситограмма импульсов.



### 4.3 Режим QML. Экспериментальные результаты

Были проведены измерения в режиме QML с частотой следования Q-switch импульсов 1 кГц. Ток накачки лазера составлял 18,5 А. На рис. 4.5 показан снимок временной развертки камеры АГАТ на шкале 10 нс/см (временное разрешение  $\sim 0,7$  нс) и денситограмма импульсов. На снимке видна часть цуга импульсов QML, полный вид которого был аналогичен представленному на осциллограмме на рис. 2.5.

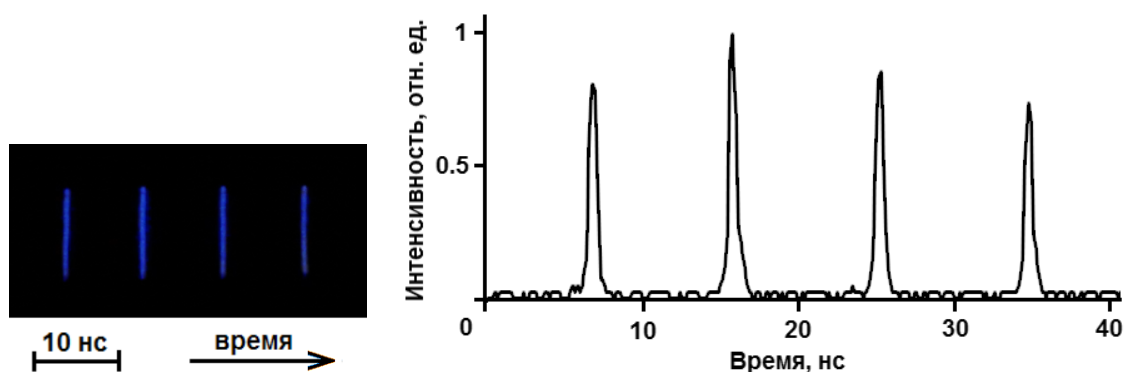


Рис. 4.5. Временная развертка (шкала 10 нс/см) и денситограмма импульсов.

На рис. 4.6 приведены денситограммы импульсов, полученные на шкале 0,34 нс/см (предельное временное разрешение  $\sim 6$  пс) при разной отстройке длины резонатора  $\Delta L$ , или частоты межмодовых биений продольных мод от удвоенной частоты бегущей звуковой волны модулятора. Рисунки 4.6 а и 4.6 б соответствуют точной настройке оптической длины резонатора  $L = 151,41$  см ( $\Delta L = 0$ ), рисунки 4.6 в и 4.6 г соответствуют отстройке  $\pm 1$  мм. При точной настройке резонатора импульс мог разбиваться на два, а при отстройке – на три и более импульсов. На рисунке 4.7 приведена статистика, демонстрирующая зависимость количества импульсов от  $\Delta L$ . При этом для каждого случая использовалось около 80-ти отдельных снимков. Из рис. 4.7 а видно, что при точной настройке резонатора на снимках преобладали одиночные импульсы ( $\approx 80\%$ ). При отстройке на 0,25 мм (рис. 4.7 б) появлялись тройные импульсы ( $\approx 9\%$ ), а количество одиночных

снижалось до  $\approx 53\%$ . При увеличении отстройки (рис. 4.7 в, г) импульс мог разбиваться на 4 и 5 отдельных импульсов.

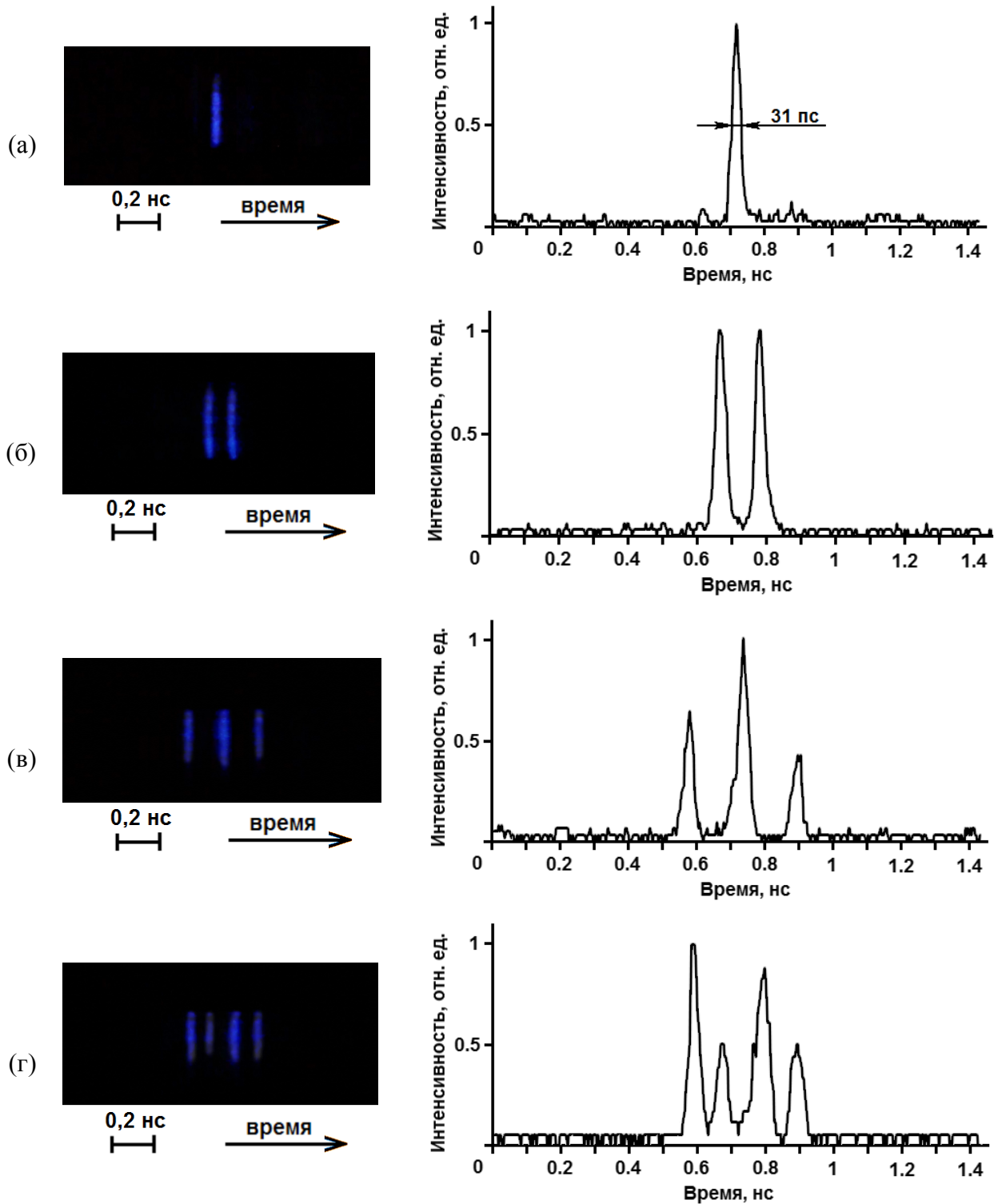


Рис. 4.6. Временные развертки и денситограммы импульсов на шкале 0,34 нс/см (предельное временное разрешение  $\approx 6$  пс). а, б – при  $\Delta L = 0$ ; в, г –  $\Delta L = \pm 1$  мм.

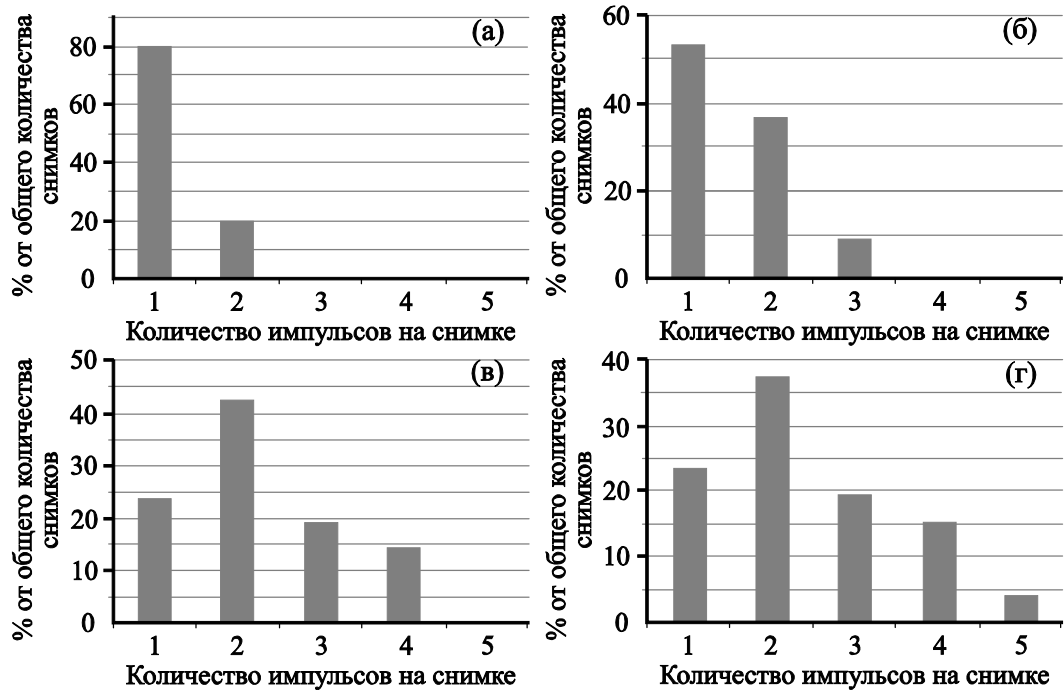


Рис. 4.7. Статистика импульсов. а – при  $\Delta L = 0$ , б –  $\Delta L = \pm 0,25$  мм, в –  $\Delta L = \pm 1$  мм, г –  $\Delta L = \pm 2$  мм.

Точность "нулевой" настройки резонатора в нашем случае определялась джиттером рабочей частоты модулятора  $\pm 3$  кГц (что соответствует отстройке  $\pm 0,05$  мм). С учетом временного разрешения стрик-камеры и факта измерения длительности импульса по второй гармонике (которая в  $\sqrt{2}$  раз короче) измеренная длительность импульса генерации на 1064 нм составляет  $45 \pm 10$  пс для всех представленных на рис. 4.6 случаев.

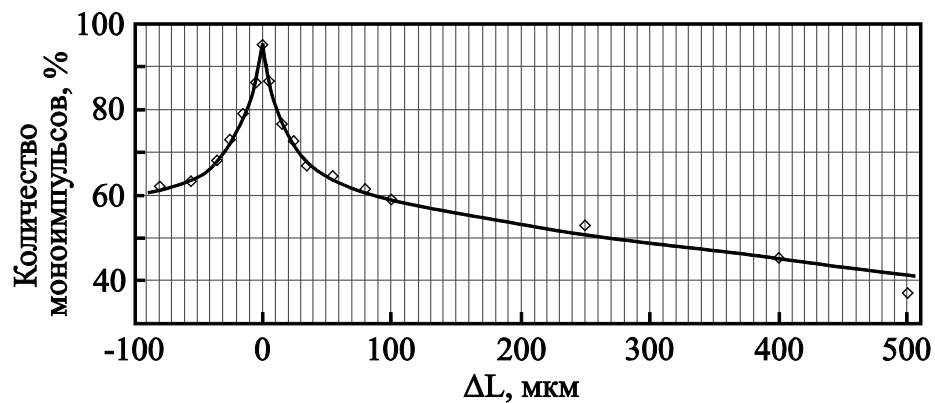


Рис. 4.8. Зависимость количества моноимпульсов от отстройки длины резонатора.

С целью улучшения статистики, т.е. получения более стабильного моноимпульсного режима генерации, был заменен генератор несущей частоты АОМа. Частота теперь составляла 50 МГц а джиттер  $\pm 300$  Гц. Длина резонатора была уменьшена и составила  $L = 1,5$  м. Таким образом, при точной настройке резонатора (точность настройки порядка  $\pm 2$  мкм) удалось увеличить количество моноимпульсов в статистике до 95 %. На рис. 4.8 показано как изменялась статистика моноимпульсов при отстройке длины резонатора (положительная отстройка соответствует увеличению длины резонатора). Максимальная критичность наблюдалась вблизи  $\Delta L = 0$ : отстройка  $\pm 5$  мкм приводила к ухудшению статистики моноимпульсности на  $\approx 9$  %. При этом длительность отдельных импульсов оставалась постоянной.

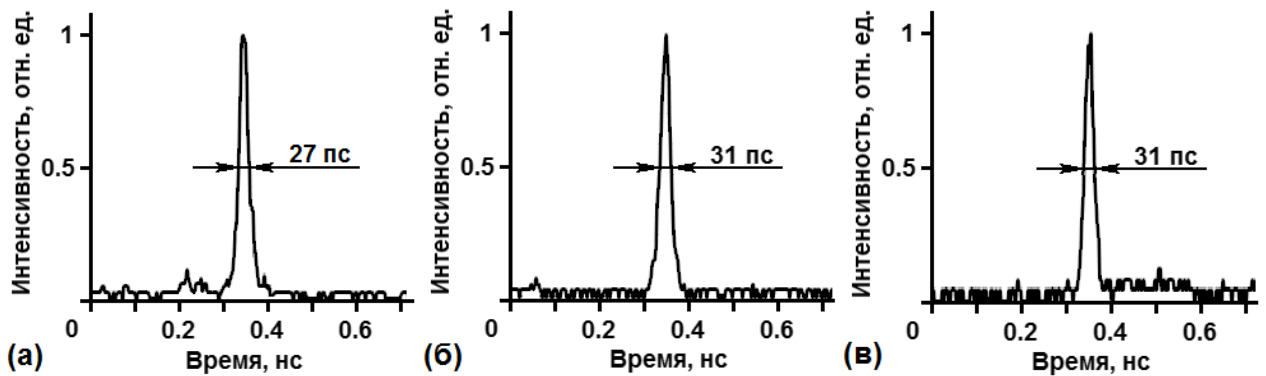


Рис. 4.9. Денситограммы импульсов на шкале 0,34 нс/см. а – при отстройке длины резонатора 100 мкм, б – 250 мкм, в – 1 мм.

На рис. 4.9 приведены примеры денситограмм моноимпульсов полученных при различных значениях  $\Delta L$ . Однако при увеличении отстройки ухудшалась статистика, при  $\Delta L > 3$  мм моноимпульсов вообще не наблюдалось, каждый импульс превращался в цуг длительностью  $\sim 2$  нс содержащий в себе до 20 отдельных импульсов (пример на рис. 4.10).

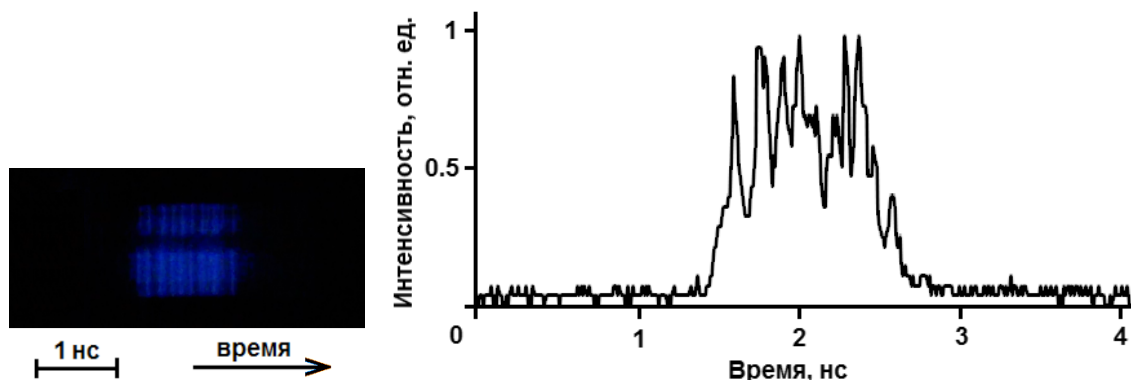


Рис. 4.10. Временная развертка и денситограмма импульса при отстройке длины резонатора более 3 мм (шкала 1 нс/см).

Кроме того, было проведено измерение статистики импульсов в зависимости от положения АОМа, т.е. от расстояния  $L_{\text{СЗАОМ}}$  (оптической длины пути между зеркалом З1 и центром модулятора). Результат измерений показан на рис. 4.11 кривой 1, вертикальными штриховыми линиями показана область, в пределах которой наблюдалась стабильная синхронизация мод. При выходе из этой области синхронизация мод становилась неполной, наблюдалась картина аналогичная показанной на рис. 2.9. Статистически наилучший результат (95 % моноимпульсов) был достигнут при установке АОМа близко к центру кривизны сферического зеркала ( $L_{\text{СЗАОМ}} = 297$  мм). При  $L_{\text{СЗАОМ}} = 280$  мм в статистике появлялись тройные импульсы ( $\sim 2,5$  %), а при  $L_{\text{СЗАОМ}} = 265$  мм их количество достигало  $\sim 11$  %. Также было замечено, что длительность Q-switch цугов импульсов ( $\tau_Q$ ) сильно зависит от положения АОМа, она показана на рис. 4.11 кривой 2. При перемещении АОМа в данном диапазоне расстояний  $L_{\text{СЗАОМ}}$  средняя выходная мощность лазера не изменялась и составляла 1,3 Вт.

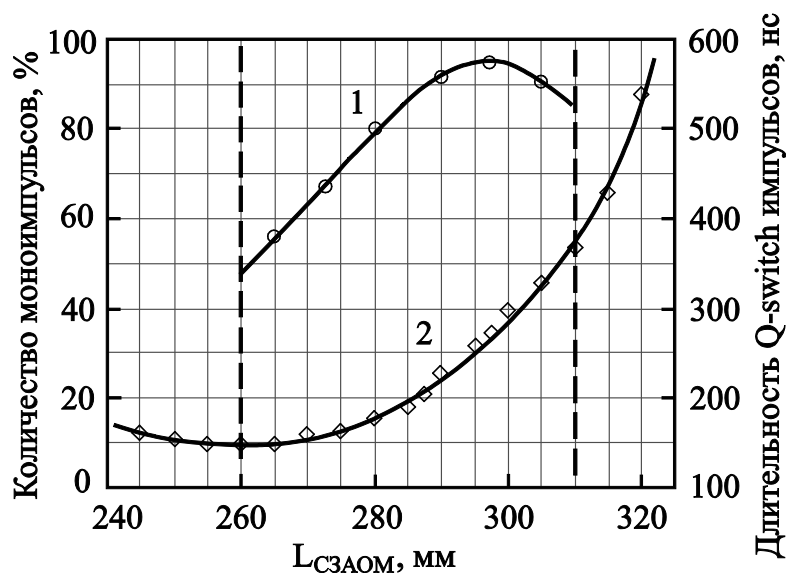


Рис. 4.11. Зависимость количества моноимпульсов (1) и  $\tau_Q$  (2) от расстояния  $L_{C3AOM}$ .

#### 4.3.1 Обсуждение результатов

Рассмотрим вопрос выделения моды  $TEM_{00}$ . Как и в газовых лазерах с пониженной концентрацией частиц в активной среде [118] селекция основной моды в нашем случае производится резонатором с увеличенной эффективной длиной [107], т. е. за счет перехода к низким числам Френеля. При этом селекция проводится в непрерывном режиме и основана на том, что дифракционные потери на основной моде малы по сравнению с усилением  $G$ , а для других поперечных мод эти потери превышают  $G$ .

Как уже отмечалось, при модуляции добротности резонатора  $G$  может увеличиваться в  $\tau_{sp}/\tau_c \approx 10^3 \div 10^4$  раз (при частотах повторения импульсов  $\leq 1/\tau_{sp}$ ), где  $\tau_{sp}$  – время жизни верхнего рабочего уровня, а  $\tau_c$  – время жизни фотона в резонаторе. Поэтому в этом случае следует ожидать появления поперечных мод.

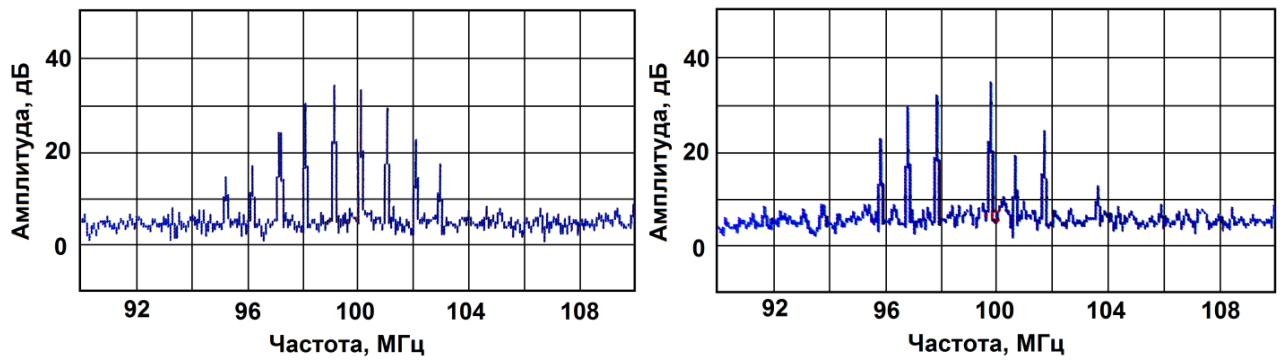


Рис. 4.12. Часть спектра лазера на экране спектроанализатора в разные моменты времени (интервал между снимками  $\sim 1$  с).

Результаты измерений с использованием спектроанализатора показали наличие в спектре частот поперечных мод с межмодовым расстоянием  $\Delta \approx 1$  МГц (см. рис. 4.12). Предпринималась попытка, оказавшаяся неэффективной, уменьшения числа поперечных мод путем размещения в резонаторе, рядом с зеркалом 34, ирисовой диафрагмы. Диаметр диафрагмы постепенно уменьшался вплоть до нарушения стабильного режима синхронизации мод, при этом характер картины поперечных мод не менялся, а измерения с использованием стрик-камеры не показали заметных изменений в статистике импульсов. Заметим, что эффекты затягивания частоты поперечных мод [119] вблизи центра линии малы (не более 1 кГц) из-за большой ширины линии лазерного перехода ( $\Delta\nu \approx 200$  ГГц). Ширина резонанса «холодного» (пассивного) резонатора  $\Delta\nu_{\text{res}} = \alpha/(2\pi L) \sim 10$  МГц для первых двух поперечных мод ( $\alpha$  – полные потери на проход, равные примерно 20 % и 60 % соответственно для мод  $\text{TEM}_{00}$  и  $\text{TEM}_{01}$ ). Поперечные моды конкурируют между собой, поэтому генерация происходит хаотическим образом, т. е. хаотически флуктуируют амплитуды мод. Для иллюстрации этой хаотичности на рис. 4.12 приведены две реализации спектра, соответствующие разным моментам времени (сдвиг по времени  $\sim 1$  с, время сканирования окна спектроанализатора 20 мс). Как известно, в резонаторе Фабри-Перо образуется стоячая волна с частотой  $\nu_{m, n, q}$ , когда выполняется условие резонанса. Индексы  $m$ ,  $n$ ,  $q$  соответствуют числу длин стоячих волн по двум поперечным координатам и

одной продольной. Поэтому в нашем случае (спектральная ширина рабочего перехода  $\Delta\nu \sim 200$  ГГц,  $L \approx 1.5$  м) имеется большое число ( $\Delta\nu/[c/(2Ln)] \sim 2 \cdot 10^3$ ) сфазированных продольных мод, которое определяет предельно возможную длительность лазерного импульса; расстояние между импульсами излучения на частотах поперечных мод  $\Delta(2Ln/c)^2 \sim 100$  пс. Здесь следует указать на ранние работы по наблюдению биений и синхронизации поперечных мод в газовых и твердотельных лазерах [120-124], в которых обращено внимание на связь  $\Delta$  с минимальным временным расстоянием между импульсами при синхронизации мод, а также на некоторые особенности этой связи.

Результаты, представленные на рис. 4.6, б – г, подтверждают, что расстояние между импульсами равно  $\sim 100$  пс, однако на рис. 4.6, в, г видны довольно заметные ( $\sim 25\%$ ) отклонения от этой величины. Обсудим возможные причины этого отклонения.

Рассмотрим несколько подробнее вопрос о затягивании мод. Затягивание частоты моды лазера определяется выражением  $\Delta\nu_{\text{pull}} = (\nu_0 - \nu_{\text{res}})\Delta\nu_{\text{res}}/\Delta\nu$ , где  $\nu_0$  – частота центра линии усиления,  $\Delta\nu_{\text{res}}$  – частота затягиваемой моды. В нашем случае  $\Delta\nu_{\text{pull}}$  лежит в диапазоне от не более 1 кГц (вблизи центра линии) до  $\sim 10$  МГц (на частотах, соответствующих половине максимума усиления). Ширина спектра 45 пс импульса составляет  $\sim 10$  ГГц, а характерное затягивание частоты равно  $\sim 1$  МГц (если синхронизация происходит в центре линии усиления). Следовательно, затягивание сравнимо с  $\Delta$  и может влиять на расстояние между импульсами излучения на частотах поперечных мод. Кроме того, двойные импульсы могут появиться и при синхронизации только продольных мод, если она дополнительно возникает не в центральной части линии усиления. В последнем случае синхронизованные не в центре линии моды будут сдвинуты на величину  $\Delta\nu_{\text{pull}}$  относительно мод в центре линии усиления, что приведет к временному сдвигу между импульсами, превышающему 100 пс. По-видимому, на количество синхронизованных частей спектра влияет отстройка резонатора от оптимальной длины. Следует отметить, что иногда наблюдалась



«мелкая» структура импульсов, которая может быть обусловлена пространственной структурой поперечных мод [120, 122], а также неоднородностями характеристик экрана ЭОПа камеры.

Остановимся на вопросе изменения показателя преломления активной среды  $n$ , обусловленного различным вкладом верхнего и нижнего рабочих уровней в ее поляризуемость. Согласно измерениям авторов работы [125], при используемой нами мощности оптической накачки  $\sim 120$  Вт (соответствующая плотность мощности  $\sim 4 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>) указанное изменение  $\Delta n \approx 4 \cdot 10^{-6}$ , что соответствует  $\Delta L = l\Delta n = 0,25$  мкм. Учитывая, что при модуляции добротности изменение разности населенностей рабочих уровней происходит за время  $\Delta t = 0,5\tau_c$ , получаем скорость изменения длины резонатора  $V = \Delta L/\Delta t = 25 \cdot 10^{-6}/65 \cdot 10^{-9} = 4 \cdot 10^2$  см/с. Соответствующая частота фазовой модуляции  $F_{\text{phm}} = V/\lambda \approx 4$  МГц. Указанный эффект можно рассматривать как аналог уже известного эффекта (см. [126]), однако, в отличие от последнего, он возникает без специальных дополнительных устройств в резонаторе. Поскольку изменение  $\Delta L = 0,25$  мкм составляет  $\lambda/4$  (при этом узлы и пучности стоячих волн меняются местами), а частота фазовой модуляции превышает характерное обратное время существования конкурирующих мод (длительность «пичков»)  $0,5 - 1$  мкс [120], указанный эффект должен приводить к существенному сглаживанию «выжигаемых» в усиливающей среде провалов. Сглаживание провалов наряду с синхронизацией мод способствует «упорядочению» релаксационных колебаний.

Как было отмечено выше, при модуляции добротности изменение усиления от максимального значения до порогового происходит за  $0,5\tau_c$ , т. е. после достижения максимума гигантского импульса усиление, а следовательно, и эффекты затягивания мод, отсутствуют. По-видимому, с исчезновением затягивания мод связано резкое возрастание пиковой мощности отдельных импульсов в цуге после достижения максимума гигантского импульса, наблюдаемое при наличии в резонаторе керровского элемента [127].

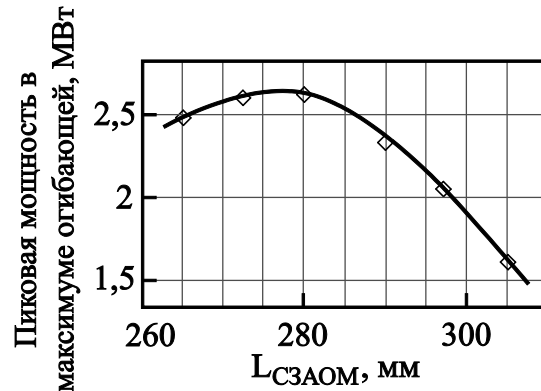


Рис. 4.13. Зависимость пиковой мощности импульсов в максимуме огибающей Q-switch цуга от расстояния  $L_{C3AOM}$ .

Для оптимальной работы метода C3AOM расстояние  $L_{C3AOM}$  должно соответствовать радиусу кривизны зеркала 31, что подтверждается статистикой (кривая 1 на рис. 4.11). Однако для получения наилучшей пиковой мощности необходимо также учитывать зависимость длительности Q-switch цугов импульсов от  $L_{C3AOM}$  (кривая 2 на рис. 4.11). На рис. 4.13 представлен график изменения пиковой мощности отдельных импульсов в максимуме огибающей в зависимости от положения АОМа, который получен с учетом данных о статистике импульсов (кривая 1 на рис. 4.11). Максимальная пиковая мощность составила 2,6 МВт при  $L_{C3AOM} = 280$  мм.

#### 4.4 Режим "авто-QML". Экспериментальные результаты

Были проведены эксперименты с подачей на АОМ рабочей частоты (49,52 МГц, джиттер  $\pm 3$  кГц) в непрерывном режиме. В этом случае лазер работал в режиме QML, но с частотой следования цуга импульсов, равной частоте релаксационных колебаний. Ток непрерывной накачки устанавливался близким к оптимальному для выходной мощности лазера и составлял  $18,5 \div 21,5$  А. При этом выходная мощность менялась в пределах  $W = 2 \div 3$  Вт. Частота межмодовых биений лазера и появление поперечных мод контролировались анализатором спектра.

На рис. 4.14 а, б представлены осциллограммы релаксационных колебаний, полученные при токе 19 А в чисто непрерывном режиме генерации (т.е. без ультразвуковой волны в АОМ). Зависимость частоты релаксационных колебаний от тока накачки показана на рис. 4.15. При подаче звукового сигнала с частотой 49,5 МГц и мощностью 2 Вт (соответствующая дифракционная эффективность  $\approx 5\%$ ) на АОМ характер генерации лазера кардинально меняется и возникает "авто-QML режим", иллюстрируемый рис. 4.14 в - е. Стабильность этого режима зависит от точности настройки длины резонатора. В пределах отстройки  $\Delta L < \pm 80$  мкм наблюдались стабильные цуги импульсов (рис. 4.14 в, г) отклонение амплитуды и частоты следования которых не превышало  $\pm 5\%$ .

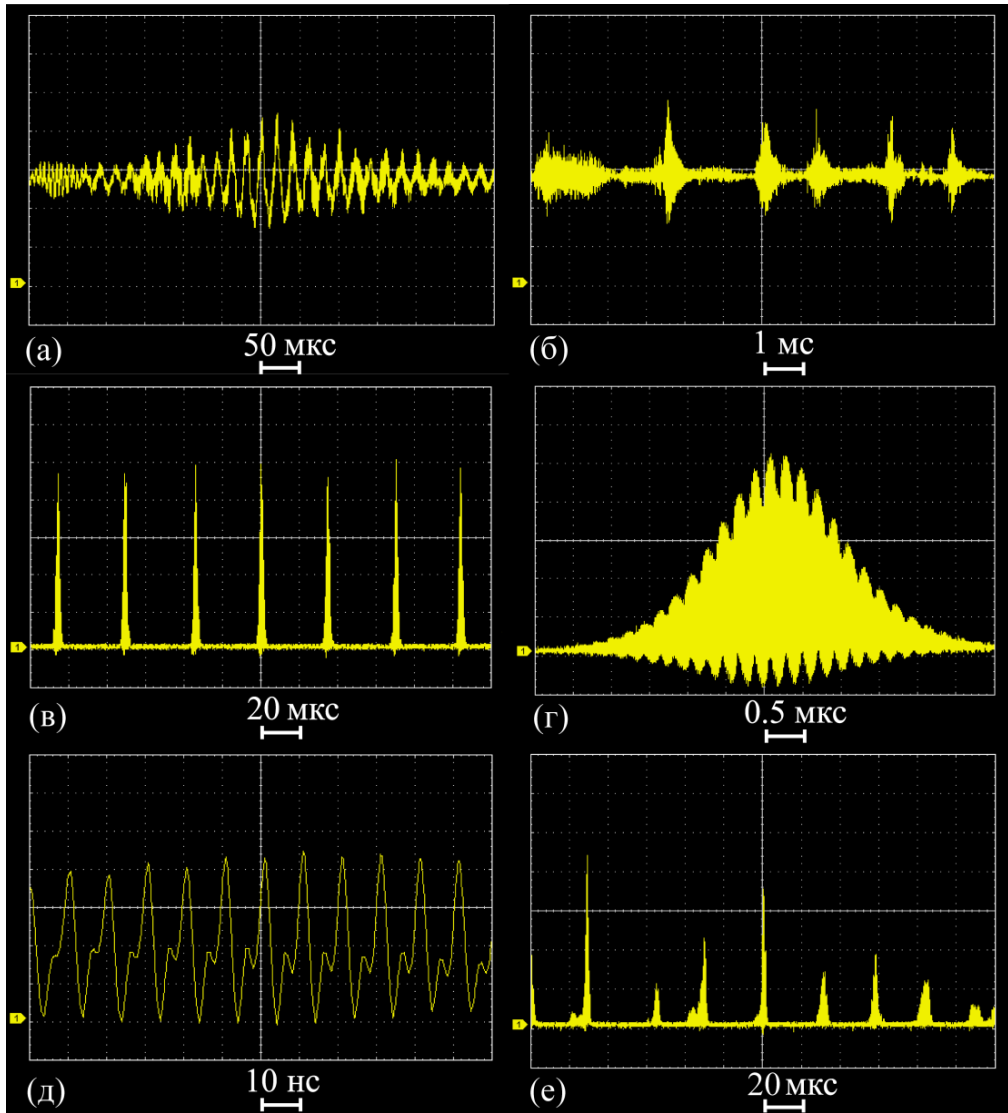


Рис. 4.14. Осциллограммы релаксационных колебаний. а, б – непрерывный режим; в, г, д – авто-QML режим при точной настройке длины резонатора; е – авто-QML режим при  $\Delta L = 0,5$  мм.

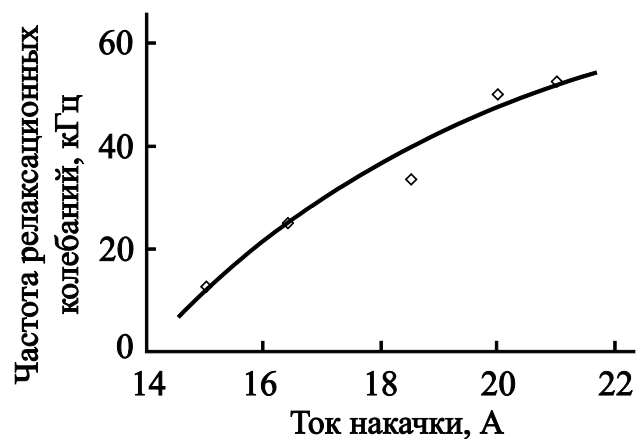
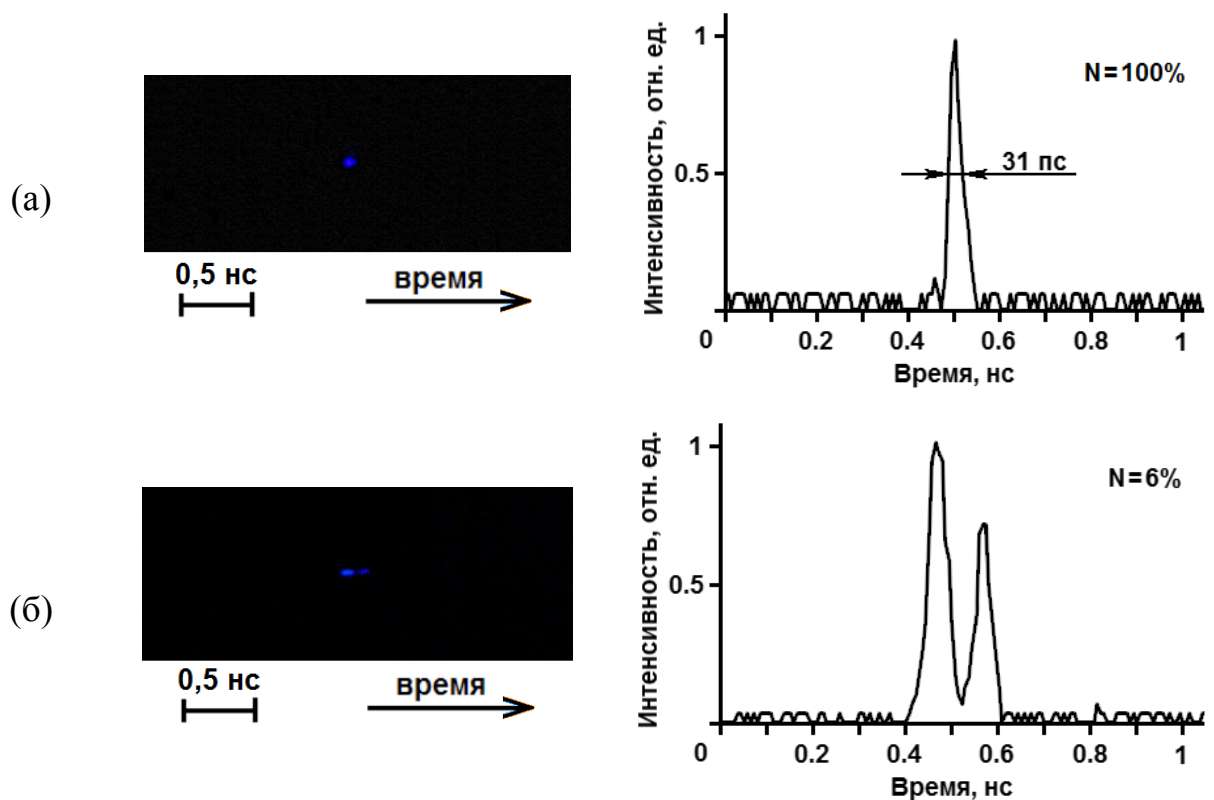


Рис. 4.15. Зависимость частоты релаксационных колебаний от тока накачки.

На рис. 4.16 представлены результаты измерения длительности импульсов с камерой АГАТ. При точной настройке длины резонатора на рабочую частоту АОМа (рис. 4.16 а) наблюдается моноимпульсная структура пикосекундных импульсов. При отстройке порядка  $\Delta L = 0,5$  мм наблюдалась хаотичность релаксационных колебаний (рис. 4.14 е), и наряду с доминирующими моноимпульсами появлялась немонаимпульсная структура (рис. 4.16 б, в). Эта структура связана с возбуждением поперечных мод, которые, как показали измерения со спектроанализатором, отстоят от  $TEM_{00}$  моды на 1 МГц. Измеренная длительность импульса генерации на 1064 нм составила  $45 \pm 10$  пс для моноимпульсов рис. 4.16 а.



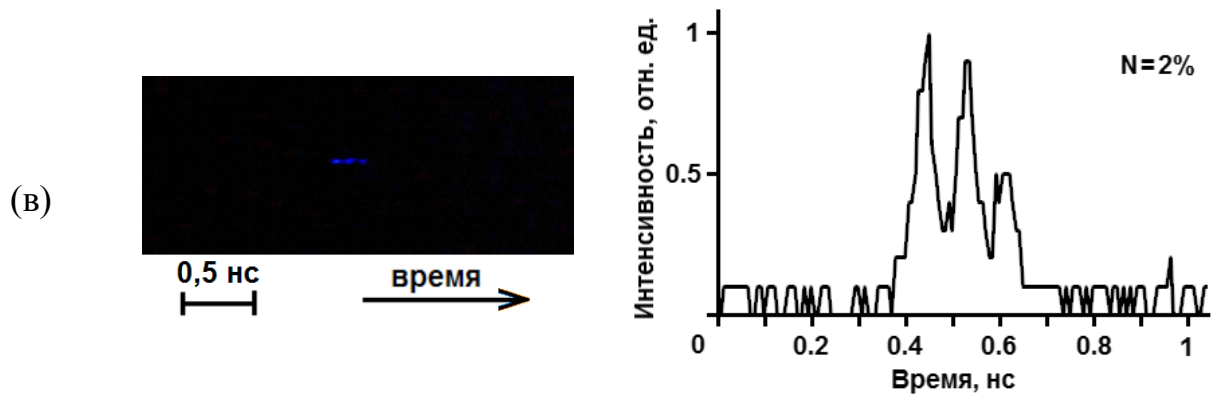


Рис. 4.16. Временные развертки и денситограммы импульсов на шкале 0,68 нс/см (предельное временное разрешение  $\approx 12$  пс). а – при  $\Delta L = 0$ ; б, в – при  $\Delta L = 0,5$  мм. N – число импульсов в % от общего количества.

Был проведен также эксперимент с подачей на АОМ рабочей частоты (49,52 МГц, джиттер  $\pm 3$  кГц) в непрерывном режиме в схеме с внутррезонаторной генерацией второй гармоники в нелинейном кристалле LBO (длина 15 мм, I тип). Конфигурация резонатора была полностью аналогична показанной на рис. 3.1. В случае точной настройки длины резонатора наблюдалась непрерывная синхронизация мод, т. е. режим авто-QML отсутствовал (рис. 4.16 а, б). Измеренная камерой АГАТ длительность импульса генерации на 532 нм составила  $\sim 1$  нс. Отсутствие режима авто-QML, по-видимому, объясняется демпфирующими свойствами нелинейного кристалла (при возрастании мощности повышается эффективность преобразования во вторую гармонику, что приводит к увеличению потерь в резонаторе). При отстройке длины резонатора от оптимальной в выходном сигнале наблюдались пульсации, режим генерации становился нестабильным (рис. 4.16 в).

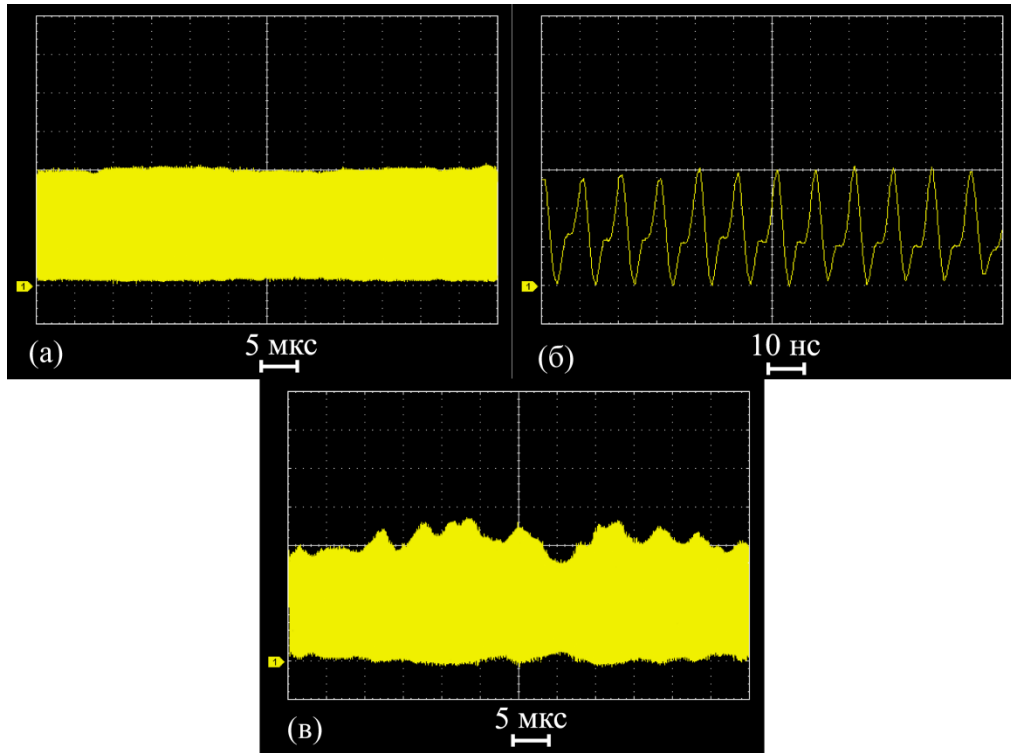


Рис. 4.16. Осциллограммы выходного излучения лазера на 532 нм. а, б – синхронизация мод при точной настройке длины резонатора; в – при  $\Delta L = 0.25$  мм.

#### 4.4.1 Обсуждение результатов

Релаксационные колебания в лазерах являются результатом обмена между энергией генерируемого поля в резонаторе и энергией, запасенной в возбужденных атомах [128]. Они наиболее характерны для лазеров с большими временами жизни возбужденного рабочего уровня  $\tau_{sp} \gg \tau_c$  (класс В) и характеризуются двумя основными константами [129]:

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{I}{I_0 \tau_{sp} \tau_c}}, \quad (4.1)$$

$$\tau_R = 2\tau_{sp} \frac{I_0}{I}, \quad (4.2)$$

где  $f_R$  и  $\tau_R$  – соответственно частота и время затухания релаксационных колебаний,  $I$  – интенсивность излучения,  $I_0$  – интенсивность насыщения.

В непрерывном режиме (рис. 4.14 а, б) частота  $f_R$  составляла  $\sim 50$  кГц. Несмотря на некоторую “хаотичность” пульсаций, на рис. 4.14 б можно видеть характерное  $\tau_R \sim 1.5$  мс. В авто-QML режиме и при точной настройке длины резонатора на рабочую частоту АОМа ( $c/2L = 2f$ ) пульсации приобретают форму регулярных коротких импульсов (рис. 4.14 в, г), следующих с частотой  $f_R$ , а внутри каждого такого импульса наблюдается цуг более коротких импульсов, следующих с межмодовой частотой  $c/2L = 99$  МГц (рис. 4.14 д). В нашем случае при изменении тока накачки ( $18.5 \div 21.5$  А) измеренная  $f_R$  менялась и в авто-QML режиме составляла  $26 \div 33$  кГц. По существу, это новый QML режим генерации, который “самопроизвольно” формируется на частоте релаксационных колебаний лазера. Поскольку режим Q-switch также хорошо описывается моделью затухающего осциллятора, по измеренной длительности импульса  $\sim 2$  мкс и соотношению (4.2) можно оценить  $I/I_0 \sim 250$ , что приблизительно на порядок меньше  $\tau_{sp}/\tau_c$ . На рис. 4.14 г видна дополнительная структура пиков отстоящих на  $\sim 200$  нс. При этом пики вверху и внизу осциллограммы сдвинуты по фазе на  $\pi$ , что свидетельствует о колебательном процессе с характерным временем близким к  $\tau_c \sim 100$  нс. Следует отметить, что в обычном QML режиме за счет возрастания  $I/I_0 \sim \tau_{sp}/\tau_c$ , длительность цуга импульсов  $\tau_R$  сокращается приблизительно до одного колебания  $\tau_c \sim 100$  нс.

Влияние периодической низкочастотной модуляции потерь (порядка частоты релаксационных колебаний) на упорядоченность релаксационных колебаний неоднократно наблюдалось ранее – см., напр. [130, 131]. Авторы [132-135] наблюдали режим QML при непрерывной синхронизации мод с помощью АОМа в твердотельных лазерах. Однако QML-режим генерации возникал только при отстройке частоты межмодовых биений продольных мод от частоты звуковой волны модулятора порядка 2-4 кГц, при этом в качестве недостатка такого режима генерации было указано увеличение длительности генерируемых импульсов (по сравнению с точной настройкой частоты).



## Глава 5

### **Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод**

С момента получения генерации на кристалле Ti<sup>3+</sup>:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [136] титан-сапфировый лазер являлся объектом обширных исследований и сегодня это самый распространенный перестраиваемый твердотельный лазер. Он обладает самым широким диапазоном перестройки (660÷1100 нм), что делает его удобным и универсальным источником лазерного излучения. Существует много областей применения такого лазера: лазерная фотохимия, нелинейное возбуждение атомов и молекул, фотокинетика быстропротекающих процессов, дистанционная диагностика атмосферы, фотобиология, спектроскопия, разделение изотопов, и др.

В данной главе производится расчет и подбор параметров резонатора титан-сапфирового лазера для получения фемтосекундных импульсов с помощью метода модуляции добротности резонатора и синхронизации мод, описанного в главе 2 и формированием керровской линзы в активном кристалле. Дается оценка дисперсионного расплывания импульсов и расчет компенсатора дисперсии групповой скорости. Здесь же описываются экспериментальные результаты по работе титан-сапфирового лазера с накачкой второй гармоникой излучения диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности резонатора.

Увеличение пиковой мощности, которое дает режим модуляции добротности пропорционально времени жизни верхнего лазерного уровня. Однако, несмотря на относительно малое время жизни в Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (3,2 мкс против 240 мкс в Nd:YAG) режим Q-switch позволяет получить выигрыш в пиковой мощности в 50-100 раз.

## 5.1 Титан-сапфировый лазер с накачкой второй гармоникой излучения диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности

В работе [137] исследовался предназначенный для целей двухфотонной спектроскопии кольцевой титан-сапфировый лазер со встречно направленными лучами и широкой областью перестройки. Перестройка длины волны генерации осуществлялась призмным селектором, поскольку фильтр Лио не обладает достаточной селективной способностью для использования его в импульсном лазере.

Оптическая схема лазера отображена на Рис 5.1. Резонатор лазера состоял из 4-х зеркал: 31, 32 – с радиусами кривизны 122 мм и 150 мм соответственно (зеркало 31 было менисковое с коэффициентом пропускания  $\sim 80\%$  на длине волны 532 нм), 33, 34 – плоские. 34 – имело пропускание 3% на длине волны 760 нм и служило выходным зеркалом, остальные зеркала были плотными с коэффициентом отражения  $r > 99\%$ . Призмный селектор (ПС) состоял из пяти 60-градусных призм из стекла ТФ5. Для дальнейшего сужения линии генерации использовался эталон Фабри-Перо (ФП) из плавленого кварца толщиной 0,7 мм и коэффициентом отражения граней  $r = 0.3$ . ИП – измерительный прибор, зависящий от вида измерений: измеритель мощности лазерного излучения, сканирующий интерферометр Фабри-Перо с изменяемой базой, либо монохроматор МДР-23. Накачка кристалла  $Ti^{3+}:Al_2O_3$  (длиной 10 мм, диаметром 5 мм, поглощение на 532 нм составляло  $\sim 1 \text{ см}^{-1}$ ) производилась на длине волны 532 нм от диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с внутррезонаторным удвоением частоты и модуляцией добротности [107]. Длительность импульсов накачки составляла  $\sim 70$  нс. Для фокусировки излучения накачки использовалась линза (Л) с  $f = 20$  см. Один из пучков  $Ti^{3+}:Al_2O_3$  лазера мог возвращаться в резонатор дополнительным зеркалом 35 ( $r > 99,5\%$ , плоское), что позволяло в случае необходимости получать и однонаправленный режим генерации [138] (режим двух бегущих навстречу волн осуществлялся без зеркала 35). При измерении

зависимости мощности излучения титан-сапфирового лазера от мощности накачки использовался измеритель мощности LM-2 фирмы Carl Zeiss. Для измерения ширины линии генерации лазера использовался сканирующий интерферометр Фабри-Перо с изменяемой базой. Селекция частоты титан-сапфирового лазера осуществлялась при помощи установленного под углом Брюстера призмного селектора и эталона Фабри-Перо.

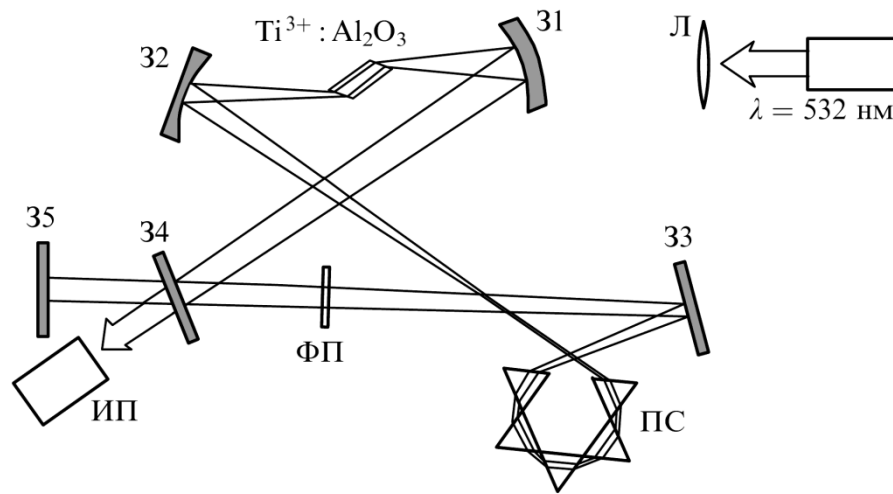


Рис. 5.1. Оптическая схема лазера. 31 - 35 – зеркала резонатора, Л – линза, ПС – призмный селектор, ФП – эталон Фабри-Перо, ИП – измерительный прибор.

В результате проведения измерений были получены следующие результаты. Ширина полосы генерации титан-сапфирового лазера с призмным селектором, подобным [139], составила 110 ГГц, а после помещения в резонатор “тонкого” (толщиной 0,7 мм) эталона Фабри-Перо полоса генерации сузилась до 12 ГГц. Область перестройки определялась спектральным диапазоном зеркал и внутренними потерями и составляла 750 – 780 нм. Мощность излучения титан-сапфирового лазера монотонно падала при увеличении частоты следования импульсов накачки (см. рис. 5.2). Это можно объяснить тем, что при возрастании частоты уменьшается (приблизительно обратно пропорционально частоте) энергия импульсов накачки, и следовательно, падает уровень превышения порога генерации. Кроме того, возникают линзовые эффекты из-за нагрева  $\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$  кристалла. При частоте следования импульсов накачки менее 7 кГц начинала

разрушаться входная поверхность активного кристалла. Порог разрушения составил  $\sim 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> (при длине волны 532 нм, длительности импульса излучения накачки 70 нс и диаметре излучения накачки на поверхности кристалла 50 мкм).

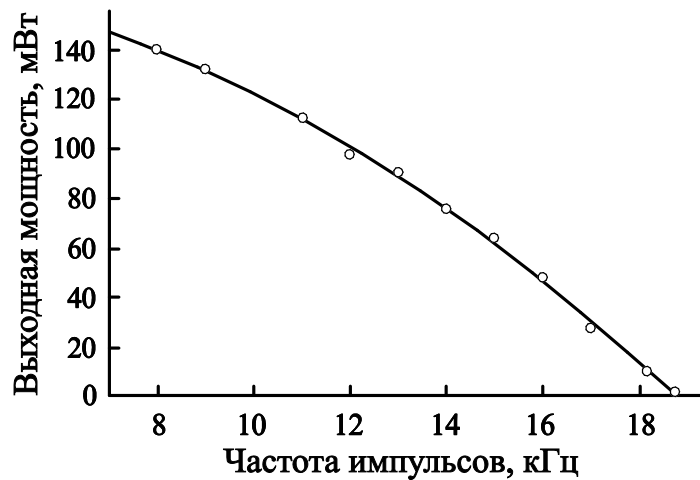


Рисунок 5.2. Зависимость выходной мощности от частоты следования импульсов.

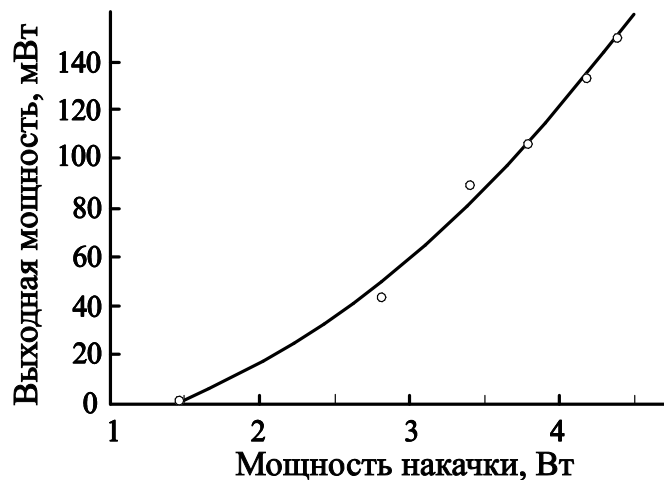


Рисунок 5.3. Зависимость выходной мощности от мощности накачки.

Зависимость мощности излучения  $Ti^{3+}:Al_2O_3$  лазера от мощности накачки изображена на Рис. 5.3. Она получена при частоте следования импульсов 10 кГц. Порог генерации лазера составил 1,5 Вт по мощности накачки. Довольно высокий порог генерации связан с низким качеством активного элемента ( $FOM = 30 \div 50$ ), высоким уровнем внутрирезонаторных потерь, прошедшими сквозь активный кристалл потерями излучения накачки и потерями на отражение от зеркала 31

(общие потери излучения накачки около 50%). Длительность импульсов генерации  $Ti^{3+}:Al_2O_3$  лазера, измеренная фотодиодом ЛФД-2 и осциллографом Tektronix с полосой пропускания 200 МГц, составила 50 нс. При этом мощность накачки составляла 4 Вт, частота следования импульсов 10 кГц и длительность импульсов 70 нс.

## **5.2 Расчет резонатора титан-сапфирового лазера с модуляцией добротности и синхронизацией мод**

Резонатор рассчитывался матричным методом в тангенциальной и сагиттальной плоскостях. При расчете учитывались керровская и тепловая линзы, возникающие в активном элементе. Схема резонатора показана на рис. 5.4. Варьируемыми параметрами при расчетах были выбраны расстояние между зеркалами 32 и 33, и радиус кривизны зеркала 32 на рисунках они обозначены соответственно  $L_{23}$  и  $R_2$ . В результате расчета необходимо было выбрать такие параметры резонатора, чтобы обеспечить сокращение длительности импульса благодаря действию керровской линзы, а также чтобы резонатор оставался устойчивым в широком диапазоне значений фокусного расстояния тепловой линзы ( $f_{\text{тепл}}$ ). Предполагается использовать активный кристалл в виде стержня диаметром  $\approx 5$  мм и длиной 15 мм с торцами срезанными под углом Брюстера. Он будет располагаться на охлаждаемом жидким азотом медном держателе в вакуумном сосуде. Будет использован АОМ с несущей частотой  $f = 50$  МГц, аналогичный описанному в главе 4. Исходя из значения  $f$ , длина резонатора составит 1,5 м.

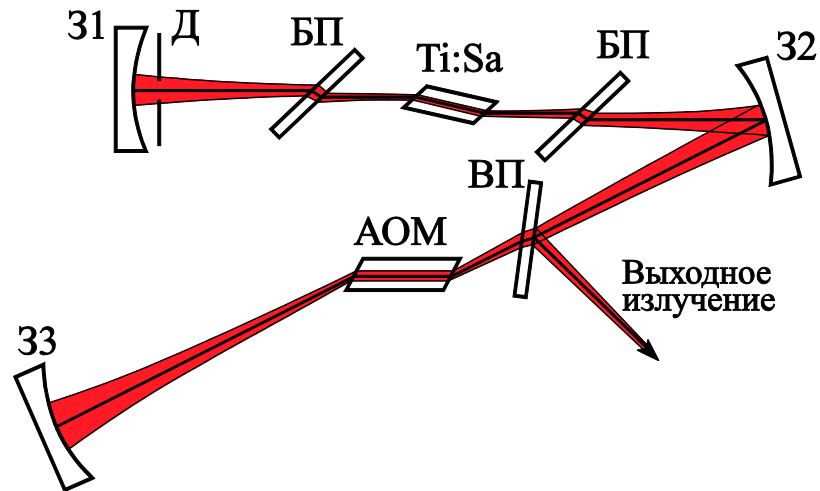


Рис. 5.4. Схема резонатора. 31-33 – зеркала резонатора, Ti:Sa – активный элемент, АОМ - акустооптический модулятор, БП – брюстеровские пластинки, ВП – пластинка для вывода излучения из резонатора, Д – диафрагма.

На рис. 5.5 и 5.6 показаны области устойчивости резонатора по параметрам  $L_{23}$ ,  $R_2$  и  $f_{\text{тепл}}$ . На рис. 5.7 показана область отрицательных значений параметра  $\delta$ . Свое максимальное значение  $\delta$  принимает на границе этих областей.

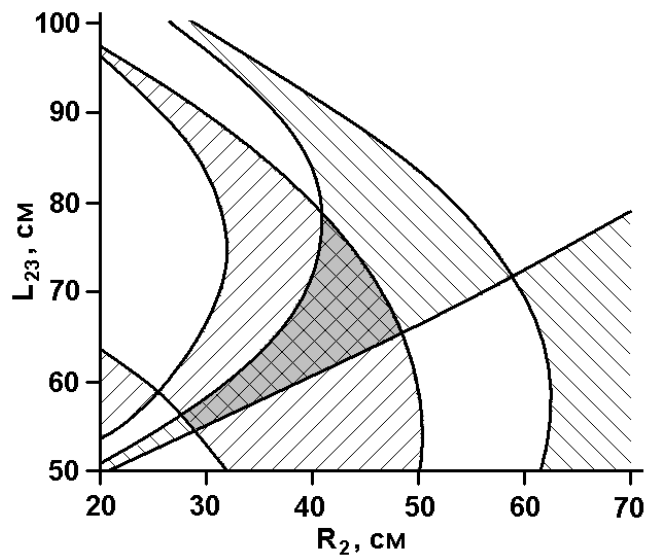


Рис. 5.5. Области устойчивости резонатора в тангенциальной и сагиттальной плоскостях (показаны разной штриховкой, их пересечение показано серым).

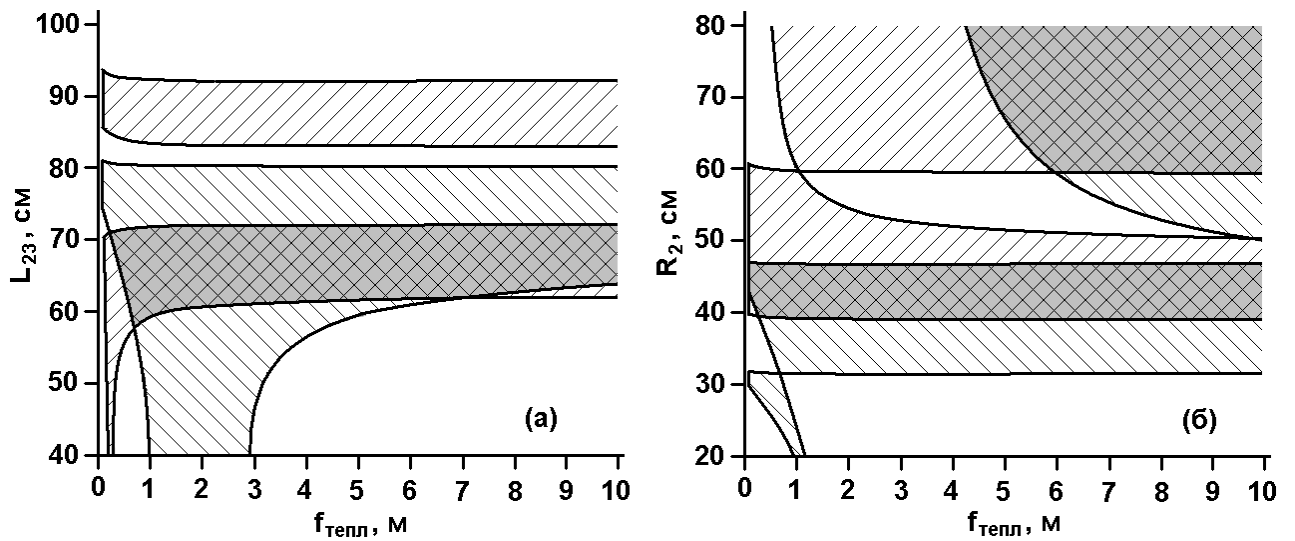


Рис. 5.6. Области устойчивости резонатора в тангенциальной и сагиттальной плоскостях (показаны разной штриховкой, их пересечение показано серым).

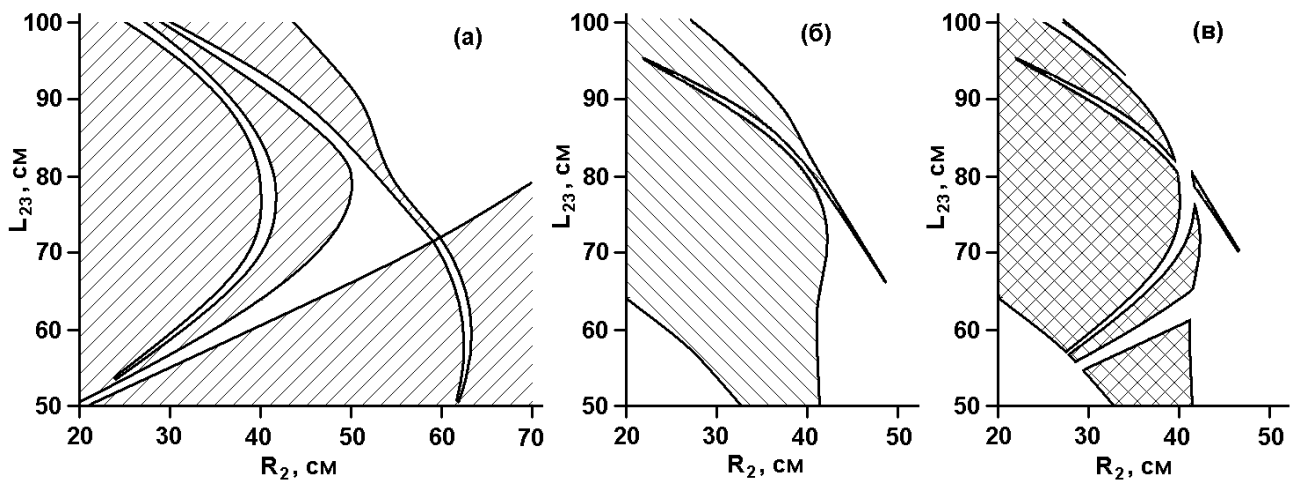


Рис. 5.7. Область отрицательных значений параметра  $\delta$  (показана штриховкой): (а) – в тангенциальной плоскости, (б) – в сагиттальной плоскости, (в) – пересечение областей (а) и (б).

На рис. 5.8 показано пересечение области устойчивости и области отрицательных значений параметра  $\delta$ .

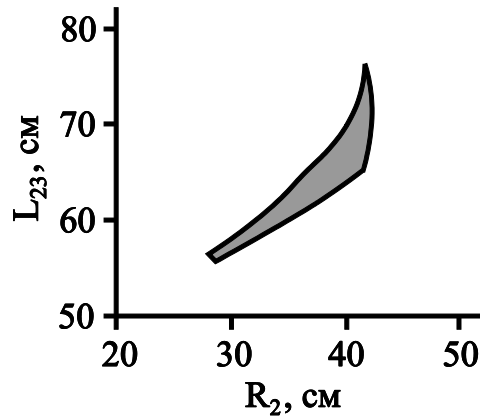


Рис. 5.8. Область рабочих значений  $L_{23}$  и  $R_2$ .

В результате были выбраны следующие параметры. Радиусы кривизны всех трех зеркал резонатора = 400 мм,  $L_{23} \approx 700$  мм. Активный кристалл будет располагаться в перетяжке между зеркалами 31 и 32. Диаметр перетяжки в активном элементе согласно расчету составит  $\approx 320 \times 340$  мкм (в сагиттальной и тангенциальной плоскостях соответственно).

### 5.3 Оценка энергетических характеристик

При оценке энергетических характеристик лазера воспользуемся данными работы [140] в которой непрерывная накачка титан-сапфирового лазера осуществлялась мощным аргоновым лазером и была получена мощность выходного излучения около 40 Вт при 160 Вт накачки. Пороговая мощность накачки составляла  $\approx 10$  Вт. Для мощности накачки  $< 90$  Вт дифференциальный КПД составлял 37%. Данные результаты были получены при значении пропускания выходного зеркала Ti:Sa лазера  $T = 11\%$  (без оптимизации по  $T$ ).

Для расчета пиковой мощности импульсов при синхронизации мод нам потребуются значения длительности импульса синхронизации мод, которую найдем при помощи (2.5), и его энергии. При расчете длительности импульса возьмем  $g_0 \approx 0,11$ ;  $f = 50$  МГц; аналогично пункту 2.4 –  $\delta = 0,22$ ; ширина спектра 160 ТГц. В итоге получим длительность импульса  $\tau_0 \approx 4$  пс. Энергия импульса



равна  $E = E_Q 2L / c \tau_Q$ , где  $\tau_Q$  и  $E_Q$  – длительность и энергия Q-switch импульса. Длительность Q-switch импульса определяется выражением [114]:

$$\tau_Q = \tau_c \frac{\frac{N_i}{N_p} \cdot \left(1 - \frac{N_f}{N_i}\right)}{\frac{N_i}{N_p} - \ln \frac{N_i}{N_p} - 1}. \quad (5.1)$$

Величины в выражении (5.1) были пояснены в пункте 2.4. С учетом потерь  $\gamma = \gamma_1/2 = 0,11$ , где  $\gamma_1$  – потери обусловленные пропусканием выходного зеркала (в нашем случае эту роль выполняет пластинка ВП, как показано на рис. 5.1), время жизни фотона в резонаторе составит  $\tau_c = 45$  нс. Возьмем мощность накачки равную 160 Вт, тогда остальные величины в (5.1) можно найти решив систему уравнений (2.4). В итоге получим  $\tau_Q \approx 70$  нс.

В [140] выходная мощность составляла  $P_{\text{out}} \approx 40$  Вт. Частоту повторения Q-switch импульсов  $f_Q$  можно выбрать исходя из времени жизни верхнего лазерного уровня (при криогенном охлаждении оно составляет  $\approx 3,8$  мкс)  $f_Q \sim 1/3,8$  мкс  $\sim 250$  кГц. Здесь следует обратить внимание на экспериментальные результаты для Nd:YAG-лазера (раздел 2.3.1). Исходя из времени жизни верхнего лазерного уровня частота Q-switch должна быть  $1/230$  мкс  $\approx 4,3$  кГц, однако экспериментальные данные показывают, что оптимальная частота примерно в 2 раза ниже (рис 2.10). Для Ti:Sa лазера выберем частоту повторения Q-switch  $f_Q = 100$  кГц. Тогда  $E_Q = P_{\text{out}}/f_Q = 400$  мкДж, а энергия импульса синхронизации мод  $E = E_Q/7 \approx 60$  мкДж. Если воспользоваться рассчитанной длительностью импульса ( $\tau_0 \approx 4$  пс), то пиковая мощность импульса синхронизации мод в максимуме огибающей составит  $\approx 30$  МВт. Однако в экспериментах с Nd:YAG-лазером описанных в главах 2-4 было получено сокращение длительности импульсов относительно расчетной приблизительно в 2,5 раза. Если подобное соотношение сохранится и для титан-сапфирового лазера, то могут быть получены импульсы  $\sim 1,6$  пс, а пиковая мощность импульсов в максимуме огибающей составит  $\sim 75$  МВт. За счет действия керровской линзы можно

получить значительное сокращение длительности импульсов. Если длительность импульсов составит  $\sim 100$  фс, то пиковая мощность в максимуме огибающей будет достигать  $\sim 1,2$  ГВт.

#### 5.4 Дисперсионное расплывание импульсов и расчет компенсатора дисперсии

При прохождении через прозрачные элементы резонатора длительность импульса излучения увеличивается за счет дисперсии. На рис. 5.9 приведен расчетный график зависимости импульса на выходе  $\tau_{\text{вых}}$  из резонатора от его начальной длительности  $\tau_{\text{нач}}$ , для дисперсии резонатора равной  $D_{\text{рез}} = 6000 \text{ фс}^2$ . Из графика видно, что при данном значении дисперсии и при отсутствии элементов компенсирующих дисперсию в резонаторе, минимальная возможная длительность импульсов выходного излучения составит  $\approx 150$  фс.

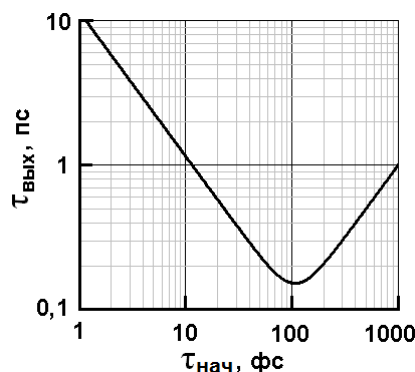


Рис. 5.9. Дисперсионное расплывание импульса за полный обход резонатора.

Расчет дисперсии компрессора, образованного из двух дифракционных решеток, рабочие поверхности которых строго параллельны и обращены друг к другу, дается в [141]. Исходя из него, можно определить расстояние между решетками  $l$ , необходимое для компенсации дисперсии резонатора.

$$l = \frac{2\pi}{\lambda^3} \cdot D_{\text{рез}} d^2 c^2 \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{d} - \sin \gamma \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (5.2)$$

где  $d$  – период решетки,  $\gamma$  – угол падения луча на первую решетку компрессора. Если подставить в формулу (5.2) значения:  $D_{\text{рез}} = 6000 \text{ фс}^2$ ,  $\lambda = 800 \text{ нм}$ ,  $d^{-1} = 1200 \text{ мм}^{-1}$ ,  $\gamma = 45^\circ$ , то получим расстояние между решетками  $\approx 4,2 \text{ мм}$ . Однако такое расстояние слишком мало, чтобы его можно было эффективно реализовать в эксперименте. Поэтому был рассчитан призмный компенсатор дисперсии, состоящий из двух призм. Расчет производился согласно [142] для нескольких материалов. Результаты расчета приведены на рис. 5.10.

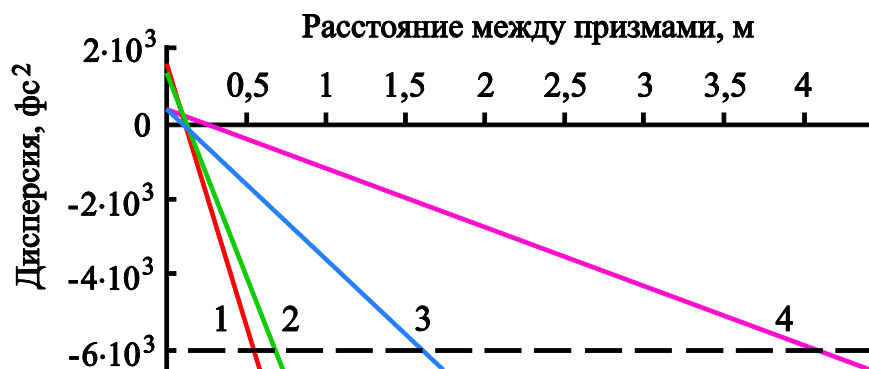


Рис. 5.10. Дисперсия призмного компенсатора дисперсии для разного материала призм (1 – ТФ10, 2 – ТФ5, 3 – сапфир, 4 – плавленый кварц). Горизонтальной штриховой линией показана дисперсия резонатора.

В результате, в качестве материала призм было выбрано стекло ТФ10 поскольку из доступных материалов оно обладает наибольшей дисперсией. Для компенсации дисперсии резонатора расстояние между призмами из стекла ТФ10 должно быть равно 56 см.

Полученные в этой главе результаты расчетов в дальнейшем планируется использовать при создании мощного криогенно-охлаждаемого титан-сапфирового лазера с использованием исследованного в диссертации метода СЗАОМ, формированием керровской линзы в резонаторе и компенсацией дисперсии с помощью пары призм вне резонатора.

## Заключение

В работе получены следующие результаты:

1. Изучены выходные характеристики излучения диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера с одновременной реализацией модуляции добротности резонатора и синхронизации мод с помощью метода СЗАОМ. Длительность импульсов, измеренная оптическим автокоррелятором, составила 40 пс. При средней мощности лазера 2 Вт и частоте Q-switch 2 кГц пиковая мощность отдельного импульса составила  $\sim 2$  МВт.
2. Длительность импульсов генерации сокращалась при формировании керровской линзы в резонаторе. При использовании в качестве керровской среды нелинейного кристалла LBO, который одновременно являлся генератором второй гармоники, измеренная длительность импульса (на длине волны  $\lambda = 1064$  нм) составила 3,25 пс, а ширина спектра 200 ГГц. Таким образом, полученная длительность импульса близка к предельной, определяемой шириной спектра. При этом частота повторения импульсов модуляции добротности составляла 2 кГц, средняя мощность излучения на второй гармонике 1,5 Вт. Пиковая мощность отдельного импульса вблизи максимума огибающей достигала  $\sim 50$  МВт.
3. Прямые измерения с помощью стрик-камеры длительности импульса диодно-накачиваемого Nd:YAG-лазера, в котором модуляция добротности резонатора и синхронизация мод осуществлены методом СЗАОМ, показали немонотонность пикосекундных импульсов. Число таких импульсов увеличивается с отстройкой частоты межмодовых биений продольных мод от удвоенной частоты бегущей звуковой волны модулятора, а при точной настройке длины резонатора зависит от джиттера рабочей частоты модулятора. При джиттере рабочей частоты  $\pm 300$  Гц и точной настройке резонатора количество моноимпульсов достигало 95%. Измеренная длительность импульсов генерации на 1064 нм составила  $45 \pm 10$  пс.

4. С использованием метода СЗАОМ и с подачей на модулятор непрерывного питающего сигнала ультразвуковой частоты обнаружен новый режим – авто-QML, при котором частота следования цуга импульсов задается частотой релаксационных колебаний лазерного поля. В случае точной настройки резонатора в таком режиме цуги ( $\sim 2$  мкс) импульсов были стабильны и их интенсивность отличалась не более  $\pm 5\%$ , а внутри цуга содержались только пикосекундные моноимпульсы. Стабильность этого режима зависит от точности настройки длины резонатора. Стабильные цуги импульсов наблюдались в пределах отстройки длины резонатора  $\pm 80$  мкм. Длительность импульсов измеренная стрик-камерой составляла  $45 \pm 10$  пс.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю Донину Валерию Ильичу, за постановку задачи исследований, неоценимую помощь в проведении экспериментов, обсуждении результатов, оформлении статей и за поддержку на протяжении всей работы. Большой вклад в подготовку и проведение экспериментов внес Яковин Дмитрий Васильевич. Хочется поблагодарить Микерина Сергея Львовича и Кучьянова Александра Сергеевича за полезные обсуждения и техническую помощь в работе.

## Основные сокращения и обозначения

Q-switch – модуляции добротности резонатора лазера

QML – режим генерации лазера с одновременной модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод

AOM – акустооптический модулятор

СЗАОМ – комбинация сферического зеркала резонатора и акустооптического модулятора

УКИ – ультракороткие импульсы

CPM – colliding pulse mode locking

APM – additive-pulse mode locking

SESAM – semiconductor saturable absorber mirror

$\tau_c$  – время жизни фотона в резонаторе

$\tau_{sp}$  – время жизни верхнего рабочего уровня

## Список цитируемой литературы

1. Kuizenga D. J. Short-pulse oscillator development for the Nd: glass laser-fusion systems // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – V. 17. – №. 9. – P. 1694-1708.
2. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов // Москва: Мир. – 1986. – 368 С.
3. He G. S. et al. Multiple mode-locking of the Q-switched Nd: YAG laser with a coupled resonant cavity // Optics communications. – 1993. – V. 96. – №. 4. – P. 321-329.
4. Chen Y. F. et al. Simultaneous mode locking in a diode-pumped passively Q-switched Nd: YVO<sub>4</sub> laser with a GaAs saturable absorber // Applied optics. – 2001. – V. 40. – №. 33. – P. 6038-6041.
5. Agnesi A. et al. Diode pumped Nd: YVO<sub>4</sub> laser at 1.34 μm Q-switched and mode locked by a V<sup>3+</sup>: YAG saturable absorber // Optics Communications. – 2001. – V. 194. – №. 4. – P. 429-433.
6. Pan S. et al. Diode-pumped passively Q-switched mode-locked Nd: YLF laser with uncoated GaAs saturable absorber // Optics communications. – 2007. – V. 272. – №. 1. – P. 178-181.
7. Auston D. H. et al. Ultrashort light pulses: Picosecond techniques and applications // Ed. S. L. Shapiro. Springer Science & Business Media, 2013. – V. 18. – 392 P.
8. Horn A. Ultra-fast material metrology // John Wiley & Sons, 2009. – 218 P.
9. Wu Q. et al. Femtosecond laser-induced periodic surface structure on diamond film // Applied Physics Letters. – 2003. – V. 82. – №. 11. – P. 1703-1705.
10. Bhardwaj V. R. et al. Optically produced arrays of planar nanostructures inside fused silica // Physical review letters. – 2006. – V. 96. – №. 5. – P. 057404.
11. Bonse J. et al. Femtosecond laser-induced periodic surface structures // Journal of Laser Applications. – 2012. – V. 24. – №. 4. – P. 042006.

12. Sugioka K., Cheng Y. Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing // *Light: Science & Applications*. – 2014. – V. 3. – №. 4. – P. e149.
13. Vogel A. et al. Intraocular photodisruption with picosecond and nanosecond laser pulses: tissue effects in cornea, lens, and retina // *Investigative ophthalmology & visual science*. – 1994. – V. 35. – №. 7. – P. 3032-3044.
14. Grewal D. S. et al. Femtosecond laser–assisted cataract surgery—current status and future directions // *Survey of ophthalmology*. – 2016. – V. 61. – №. 2. – P. 103-131.
15. Gürs K., Müller R. Breitband-modulation durch steuerung der emission eines optischen masers (Auskoppelmodulation) // *Physics Letters*. – 1963. – V. 5. – №. 3. – P. 179-181.
16. Gürs K. Beats and modulation in optical ruby lasers // *Quantum Electronics III*, P. Grivet and N. Bloembergen, Eds. New York, Columbia University Press. – 1964. – P. 1113-1119.
17. Stutz H., Tang C. L. Zeeman effect and nonlinear interactions between oscillating laser modes // *Quantum Electronics III*, P. Grivet and N. Bloembergen, Eds. New York, Columbia University Press. – 1964. – P. 469-498.
18. DiDomenico Jr. M. Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers // *Journal of Applied Physics*. – 1964. – V. 35. – №. 10. – P. 2870-2876.
19. Hargrove L. E. et al. Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation // *Applied Physics Letters*. – 1964. – V. 5. – №. 1. – P. 4-6.
20. Yariv A. Internal modulation in multimode laser oscillators // *Journal of Applied Physics*. – 1965. – V. 36. – №. 2. – P. 388-391.
21. Mocker H. W., Collins R. J. Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser // *Applied Physics Letters*. – 1965. – V. 7. – №. 10. – P. 270-273.



22. DiDomenico Jr. M. et al. Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAlG: Nd laser // *Applied Physics Letters*. – 1966. – V. 8. – №. 7. – P. 180-183.
23. Shank C. V., Ippen E. P. Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser // *Applied Physics Letters*. – 1974. – V. 24. – №. 8. – P. 373-375.
24. Diels J. C., Van Stryland E., Benedict G. Generation and measurement of 200 femtosecond optical pulses // *Optics Communications*. – 1978. – V. 25. – №. 1. – P. 93-96.
25. Knox W. H. et al. Optical pulse compression to 8 fs at a 5-kHz repetition rate // *Applied Physics Letters*. – 1985. – V. 46. – P. 1120.
26. Fork R. L. et al. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation // *Optics letters*. – 1987. – V. 12. – №. 7. – P. 483-485.
27. Strickland D., Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses // *Optics communications*. – 1985. – V. 56. – №. 3. – P. 219-221.
28. Spence D. E., Kean P. N., Sibbett W. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser // *Optics letters*. – 1991. – V. 16. – №. 1. – P. 42-44.
29. Brabec T. et al. Kerr lens mode locking // *Optics letters*. – 1992. – V. 17. – №. 18. – P. 1292-1294.
30. Sartania S. et al. Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate // *Optics letters*. – 1997. – V. 22. – №. 20. – P. 1562-1564.
31. Morgner U. et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser // *Optics letters*. – 1999. – V. 24. – №. 6. – P. 411-413.
32. Perry M. D., Mourou G. Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers // *Science*. – 1994. – V. 264. – №. 5161. – P. 917-924.
33. Musgrave I. O. et al. Minimization of the impact of a broad bandwidth high-gain nonlinear preamplifier to the amplified spontaneous emission pedestal of

- the Vulcan petawatt laser facility // *Applied optics*. – 2007. – V. 46. – №. 28. – P. 6978-6983.
34. Gaul E. W. et al. Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd: glass amplifier // *Applied optics*. – 2010. – V. 49. – №. 9. – P. 1676-1681.
  35. Chu Y. et al. High-energy large-aperture Ti: sapphire amplifier for 5 PW laser pulses // *Optics letters*. – 2015. – V. 40. – №. 21. – P. 5011-5014.
  36. Bahk S. W. et al. Characterization of focal field formed by a large numerical aperture paraboloidal mirror and generation of ultra-high intensity ( $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>) // *Applied Physics B*. – 2005. – V. 80. – №. 7. – P. 823-832.
  37. Sansone G. et al. Isolated single-cycle attosecond pulses // *Science*. – 2006. – V. 314. – №. 5798. – P. 443-446.
  38. Ferrari F. et al. High-energy isolated attosecond pulses generated by above-saturation few-cycle fields // *Nature Photonics*. – 2010. – V. 4. – №. 12. – P. 875-879.
  39. Maleki A. et al. 57 mJ with 10 ns passively Q-switched diode pumped Nd: YAG laser using Cr<sup>4+</sup>: YAG crystal // *Optical and Quantum Electronics*. – 2016. – T. 48. – №. 1. – C. 1-12.
  40. Zhou S. et al. Monolithic self-Q-switched Cr, Nd: YAG laser // *Optics letters*. – 1993. – V. 18. – №. 7. – P. 511-512.
  41. Li S. et al. Self-Q-switched diode-end-pumped Cr, Nd: YAG laser with polarized output // *Optics letters*. – 1993. – V. 18. – №. 3. – P. 203-204.
  42. Mehner E. et al. Sub-20-ps pulses from a passively Q-switched microchip laser at 1 MHz repetition rate // *Optics letters*. – 2014. – V. 39. – №. 10. – P. 2940-2943.
  43. Hohmuth R., Burdack P., Limpert J. A New Concept in Picosecond Lasers // *Laser Technik Journal*. – 2016. – V. 13. – №. 1. – P. 33-37.

44. Lehneis R. et al. All-fiber pulse shortening of passively Q-switched microchip laser pulses down to sub-200 fs // *Optics letters*. – 2014. – V. 39. – №. 20. – P. 5806-5809.
45. Аполонский А. А. и др. Синхронизация мод ионного лазера на кратных частотах // *Квантовая электроника*. – 1986. – Т. 13. – №. 1. – С. 123-127.
46. Ippen E. P. Principles of passive mode locking // *Applied Physics B*. – 1994. – V. 58. – №. 3. – P. 159-170.
47. Fork R. L. et al. Femtosecond optical pulses // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1983. – V. 19. – №. 4. – P. 500-506.
48. Fork R. L., Greene B. I., Shank C. V. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking // *Applied Physics Letters*. – 1981. – V. 38. – №. 9. – P. 671-672.
49. Naganuma K., Mogi K. 50-fs pulse generation directly from a colliding-pulse mode-locked Ti: sapphire laser using an antiresonant ring mirror // *Optics letters*. – 1991. – V. 16. – №. 10. – P. 738-740.
50. Keller U., Chiu T. H., Ferguson J. F. Self-starting and self-Q-switching dynamics of passively mode-locked Nd: YLF and Nd: YAG lasers // *Optics letters*. – 1993. – V. 18. – №. 3. – P. 217-219.
51. Kärtner F. X., Jung I. D., Keller U. Soliton mode-locking with saturable absorbers // *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*. – 1996. – V. 2. – №. 3. – P. 540-556.
52. Der Au J. A. et al. 60-fs pulses from a diode-pumped Nd: glass laser // *Optics letters*. – 1997. – V. 22. – №. 5. – P. 307-309.
53. Saraceno C. J. et al. 275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment // *Optics express*. – 2012. – V. 20. – №. 21. – P. 23535-23541.
54. Saraceno C. J. et al. Ultrafast thin-disk laser with 80  $\mu$ J pulse energy and 242 W of average power // *Optics letters*. – 2014. – V. 39. – №. 1. – P. 9-12.

55. Stankov K. A., Jethwa J. A new mode-locking technique using a nonlinear mirror // *Optics communications*. – 1988. – V. 66. – №. 1. – P. 41-46.
56. Stankov K. A. A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient // *Applied Physics B*. – 1988. – V. 45. – №. 3. – P. 191-195.
57. Stankov K. Mode locking by a frequency-doubling crystal: generation of transform-limited ultrashort light pulses // *Optics letters*. – 1989. – V. 14. – №. 7. – P. 359-361.
58. Cerullo G. et al. A diode-pumped nonlinear mirror mode-locked Nd: YAG laser // *Applied physics letters*. – 1994. – V. 65. – №. 19. – P. 2392-2394.
59. Thomas G. M., Chard S. P., Damzen M. J. High power modelocking of a stigmatic bounce geometry laser using a nonlinear mirror // *Applied Physics B*. – 2010. – V. 101. – №. 3. – P. 553-557.
60. Cerullo G. et al. Self-starting mode locking of a cw Nd: YAG laser using cascaded second-order nonlinearities // *Optics letters*. – 1995. – V. 20. – №. 7. – P. 746-748.
61. Zavelani-Rossi M., Cerullo G., Magni V. Mode locking by cascading of second-order nonlinearities // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1998. – V. 34. – №. 1. – P. 61-70.
62. Schäfer C. et al. Parametric Kerr lens mode-locked, 888 nm pumped Nd: YVO<sub>4</sub> laser // *Optics letters*. – 2011. – V. 36. – №. 14. – P. 2674-2676.
63. Larotonda M. A., Hnilo A. A., Diodati F. P. Diode-pumped self-starting Kerr-lens mode locking Nd: YAG laser // *Optics communications*. – 2000. – V. 183. – №. 5. – P. 485-491.
64. Morgner U. et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser // *Optics letters*. – 1999. – V. 24. – №. 6. – P. 411-413.
65. Goodberlet J. et al. Femtosecond passively mode-locked Ti: Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser with a nonlinear external cavity // *Optics letters*. – 1989. – V. 14. – №. 20. – P. 1125-1127.

66. Goodberlet J. et al. Self-starting additive-pulse mode-locked diode-pumped Nd: YAG laser // Optics letters. – 1990. – V. 15. – №. 9. – P. 504-506.
67. Liu L. Y. et al. Self-starting additive-pulse mode locking of a Nd: YAG laser // Optics letters. – 1990. – V. 15. – №. 10. – P. 553-555.
68. Hofer M. et al. Characterization of ultrashort pulse formation in passively mode-locked fiber lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1992. – V. 28. – №. 3. – P. 720-728.
69. Kuizenga D. J., Siegman A. E. FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I: Theory // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1970. – V. 6. – №. 11. – P. 694-708.
70. Maker G. T., Ferguson A. I. Frequency-modulation mode locking of a diode-pumped Nd: YAG laser // Optics letters. – 1989. – V. 14. – №. 15. – P. 788-790.
71. Krausz F. et al. Mode locking of a continuous wave Nd: glass laser pumped by a multistriple diode laser // Applied physics letters. – 1989. – V. 55. – №. 23. – P. 2386-2388.
72. Adams C. S., Maker G. T., Ferguson A. I. FM operation of Nd: YAG lasers with standing wave and ring cavity configurations // Optics Communications. – 1990. – V. 76. – №. 2. – P. 127-130.
73. Корниенко Л. С. и др. Твердотельный кольцевой лазер с обратной дифракционной акустооптической связью мод // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8. – №. 12. – С. 2552-2556.
74. Кравцов Н. В. и др. Синхронизация мод лазера с помощью модулятора на бегущей акустической волне // Письма в ЖТФ. – 1983. – Т. 9. – №. 7. – С. 440-443.
75. Bourdet G. L. et al. Active mode locking of a high pressure CW waveguide CO<sub>2</sub> laser // Applied Physics B. – 1987. – V. 44. – №. 2. – P. 107-110.

76. Надточеев В. Е., Наний О. Е. Использование бегущих акустических волн для синхронизации мод в лазерах // Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16. – №. 11. – С. 2231-2234.
77. Веселовская Т. В., Ключан Е. Л., Ларионцев Е. Г. Анализ синхронизации мод в лазере с модулятором на бегущей акустической волне // Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17. – №. 12. – С. 1568-1571.
78. Ларионцев Е. Г. Теория синхронизации мод лазера с помощью внешней активной модуляции // Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21. – №. 3. – С. 209-212.
79. Curley P. F., Ferguson A. I. Actively mode-locked Ti: sapphire laser producing transform-limited pulses of 150-fs duration // Optics letters. – 1991. – V. 16. – №. 13. – P. 1016-1018.
80. Scott R. P., Bennett C. V., Kolner B. H. AM and high-harmonic FM laser mode locking // Applied optics. – 1997. – V. 36. – №. 24. – P. 5908-5912.
81. Buchvarov I. C., Stankov K. A., Saltiel S. M. Pulse shortening in an actively mode-locked laser with a frequency-doubling nonlinear mirror // Optics communications. – 1991. – V. 83. – №. 3. – P. 241-245.
82. Заварцев Ю. Д. и др. Активная и пассивная синхронизация мод в Nd: Gd<sub>0.7</sub>Y<sub>0.3</sub>VO<sub>4</sub>-лазере с диодной накачкой // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – №. 4. – С. 315-318.
83. Lewis M. A., Knudtson J. T. Active-passive mode-locked Nd: YAG oscillator // Applied optics. – 1982. – V. 21. – №. 16. – P. 2897-2900.
84. Kuizenga D. J. et al. Simultaneous Q-switching and mode-locking in the cw Nd: YAG laser // Optics Communications. – 1973. – V. 9. – №. 3. – P. 221-226.
85. Kuizenga D. J. Generation of short pulses for laser fusion in an actively mode-locked Nd: YAG laser // Optics Communications. – 1977. – V. 22. – №. 2. – P. 156-160.

86. Keller U. et al. Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd: YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber // *Optics letters*. – 1992. – V. 17. – №. 7. – P. 505-507.
87. Datta P. K. et al. Enhancement of stability and efficiency of a nonlinear mirror mode-locked Nd: YVO 4 oscillator by an active Q-switch // *Optics express*. – 2004. – V. 12. – №. 17. – P. 4041-4046.
88. Dawson M. D. et al. Characterisation of the output from a Q-switched/mode-locked cw Nd: YAG laser // *Optics communications*. – 1984. – V. 52. – №. 4. – P. 295-300.
89. Royt T. R. et al. Temporally coincident ultrashort pulses from synchronously pumped tunable dye lasers // *Applied Physics Letters*. – 1974. – V. 25. – №. 9. – P. 514-516.
90. Goldberg L. S., Moore C. A. Transform-limited picosecond pulse generation in a synchronous mode-locked dye laser pumped by doubled Nd: YAG // *Applied Physics Letters*. – 1975. – V. 27. – №. 4. – P. 217-219.
91. Shapiro S. L., Cavanagh R. R., Stephenson J. C. Streak-camera observations of the pulse emission from a synchronously pumped continuous-wave mode-locked dye laser // *Optics letters*. – 1981. – V. 6. – №. 10. – P. 470-472.
92. May P. G. et al. Simultaneous autocorrelation and synchroscan streak camera measurement of cavity length detuning effects in a synchronously pumped cw dye laser // *Optics Communications*. – 1982. – V. 42. – №. 4. – P. 285-290.
93. Малютин А.А., Щелев М.Я. Исследование временной структуры генерации неодимового лазера в режиме самосинхронизации мод // *Письма в ЖЭТФ*. – 1969. – Т. 9. – № 8. – С. 445-448.
94. Коробкин В.В., Малютин А.А., Щелев М.Я. Динамика излучения и изменений спектра неодимового лазера в режиме самосинхронизации аксиальных мод // *Письма в ЖЭТФ*. – 1970. – Т. 11. – № 3. – С. 168-173.

95. Фанченко С.Д., Фролов Б.А. Пикосекундная структура излучения лазера с нелинейным поглотителем // Письма в ЖЭТФ. – 1972. – Т. 16. – № 3. – С. 147-150.
96. Bradley D. J., Sibbett W. Streak-camera studies of picosecond pulses from a mode-locked Nd: glass laser // Optics Communications. – 1973. – V. 9. – №. 1. – P. 17-20.
97. Басов Н. Г. и др. Получение мощных ультракоротких импульсов света в лазере на неодимовом стекле // ЖЭТФ. – 1969. – Т. 57. – № 4. – С. 1175-1183.
98. Басов Н. Г. и др. Прямое наблюдение пикосекундной структуры импульсов излучения неодимового лазера с самосинхронизацией мод // ЖЭТФ. – 1973. – Т. 65. – № 3. – С. 907-916.
99. Коробкин В. В., Малютин А. А., Прохоров А. М. Фазовая самомодуляция и самофокусировка излучения неодимового лазера при самосинхронизации мод // Письма в ЖЭТФ. – 1970. – Т. 12. – № 5. – С. 216-220.
100. Жерихин А. Н. и др. Исследование изменения временной структуры ультракоротких импульсов при прохождении их через устойчивую двухкомпонентную среду // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 66. – № 1. – С. 116-124.
101. Жерихин А. Н. и др. О происхождении временной структуры ультракоротких лазерных импульсов // Квантовая электроника. – 1974. – Т. 1. – №. 4. – С. 956-959.
102. Tidwell S. C. et al. Scaling CW diode-end-pumped Nd: YAG lasers to high average powers // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1992. – V. 28. – №. 4. – P. 997-1009.
103. Tsunekane M., Taguchi N., Inaba H. Reduction of thermal effects in a diode-end-pumped, composite Nd: YAG rod with a sapphire end // Applied optics. – 1998. – V. 37. – №. 15. – P. 3290-3294.



104. Ostermeyer M. et al. Quasi-continuous-wave birefringence-compensated single-and double-rod Nd: YAG lasers // *Applied optics*. – 2002. – V. 41. – №. 36. – P. 7573-7582.
105. Fujikawa S., Furuta K., Yasui K. 28% electrical-efficiency operation of a diode-side-pumped Nd: YAG rod laser // *Optics letters*. – 2001. – V. 26. – №. 9. – P. 602-604.
106. Lee S. et al. Stability analysis of a diode-pumped, thermal birefringence-compensated two-rod Nd: YAG laser with 770-W output power // *Applied optics*. – 2002. – V. 41. – №. 27. – P. 5625-5631.
107. Донин В. И., Никонов А. В., Яковин Д. В. Эффективное удвоение частоты в Nd: YAG-лазере с поперечной диодной накачкой // *Квантовая электроника*. – 2004. – Т. 34. – №. 10. – С. 930-932.
108. Murdough M. P., Denman C. A. Mode-volume and pump-power limitations in injection-locked TEM<sub>00</sub> Nd: YAG rod lasers // *Applied optics*. – 1996. – V. 35. – №. 30. – P. 5925-5936.
109. Донин В. И., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод // Патент РФ № 2478242 от 27.03.2013.
110. Донин В. И., Трубецкой А. В., Яковин Д. В., Грибанов А. В., Затолокин В. Н. Лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод // Заявка на патент № 2015121867 от 08.06.2015.
111. Rowley W. R. C., Wilson D. C. Optical coupling effects in frequency stabilized lasers // *Applied optics*. – 1972. – V. 11. – №. 2. – P. 475-476.
112. Берштейн И. Л. Воздействие отраженного сигнала на работу лазера // *Изв. вузов. Радиофизика*. – 1973. – Т. 16. – №. 4. – С. 526-530.
113. Доманов М. С., Щербатых В. Д. Влияние отраженного сигнала на стабильность частоты и мощности лазера на двуокиси углерода // *Квантовая электроника*. – 1975. – Т. 2. – №. 1. – С. 99-104
114. Звелто О. Принципы лазеров // Москва: Мир. – 1990. – 560 С.

115. Magni V., Cerullo G., De Silvestri S. ABCD matrix analysis of propagation of Gaussian beams through Kerr media // *Optics Communications*. – 1993. – V. 96. – №. 4. – P. 348-355.
116. Magni V., Cerullo G., De Silvestri S. Closed form Gaussian beam analysis of resonators containing a Kerr medium for femtosecond lasers // *Optics Communications*. – 1993. – V. 101. – №. 5. – P. 365-370.
117. Зельдович Б. Я., Кузнецова Т. И. Генерация сверхкоротких импульсов света с помощью лазеров // *Успехи физических наук*. – 1972. – Т. 106. – №. 1. – С. 47-84.
118. Алферов Г. Н., Григорьев В. А., Донин В. И. Селекция излучения в мощных аргоновых лазерах // *Квантовая электроника*. – 1978. – Т. 5. – №. 1. – С. 29-35.
119. Bennett Jr W. R. Hole burning effects in a He-Ne optical maser // *Physical Review*. – 1962. – V. 126. – №. 2. – P. 580-593.
120. Коробкин В. В., Леонтович А. М. Биения между типами колебаний (модами) в оптическом рубиновом генераторе // *ЖЭТФ*. – 1965. – Т. 49. – №. 1. – С. 10-15.
121. Auston D. Transverse mode locking // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1968. – V. 4. – №. 6. – P. 420-422.
122. Smith P.W. Simultaneous phase-locking of longitudinal and transverse modes // *Applied Physics Letters*. – 1968. – V. 13. – №. 7. – P. 235-237.
123. Аракелян В.С., Карлов Н.В., Прохоров А.М. Самосинхронизация поперечных мод CO<sub>2</sub>-лазера // *Письма в ЖЭТФ*. – 1969. – Т. 10. – № 6. – С. 279-282.
124. Мак А.А., Фромзель В.А. Наблюдение самосинхронизации поперечных мод в твердотельном лазере // *Письма в ЖЭТФ*. – 1969. – Т. 10. – № 7. – С. 313-316.
125. Антипов О. Л., Еремейкин О. Н., Савикин А. П. Интерферометрические исследования электронных изменений показателя преломления лазерного

- кристалла Nd: YAG при интенсивной накачке // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – №. 10. – С. 861-868.
126. Анциферов В. В., Кривошеков Г. В., Фолин К. Г. Об одном методе сужения спектра излучения ОКГ на рубине // Изв. вузов. Радиофизика. – 1967. – Т. 10. – №. 6. – С. 879-880.
127. Грибанов А.В. и др. Синхронизация мод нелинейным кристаллом в зеленом Q-switch Nd:YAG лазере с диодной накачкой // Труды молодежной школы-конференции с международным участием «Лазеры и лазерные технологии», посвященной 50-летию первого в мире лазера. 22-27 ноября 2010 г. Томск, С. 51 – 52.
128. Statz H. et al. Problem of spike elimination in lasers // Journal of Applied Physics. – 1965. – V. 36. – №. 5. – P. 1510-1514.
129. Koechner W. Solid-state laser engineering // Springer series in optical sciences. – 2006. – 748 P.
130. Хандохин П. А., Ханин Я. И. Автостохастический режим генерации твердотельного кольцевого лазера с низкочастотной периодической модуляцией потерь // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11. – №. 7. – С. 1483-1487.
131. Otsuka K., Pieroux D., Mandel P. Modulation dynamics and spatiotemporal pattern generation in a microchip multimode laser // Optics communications. – 1994. – V. 108. – №. 4-6. – P. 265-272.
132. Eichler H. J., Krauser J. Pulse energy modulation of the cw-mode-locked 1.32  $\mu\text{m}$  Nd-YAG-laser by drive frequency detuning // Optics communications. – 1984. – V. 52. – №. 2. – P. 129-130.
133. Eichler H. J. Q-switching of the CW-modelocked Nd YAG laser by drive frequency detuning // Optics communications. – 1986. – V. 56. – №. 5. – P. 351-353.

134. Maciel A. C., Maly P., Ryan J. F. Simultaneous modelocking and Q-switching of a Co: MgF<sub>2</sub> laser by loss-modulation frequency detuning // *Optics communications*. – 1987. – V. 61. – №. 2. – P. 125-128.
135. Kean P., Smith K., Sibbett W. Modulator frequency detuning effects in a CW mode-locked Nd: YAG laser with active stabilisation // *Optics communications*. – 1987. – V. 61. – №. 2. – P. 129-133.
136. Moulton P.F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // *JOSA B*. – 1986. – V. 3. – №. 1. – P. 125-133.
137. Донин В. И., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Титан-сапфировый лазер с импульсной накачкой второй гармоникой излучения диодно-накачиваемого Nd: YAG-лазера для двухфотонной спектроскопии // *Квантовая электроника*. – 2009. – Т. 39. – №. 3. – С. 244-246.
138. Багаев С.Н. и др. Спектральные характеристики газового лазера с бегущей волной // *Письма в ЖЭТФ*. – 1965. – Т. 1. – № 4. – С. 21-24.
139. Strome F. C., Webb J. P. Flashtube-pumped dye laser with multiple-prism tuning // *Applied optics*. – 1971. – Т. 10. – №. 6. – С. 1348-1353.
140. Donin V. I. et al. High-power cw Ti: sapphire laser // *Eleventh International Vavilov Conference on Nonlinear Optics*. – International Society for Optics and Photonics, 1998. – P. 457-461.
141. Treacy E. B. Optical pulse compression with diffraction gratings // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1969. – V. 5. – №. 9. – P. 454-458.
142. Fork R. L., Martinez O. E., Gordon J. P. Negative dispersion using pairs of prisms // *Optics letters*. – 1984. – V. 9. – №. 5. – P. 150-152.

## Публикации автора по теме диссертации

Статьи в журналах ВАК:

1. Донин В. И., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Титан-сапфировый лазер с импульсной накачкой второй гармоникой излучения диодно-накачиваемого Nd: YAG-лазера для двухфотонной спектроскопии // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – №. 3. – С. 244-246.
2. Донин В. И., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Модуляция добротности и синхронизация мод в диодно-накачиваемом Nd: YAG-лазере с удвоением частоты // Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – №. 2. – С. 107-110.
3. Donin V. I., Yakovin D. V., Gribanov A. V. Diode-pumped green Nd: YAG laser with Q-switch and mode locking // Optics letters. – 2012. – V. 37. – №. 3. – P. 338-340.
4. Донин В. И., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Самоорганизация режима Q-switch с одновременной синхронизацией мод в диодно-накачиваемом Nd: YAG-лазере // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – №. 12. – С. 881-884.
5. Донин В. И., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Структура пикосекундных импульсов генерации в диодно-накачиваемом Nd: YAG-лазере с модуляцией добротности и синхронизацией мод // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 12. – С. 1117-1120.

Монографии и главы в монографиях:

6. Donin V. I., Yakovin D. V., Gribanov A. V. Diode-Pumped Nd:YAG Green Laser with Q-Switch and Mode Locking // In book: Nd YAG Laser, INTECH Open Access Publisher. – 2012. – P. 97-110.

Публикации в тезисах и трудах конференций:

7. Грибанов А. В., Донин В. И., Яковин Д. В., Хомутов А. Н. Компактный перестраиваемый ультрафиолетовый TiSa лазер с преобразованием частоты // Сборник трудов второй международной научно-практической конференции

- «Исследование, разработка и применение высоких технологий в промышленности». 07-09 февраля 2006 г. Санкт-Петербург, С. 153.
8. Donin V. I., Yakovin D. V., Griбанov A. V. The titan-sapphire laser pumped by the second harmonic radiation of the diode-pumped pulse Nd:YAG laser for the purposes of two-photon spectroscopy // Proc. The 9-th Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Technologies, Oct. 26-31, 2008, Tomsk, P.196-198.
  9. Грибанов А. В., Донин В. И., Яковин Д. В., Хомутов А. Н., Яковин М. Д. Синхронизация мод нелинейным кристаллом в зеленом Q-switch Nd:YAG лазере с диодной накачкой // Труды молодежной школы-конференции с международным участием «Лазеры и лазерные технологии», посвященной 50-летию первого в мире лазера. 22-27 ноября 2010 г. Томск, С. 51 – 52.
  10. Донин В. И., Никонов А. В., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Мощный одномодовый диодно-накачиваемый Nd:YAG-лазер с излучением гармоник 0,532 и 0,355 мкм для прецизионной обработки материалов // Труды IV всероссийской конференции «Взаимодействие высококонцентрированных потоков энергии с материалами в перспективных технологиях и медицине», 22-25 марта 2011 г. Новосибирск, С. 70 – 73.

Авторские свидетельства, патенты:

11. Донин В. И., Яковин Д. В., Грибанов А. В. Лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод // Патент РФ № 2478242 от 27.03.2013.
12. Донин В. И., Трубецкой А. В., Яковин Д. В., Грибанов А. В., Затолокин В. Н. Лазер с модуляцией добротности резонатора и синхронизацией мод // Заявка на патент № 2015121867 от 08.06.2015.

# Приложения

## Приложение А. Лучевые матрицы

Таблица 1. Лучевые матрицы, использованные при расчете резонатора.

№	Описываемый элемент	Матрица в тангенциальной плоскости	Матрица в сагиттальной плоскости
1	Кристалл, вход луча из воздуха под углом Брюстера	$\begin{bmatrix} n & 0 \\ 0 & \frac{1}{n^2} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{bmatrix}$
2	Кристалл, выход луча в воздух под углом Брюстера	$\begin{bmatrix} \frac{1}{n} & 0 \\ 0 & n^2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{bmatrix}$
3	Сферическое зеркало, падение луча под углом $\alpha$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R \cos \alpha} & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2 \cos \alpha}{R} & 1 \end{bmatrix}$
4	Кристалл, вход и выход луча в воздух под углом Брюстера	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{L}{n^3} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{L}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
5	Пластинка, вход и выход в воздух под углом Брюстера, $d$ – толщина пластинки	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{d\sqrt{n^2+1}}{n^4} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{d\sqrt{n^2+1}}{n^2} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
6	Кристалл, вход из воздуха под углом Брюстера до точки на глубине $d$	$\begin{bmatrix} n & \frac{d}{n^2} \\ 0 & \frac{1}{n^2} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & \frac{1}{n} \end{bmatrix}$
7	Преломление на плоской поверхности, $\alpha_1$ — угол падения из среды с показателем преломления $n_1$ , $\alpha_2$ — угол преломления	$\begin{bmatrix} \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} & 0 \\ 0 & \frac{n_1 \cos \alpha_1}{n_2 \cos \alpha_2} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$

8	Преломление под углом Брюстера на плоской поверхности. Падение из среды $n_1$ в среду $n_2$	$\begin{bmatrix} \frac{n_2}{n_1} & 0 \\ 0 & \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$
9	Проход через кристалл с параллельными гранями, $\gamma$ – угол входа (выхода) из воздуха	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{nL \cos^2 \gamma}{n^2 - \sin^2 \gamma} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & \frac{L}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

## Приложение Б. Генерация четвертой гармоники

Был проведен эксперимент по генерации четвертой гармоники излучения (266 нм). Генерация четвертой гармоники осуществлялась вне резонатора лазера, для этого использовался синхронизм I-го типа (ооe) в кристалле ВВО длиной 6 мм. Схема эксперимента изображена на рис. 1.

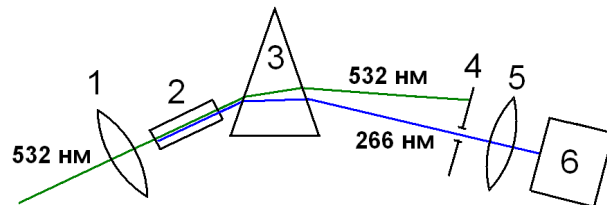


Рис. 1. Схема эксперимента по получению четвертой гармоники. 1 – линза, 2 - кристалл ВВО, 3 - призма, 4 – диафрагма, 5 – цилиндрическая линза, 6 – измеритель мощности.

Излучение второй гармоники лазера (по схеме рис. 3.1.) фокусировалось линзой 1 с фокусным расстоянием 14 см в нелинейный кристалл 2. Пространственное разделение лучей второй и четвертой гармоники производилось при помощи призмы 3. Диафрагма 4 исключала возможность попадания луча второй гармоники на измеритель мощности 6. Цилиндрическая линза 5 использовалась для компенсации высокой расходимости излучения четвертой гармоники,



возникающей вследствие большого угла сноса ( $85,33$  мрад или  $4,89^\circ$ ). Линзы и призма, использованные в эксперименте были изготовлены из плавленного кварца без напыления просветляющих покрытий. Мощность второй гармоники на выходе лазера составляла  $1,5$  Вт, однако, если учесть отражение от линзы ( $\sim 3,5\%$  от каждой поверхности) и от входной поверхности кристалла ( $\sim 17\%$ ), то реальная мощность излучения, участвующая в процессе генерации четвертой гармоники составляла  $\sim 1,16$  Вт. Коэффициент отражения кристалла измерялся экспериментально и его высокая величина объясняется тем, что на поверхности кристалла было просветляющее покрытие на область  $660\text{-}750$  нм. При подсчете мощности четвертой гармоники на выходе из нелинейного кристалла учитывалось поглощение излучения в материале призмы и линзы, а также отражение от их поверхностей. Коэффициенты отражения непросветленных поверхностей рассчитывались по формулам Френеля. Максимальная средняя мощность УФ излучения составляла  $80$  мВт, при эффективности преобразования  $\sim 7\%$ . График зависимости мощностей второй и четвертой гармоники от тока накачки лазера показан на рис. 2. Если учесть длительность импульсов порядка  $1,62$  пс (в 2 раза короче импульсов на  $1,064$  мкм), то пиковая мощность на длине волны  $266$  нм составила  $\sim 2$  МВт.

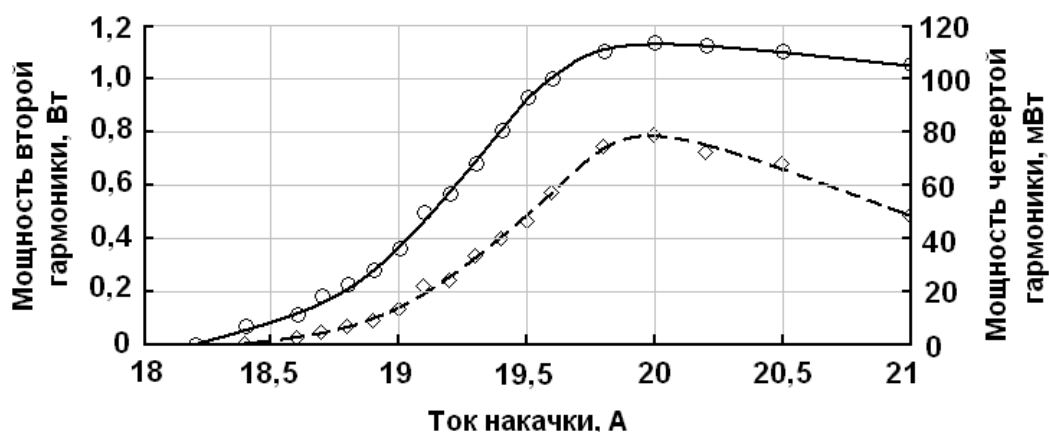


Рис. 2. Зависимости мощностей второй и четвертой гармоники от тока накачки.

Вторая гармоника – сплошная линия, четвертая гармоника – штриховая линия.