МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ ТАДЖИКИСТАН

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ «ХУДЖАНДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА БОБОДЖОНА ГАФУРОВА»

На правах рукописи

УДК 535.374:621.375.826

МУРОДИ ХАЛИМДЖОН ГАФУРЗОДА

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ УПРАВЛЕНИЯ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В НЕПРЕРЫВНО ДЕЙСТВУЮЩИХ ЛАЗЕРАХ С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕМ ВНУТРИ РЕЗОНАТОРА

Специальность: **01.04.07 — физика конденсированных сред**

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
доктор физико-математических наук, доцент
Тошходжаев Хаким Азимович

Душанбе – 2024

Оглавление

Введение 6

Общая характеристика исследования 10

Глава 1. Физические основы режима пассивной синхронизации мод непрерывного лазера 19

1.1 Основные аспекты генерации световых импульсов в непрерывных лазерах ... 19

1.2 Спектральный и временной подход к рассмотрению процесса пассивной синхронизации продольных мод 30

1.3 Использование "медленного” насыщающегося поглотителя для пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров 40

1.4 Влияние процессов насыщения на процесс генерации сверхкоротких импульсов света в лазерах непрерывного действия 50

1.5 Граничные условия стационарного режима пассивной синхронизации мод для случая «медленного» поглотителя 55

Глава 2. Пассивна синхронизация мод Ar+ лазера с газоразрядным поглотителем 65

2.1 Параметры экспериментальной установки и методов измерений 66

2.2 Нелинейный поглотитель на основе аргоновой газоразрядной трубки . 70

2.3 Изучение временных структур излучения Ar+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод 74

2.4 Высокая стабильность межмодового интервала при пассивной синхронизации мод Ar+ лазера 82

Глава 3. Влияние разницы плотности энергии в усиливающем и поглощающем элементе на генерацию непрерывного лазера 91

3.1 Область существования режима генерации эквидистантных световых импульсов непрерывного лазера 91

3.2 Формирование сложной временной структуры и квазиимпульсов в излучении синхронизации мод Ar+ лазера 96

3.3 Энергетические характеристики излучения Ar+ лазера на верхней границе области существования синхронизации мод 103

3.4 Увеличение глубины модуляции при переходе на режим синхронизации мод Ar+ лазера с нелинейным поглотителем 108

Глава 4. Нелинейный поглотитель в резонаторе лазера на красителе с активной синхронизацией мод 112

4.1 Активная синхронизация мод стандартного лазера на красителе с помощью Ar+ лазера 113
4.2 Применение критерия выбора насыщающегося поглотителя для комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G..... 117
4.3 Исследование влияние красителя Малахитового зеленого внутри резонатора лазера на красителе Rh6G с активной синхронизацией мод ... 120
4.4 Моделирование режима комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G..... 126
4.5 Физические основы повышения стабильности режима генерации лазера на красителе при комбинированной синхронизации мод..... 130
Глава 5. Корреляция временных и спектральных характеристик излучения лазеров с синхронизацией мод..... 140
5.1 Критерии когерентной синхронизации мод непрерывных лазеров 140
5.2 К волновой теории пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров.....145
5.3 Анализ спектральной полосы отдельных импульсов.....150
5.4 Спектральный анализ излучения периодических импульсов сателлит.....154
5.5 Механизм высокой стабильности сложной временной структуры излучения лазера в режиме синхронизации мод.....162
Глава 6. Значение управления временными характеристиками лазера с синхронизацией мод в прикладных задачах 177
6.1 Формирование многобитной информации синхронизованными продольными модами непрерывного лазера.....177
6.2 Синхронизация продольных мод кольцевых резонаторов для формирования многобитной информации.....192
6.3 Возможности применения волоконного лазера с насыщающимися поглотителями для обработки цифровой информации.....196
6.4 Моделирование воздействия лазерного импульса сложной временной структуры на тепловые процессы в твердых телах.....206
Обсуждение полученных результатов 214
Выводы 225
Список литературы 227

ПРИНЯТЫЕ В ДИССЕРТАЦИИ СОКРАЩЕНИЯ

Ar^+	Ион аргона
Rh6G	Краситель Родамин 6Ж
He-Ne	Гелий-Неон
МГц	Мегагерц (10^6 Герц)
мкм	микрометр (10^{-6} метр)
пс	пикосекунд (10^{-12} секунд)
фс	фемтосекунд (10^{-15} секунд)
АИГ:Nd^{3+}	Алюмоиттриевый гарнат с неодимом
мВт	милливатт (10^{-3} Ватт)
DQOCI	Диэтил-хинолиоксакарбоциоанин йодид
DODCI	Диэтилоксакарбоциоанин йодид
ЦО	Центр окраски
Вт	Ватт
ГЛ	Газовый лазер
ЛФД	Лавинный фотодиод
С4-27	Анализатор спектра
ФЭР2-1	Фотоэлектронный регистратор
С1-70	Осцилограф
«АГАТ»	Скоростная камера развертывания излучения
TEM	Поперечная электромагнитная волна
KDP	Дигидрофосфат калия
ФЭУ	Фотоэлектронный умножитель
УПТ	Усилитель потсоянного тока
КСП-4	Контрольный самопищущий прибор
ГГц	Гигогерц (10^9 Герц)
НП	Насыщающийся поглотитель
ЯМР	Ядерно-магнитный резонанс
СВЧ	Сверхвысокие частоты

мДж	Миллиджоуль (10^{-3} джоуль)
ВОЛС	Волоконно-оптические линии связи
УФ	Ултрофиолет
ИК	Инфрокрасный
ВКР	Вынужденное комбинационное рассеяние
Nd:YAG	Алюмо-итриевый гранат
SESAM	Полупроводниковый насыщающийся поглотитель

Введение

Актуальность темы исследования. Насыщающийся поглотитель, внутри резонатора лазера непрерывного действия, обеспечивает генерацию непрерывной последовательности сверхкоротких световых импульсов. Такой режим работы лазера называется синхронизацией продольных мод. Благодаря исследованиям физических процессов активной, пассивной и комбинированной синхронизацией продольных мод непрерывных лазеров был, достигнут логический предел сжатия длительности световых импульсов до 3,8 фс [1], который близок к одному периоду колебаний на длине волны 800 нм. В связи с тем, что изучение быстропротекающих процессов [2] требуют создание более коротких источников электромагнитного поля, например, путем генерации гармоник высокого порядка [3], задача достижения предельных временных и энергетических характеристик импульсов лазера, используемого для дальнейшего сжатия, имеет важное практическое значение.

Теоретические работы авторов [4], [5] и [6], имеют фундаментальное значение, в понимании физических процессов формирования сверхкоротких световых импульсов в непрерывных лазерах с насыщающимся поглотителем внутри резонатора. Однако в этих работах не предусмотрены или не раскрыты подробно влияние ряда важных параметров, таких как геометрия резонатора, положение поглотителя, сложная временная структура излучения, когда на периоде существуют не один, а несколько импульсов. Все перечисленные параметры имеют непосредственное влияние на процессы насыщения. Экспериментальное исследование влияния разницы, в условиях насыщения усиливающего и поглощающего элемента, во-первых укажет путь к достижению предельно коротких световых импульсов, а во-вторых создает основу для формулировки критериев выбора режима работы, как отдельных элементов, так и самого лазера в целом.

Следует отметить, что основным критерием достижения предельно коротких световых импульсов является обеспечение высокой энергетической стабильности генерации лазера, который достигается, главным образом,

процессами насыщения и прежде всего насыщающегося поглотителя [4]. С другой стороны расширение направлений практического применения сверхкоротких импульсов, прежде всего, в сферах обработки информации и телекоммуникации, требует создание лазеров в новых диапазонах длин волн, где нужны новые поглощающие элементы, в том числе на основе квантовых точек.

Таким образом, исследования связанные с оптимизацией и разработкой критериев выбора насыщающегося поглотителя внутри резонатора непрерывных лазеров и обеспечение его эффективного действия является весьма актуальным.

Степень изученности научной темы. Анализируя достигнутые успехи можно отметить три знаменательные фазы в направлении исследований получения коротких световых импульсов лазерного излучения.

Первая фаза соответствует достижению пикосекундной длительности импульсов на основе лазеров на красителе - 10^{-12} сек.

Вторая фаза это достижение фемтосекундной длительности импульсов на основе титан - сапфировых лазеров - $4{,}5*10^{-15}$ сек.

Третья фаза это достижение аттосекундной длительности световых импульсов генерацией гармоник высокого порядка - $100*10^{-18}$ сек.

Исследование генерации высоких гармоник в лазерно индуцированной плазме, использованием мощного импульса лазера на 800 нм и слабого излучения на 400 нм, в газовой среде серебра и сулфида серебра, проведено в работе [7]. Установлена более высокая эффективность генерации высоких гармоник при создании плазмы в газовой среде. Теоретически предельная длительность световых импульсов с помощью генерации высоких гармоник ограничивается длительностью используемого лазера накачки, который должен быть порядка нескольких фс [8] для достижения ас диапазона. В связи с этим совершенно новые исследования авторов [9,10,11] были направлены на достижение эффективного сокращения длительности импульсов лазерных источников с синхронизованными модами и прежде всего применением

насыщающегося поглотителя внутри резонатора. Следует обратить особое внимание на то, что поиск необходимого поглотителя, для заданного лазера, ведется достаточно примитивно без использования установленных закономерностей повышения эффективности их действия на достигаемые конечные результаты. В этом плане экспериментальные исследования [12] получившие теоретическое обоснование [13] имеют наиболее весомое значение для практического решения вопроса выбора эффективного воздействия насыщающегося поглотителя для непрерывных лазеров.

Исследованиями влияния насыщающегося поглотителя на режим синхронизации мод лазера были установлены:

– наличие области существования синхронизации продольных мод в зависимости от величины ненасыщенного усиления и поглощения;

– возможность генерации световых импульсов длительностью меньше чем время восстановления насыщающегося поглотителя в непрерывных лазерах;

– ограничения минимальной длительности световых импульсов от ширины полосы генерации лазера;

– сжатие длительности световых импульсов в средах с нелинейным усилением и поглощением;

– генерация сверхкоротких световых импульсов в непрерывных лазерах с кольцевым резонатором и насыщающимся поглотителем внутри резонатора.

– переход генерации лазера с пассивной синхронизацией мод на сложную временную структуру при высоких мощностях;

– зависимость временной структуры излучения лазера с пассивной синхронизацией мод от местоположения насыщающегося поглотителя.

Однако эти результаты не объяснили следующие стороны процессов синхронизации продольных мод:

– механизм появления и высокой стабильности сложной временной структуры излучения лазера при пассивной синхронизации мод;

– роль энергетических параметров излучения лазера и его составных частей в процессе формирования сложной временной структуры;

– роль энергетических параметров на процесс максимального сжатия длительности световых импульсов за счет нелинейного поглотителя;

– выбор насыщающегося поглотителя режима насыщения для случая его медленного восстановления по сравнению с длительностью светового импульса;

– связь между временными и спектральными характеристиками излучения лазера на границе перехода в сложные временные структуры излучения;

– механизм высокой стабильности режима генерации лазера с комбинированной синхронизацией мод в области отрицательных расстроек длины резонаторов;

– механизм сжатия информации с помощью лазеров работающих в режиме синхронизации продольных мод;

– возможность применения периодической последовательности импульсов сложной временной структуры для практических задач;

– критерии выбора и эффективного действия насыщающегося поглотителя внутри резонатора непрерывного лазера работающего в режиме активной синхронизации мод.

Связь исследования с программами (проектами) и научной тематикой. Работа, выполнена в рамках реализации перспективных планов научно-исследовательских работ кафедры общей физики и твердого тела ГОУ «Худжандский университет имени академика Бободжона Гафурова» 2021–2025 гг. по теме «Изучение физико-химических свойств композитных материалов и тяжелых элементов в почве и аэрозоля», по реализации объявленного 2020-2040 годов «Двадцатилетием изучения и развития естественных, точных и математических наук в сфере науки и образования» утверждённого Постановлением Правительства Республики Таджикистан от 30 июля 2020 года, №427.

Общая характеристика исследования

Цель исследования. Основная цель диссертационной работы состоит в исследование физических процессов, достижения высокой эффективности режима генерации сверхкоротких световых импульсов использованием насыщающегося поглотителя, внутри резонатора непрерывных лазеров, при пассивной и активной синхронизации продольных мод.

Задачи исследования. Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать область существования режима синхронизации продольных мод непрерывного аргонового лазерах с насыщающимся поглотителем внутри резонатора за счет выбора величин линейных потерь, поглощения и усиления.
2. Определить закономерности влияния местоположения и геометрических сечений пучков лазерного излучения в усиливающей и поглощающей среде на стабильность, временные и энергетические характеристики излучения аргонового лазера.
3. Установить критерий выбора насыщающегося поглотителя по оптическому сечению перехода на длине волны генерации лазера на красителе Rh6G.
4. Определить корреляцию между временными и спектральными характеристиками для достижения высокой стабильности режима пассивной синхронизации продольных мод.
5. Установить природу сложной временной структуры излучения лазера в режиме пассивной синхронизации продольных мод и характер их влияния при практическом применении.

Объекты исследования. Основными объектами являются процессы формирования световых импульсов в лазерах непрерывного действия при пассивной и комбинированной синхронизации продольных мод, когда внутри резонатора размещается насыщающийся поглотитель.

Предмет исследования. В работе исследуются временные и энергетические характеристики режима синхронизации продольных мод непрерывных лазеров на примере ионного аргонового и лазера на красителе Родамина 6Ж.

Теоретические основы исследования. В основе научных разработок применены теоретические модели пассивной и активной синхронизации мод в непрерывных лазерах, процессов взаимодействия световых импульсов с насыщающимся усиливающей и поглощающей средой, в условиях медленного восстановления усиления и поглощения, интерференция гармонических колебаний и формирование волнового пакета на основе стоячих волн в резонаторе лазера.

Научная новизна исследования. Научная новизна проведенных исследований и полученных результатов состоит в следующем:

1. Экспериментально получена зависимость временных и энергетических характеристик и стабильности излучения лазера, работающего в режиме стационарной пассивной синхронизации мод от разницы в условиях насыщения усиливающих и поглощающих сред, определяемой как параметр S равной отношению энергии насыщения усилителя к энергии насыщения поглотителя. Параметр S, это безразмерная величина, определяющий, в какой степени быстрее происходит насыщение поглотителя по сравнению с усилителем в пределах формируемых импульсов.

2. Обнаружено существование порога режима пассивной синхронизации мод по параметру S и условие $S > S_{min}$ сформулировано как критерий выбора насыщающегося поглотителя по спектральным характеристикам для заданной усиливающей среды лазера ($\sigma п / \sigma у > 1$) при комбинированной синхронизации мод.

3. Экспериментально показана возможность существования коротких световых импульсов излучения лазера на красителе в режиме комбинированной синхронизации мод в области отрицательных расстроек длин резонаторов лазера на красителе и лазера накачки.

4. Установлена однозначная зависимость спектральных и временных характеристик сложной временной структуры излучения лазера в режиме синхронизации нескольких групп продольных мод.

5. Проведен численный расчет влияния импульсов сложной структуры при абляции, где имеет место дополнительное смещение нижней границы за счет действия второго импульса.

Предложен новый способ формирования многобитной информации за счет режима синхронизации продольных мод непрерывных лазеров.

Положения, выносимые на защиту.

1. Для пассивной синхронизации мод, в случае когда длительность импульса - $\tau_р$ много меньше времен релаксации поглощения - $T_п$ и усиления – $T_у$, важнейшим параметром является предельная плотность энергии излучения в поглотителе - $\varepsilon_п^{пр}$ и усилителе - $\varepsilon_у^{пр}$. Установлено, что величины $\varepsilon_п^{пр}$ и $\varepsilon_у^{пр}$ находятся в функциональной зависимости от разницы в условиях насыщения усиления и поглощения, выражаемой параметром S, от величин ненасыщенного поглощения – K_O, ненасыщенного усиления - Go , времен релаксации усиливающих и поглощающих сред.

2. Установлено существование порога режима пассивной синхронизации мод по параметру S, который должен быть больше S min, и критерий выбора насыщающегося поглотителя по спектральным характеристикам (σп / σу> 1) или оптимизацией геометрии резонатора $\alpha \frac{A_у}{A_п} \geq 1$ для лазеров, работающих в режиме пассивной и комбинированной синхронизации мод.

Для случая Ar+ лазера с пассивной синхронизацией мод с помощью газоразрядного поглотителя показано существование оптимального значения параметра S > S opt

3. При комбинированной синхронизации мод непрерывного лазера на красителе использование насыщающегося поглотителя, для которого выполнено условие $\frac{\sigma_п}{\sigma_у} > 1$, приводит к дополнительному укорочению длительности генерируемых световых импульсов, повышению стабильности

режима генерации лазера и возможности генерации световых импульсов минимальной длительности в области отрицательных расстроек длин резонаторов лазера на красителе и лазера накачки.

4. При условии генерации насыщающегося поглотителя повышается стабильность и энергетические характеристики лазера с синхронизацией продольных мод, которую можно использовать для уплотнения информации в виде светового импульса, длительность которого обратно пропорционально количеству синхронизованных продольных мод лазера.

5. Сложная временная структура световых импульсов сателлит формируемых в области высоких энергетических характеристик излучения лазера с синхронизацией мод позволяет повысить эффективность воздействия при абляции твердых тел.

Теоретическая значимость исследования заключается в совершенствоании и математических моделей, нерерывных лазеров в режиме генерации сверхкоротких световых импульсов с целью повышения эффективности процессов насыщения в достижении предельных энергетических и временных параметров.

1. Показан однозначная корреляция временных, спектральных и стабильности режима генерации лазера с синхронизацией мод в случае формирования импульсов сателлит.

2. Впервые обоснована возможность одновременной синхронизации нескольких групп продольных мод.

3. Предложен способ формирования световых импульсов, как носителя информации, за счет насыщающихся поглотителей внутри резонатора лазера с синхронизацией мод, обладающий уникальным свойством, занимать меньше интервал времени при большем объеме размещенной информации в каждом световом импульсе.

4. Численными расчетами установлена возможность повышения энергетической эффективности воздействия светового импульса сложной временной структуры, которые, как правило, формируются в области высоких

энергетических показателей лазеров с синхронизованными модами, для процесса абляции.

Практическая значимость исследования состоит из полученных автором новых научных результатов содержашие конструктивные предложения по разработке и созданию новых источников сверхкоротких электромагнитных импульсов, повышения эффектиности процесса лазерной абляции, а также способов уплотнения информации.

1. Установлено, что для непрерывных лазеров с насыщающимся поглотителем, кроме условия порога генерации, существуют условия нижней и верхней границы области существования синхронизации продольных мод.

2. Впервые установлено наличие гистерезиса вблизи порога генерации лазера с насыщающимся поглотителем внутри резонатора, а также вблизи верхней границы области существования режима синхронизации продольных мод, указывающего на высокую стабильность режима генерации лазера.

3. В результате экспериментальных исследований показана возможность улучшения временных и энергетических характеристик и стабильности излучения непрерывного Ar+ лазера с пассивной синхронизацией мод за счет разницы в условиях насыщения усиления и поглощения, достигаемой выбором геометрии резонатора и местоположением активных элементов.

4. Разработана конструкция газоразрядного поглотителя для пассивной синхронизации мод Ar+ лазера, исходя из экспериментальных исследований радиальной зависимости величины ненасыщенного поглощения в трубках с различными диаметрами разрядного канала.

5. Экспериментально подтверждено существование критерия выбора оптимального насыщающегося поглотителя по спектральным характеристикам для синхронизации мод конкретно выбранного лазера. Выбранный таким образом краситель малахитовый зеленый, для комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G, позволил вдвое уменьшить длительность генерируемых световых импульсов (до 0,7±0,2 пс).

6. Установлено, что не критичность точного согласования длин резонаторов лазера на красителе и лазера накачки в режиме комбинированной синхронизации мод, приводит к повышению стабильности характеристик излучения лазера на красителе при таком режиме работы.

7. Численные расчеты, по теоретической модели лазера на красителе при активной синхронизации мод с добавлением насыщающегося поглотителя, с учетом разницы в условиях насыщения, качественно полностью подтвердили экспериментальные результаты по комбинированной синхронизации мод родамина 6Ж с помощью красителя малахитового зеленного.

Соответствие диссертации паспорту научной специальности. Диссертационная работа выполнена по специальности 01.04.07 – Физика конденсированного состояния. Она относится к смежной части этой специальности – Квантовая электроника и полностью соответствует формуле специальности и пункту «Разработка и исследования характеристик приборов и устройств (мазеров, лазеров, преобразователей излучения и т. п.) позволяющих усиливать, генерировать и преобразовать излучение, управлять его характеристиками».

Степень достоверности результатов проведенных исследований. Достоверность результатов обеспечивается экспериментальными данными проведенных измерений, которые получили подтверждение при численных расчетах на основе существующих и совместно разрабатываемых теоретических моделей, а также результатами исследований других ученых.

Личный вклад соискателя ученой степени. Задачи исследования были сформулированы с участием научного консультанта, который оказывал консультативное содействие. Все результаты диссертационной работы, отраженные в разделе «Научная новизна исследования», получены лично автором.

Апробация работы. Полученные автором в диссертации результаты обсуждались на следующих конференциях и семинарах:

- международной конференции «Актуальные проблемы современной

физики» посвященной 80 – летию памяти Заслуженного деятеля науки и техники Таджикистана, доктора физико-математических наук, профессора Нарзиева Бозора Нарзиевича, 18 апреля 2018 года, г. Душанбе;

- OSA Laser Congress and Exibition. Austria , Vienna. Poster presentation ID: JW2A.39. October 2, 2019 ,Vienna Austria.
- Республиканская научно-практическая конференция посвященная «Двадцатилетию изучения и развития естественных , точных и математических наук в сфере науки и образования» на тему « Современные проблемы физики конденсированного состояния и ядерной физика» г. Душанбе, 19 февраля 2020
- Academia Letters, Article 2321. https://doi.org/10.20935/AL2321
- Всероссийская конференция с международным участием «ИНФОРМАЦИОННО-ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫХ СИСТЕМ» Москва, РУДН, 18–22 апреля 2022 г.
- 51-я международная Тулиновская конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва 24 мая – 26 мая 2022)
- Конференсияи Ҷумҳуриявии илмӣ – амалӣ бахшида ба солҳои 2020-2040 “Бистсолаи омӯзиш ва рушди фанҳои табиатшиносӣ, дақиқ ва риёзӣ дар соҳаи илму маориф” ва солҳои 2022-2026 “ Солҳои рушди саноат” « Рисолати илми физика дар инкишофи техника ва технологияи муосир» 16-17-уми марти соли 2023; ДДХ ба номи академи Б.Ғафуров, ш. Хуҷанд.
- Республиканская научно-практическая конференция «Развитие и достижения физической науки в годы независимости», посвященной 32-летию Государственной независимости Республики Таджикистан (25-26 августа 2023 г.). Душанбе;
- Конференсияи Ҷумҳуриявии илмӣ-амалии «Саҳми олимони фанҳои дақиқ дар рушди саноатикунонии кишвар» бахшида ба “Бистсолаи омӯзиш ва рушди фанҳои табиатшиносӣ, дақиқ ва риёзӣ дар соҳаи илму маориф ” ва 85-солагии аъзо-корреспонденти Академияи муҳандисони Ҷумҳурии

Тоҷикистон ва Россия, профессор Рабеҷонов Набиҷон ва профессор Латипов Ҷалол Латипович. Хуҷанд, (18-уми октябри соли 2023) ;

- Республиканская научно-практическая конференция «Современные проблемы физики конденсированного состояния», Посвященной 75-летию со дня основания Таджикского национального университета, Международному году защиты ледников и 80-летию со дня рождения доктора физико – математических наук, профессора Туйчиева Шарофидина (24-25 октября 2023 г.) г. Душанбе.
- **Fergana state university conference**, *[S. l.]*, p. 07, 2023. Disponível em: https://conf.fdu.uz/index.php/conf/article/view/2308 . Acesso em: 2 dec. 2023
- Республиканской научно-практической конференции с участием зарубежных учёных «Проблемы и перспективы оптики и лазерной физики» Посвященная 80-летию образования Академии наук Республики Узбекистан, 26 октября 2023 года, г. Ташкент.
- Республиканской научно-практической конференции «Развитие и достижения физической науки в годы независимости», посвященной 32-летию Государственной независимости Республики Таджикистан (25-26 августа 2023 г.). Душанбе
- в научных семинарах кафедры автоматизированные системы управления Таджикского государственного университета права, бизнеса и политики, кафедры общей физики и твердого тела ГОУ «Худжандского государственного университета имени академика Бободжона Гафурова» в лекционных и практических занятиях по оптике, нанотехнологии, а также при выполнении работах студентов и магистрантов.

Публикации по теме диссертации. Основные результаты диссертации опубликованы в 37 научных работах. Работы [2-А] - [20-А] опубликованы в журналах из перечня рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованных ВАК при Президенте Республики Таджикистан и ВАК Министерства образования и науки РФ. В тезисах докладов и материалах международных и республиканских конференций опубликовано 17 работ

Структура и объем диссертации. Работа состоит из введения, общей характеристики исследований, шести глав, обсуждения полученных результатов, выводов и списка литературы (318 наименования работ). В диссертации применена сквозная нумерация формул и рисунков. Они имеют двойную нумерацию, в которой первая цифра совпадает с номером главы, а вторая указывает на порядковый номер рисунка или формулы в данной главе. Общий объем диссертации составляет 270 страниц компьютерного набора, содержащий 75 рисунка и 4 таблиц.

Ключевые слова: лазер, усиление, поглощение, резонатор, продольные моды, синхронизация, световой импульс, длительность, период, активная, пассивная, насыщение, сжатие, мощность, энергия.

Глава 1. Физические основы режима пассивной синхронизации мод непрерывного лазера

1.1 Основные аспекты генерации световых импульсов в непрерывных лазерах

Лазерное излучение, обладающий высокой пространственной и временной когерентностью, с момента своего открытия [14,15] имеет еще одно уникальное свойство - это повышение стабильности самого процесса генерации излучения обусловленное перераспределением энергетических ресурсов активной среды как процесс насыщения или излучением в условиях сильного поля [16]. Сравнение спектра спонтанного излучения рубина и излучения рубинового лазера показывают существенное сжатие как ширину спектральной полосы излучения так и увеличение энергии излучения на длине волны 6943 A^0 сопровождающий одновременным уменьшением энергии излучения на длине волны 6929 A^0(см. рис 2 [14]). В результате воздействия вынужденного излучения и быстрого опустошения нижнего энергетического уровня существенно возрастает вероятность перехода между верхними уровнями R1 и R2 (см. рис 1 [14]) которая в свою очередь уменьшает вероятность перехода R2. Этот экспериментальный факт был использован авторами для объяснения отрицательного теплового эффекта вынужденного перехода. Возможно отрицательный тепловой эффект рассматривалось, как один из способов повышения энергетических характеристик источника излучения на основе рубина. Следует отметить, что тепловая проблема и сегодня является актуальной, например, для полупроводниковых лазеров, в связи с достижением предельных энергетических характеристик [17].

Узкая полоса излучения рубинового лазера определяется двумя обстоятельствами: первое усиливаются только электромагнитные волны соответствующие переходу лазерного излучения, где создана инверсная населенность в активной среде и второе преимущественным усилением только

собственных частот резонатора.

С целью сосредоточения всей энергии в узком интервале времени авторами [14] были приняты меры вращения одного из зеркал резонатора и обеспечение, тем самым модуляцию добротности резонатора. Таким образом, кроме своей монохроматичности, у лазерного излучения появилась еще одно уникальное свойство - концентрация огромной мощности в коротких световых импульсах.

Высокая временная когерентность лазерного источника света, впервые, продемонстрированная авторами [15] доказали, что волны лазерного излучения ведут себя как обычные гармонические радиоволны, которым свойственна интерференция.

Таким образом, наравне с фундаментальными свойствами монохроматичности и когерентности, было показано, что лазерное излучение может иметь короткую длительность. В результате появилась новое направление исследований лазеров, целью которых было получение самых коротких световых импульсов. Начальные исследования этого направления показали, что длительность световых импульсов ограничивается шириной полосы излучения лазера. Другими словами наиболее короткую длительность импульсов можно было обеспечить как можно большим нарушением одного из фундаментальных свойств лазерного излучения, а именно его монохроматичности. Тем не менее, исследования получения самых коротких световых импульсов проводились очень интенсивно, поскольку в них нуждалась фундаментальная наука, для исследования быстропротекающих и нелинейных процессов в природе. Лазерные источники коротких световых импульсов, как источники сверхвысокой амплитуды электромагнитного поля стали основой для исследования нелинейных оптических эффектов и появлению новой области науки как нелинейная оптика [18]. Оказалось, что получение высококачественных сверхкоротких световых импульсов лазерного излучения возможно за счет эффективного использования фундаментальных свойств электромагнитных волн содержащихся в лазерном излучении, а именно

монохроматичности и когерентности продольных мод. Поэтому новое направление в лазерной науке получило название исследование синхронизации мод лазеров. Развитие этого направления было достаточно продуктивным и на сегодняшний день достигнуты световые импульсы, содержащие всего один период колебания световой волны.

Первоначально световые импульсы были получены на рубиновом лазере [14], где источником накачки была импульсная лампа длительностью вспышки около 0,5 мс, позволявшая получить беспорядочное излучение импульсов длительностью около 0,3 мкс. С целью управления концентрацией энергии в более коротком интервале времени был предложен метод модуляции добротности резонатора позволявшего одновременно сократить длительность световых импульсов и повысить их мощность. Длительность импульсов составлял несколько десятков наносекунд в течении которого мощность достигала нескольких мегаватт. Поэтому такие импульсы получили название «гигантских» импульсов [19].

Резонатор лазера имеет собственные частоты, для которых возможно образования стоячей волны, которые называются поперечными и продольными модами. Поскольку добротность этих частот выше, для выбранной поперечной моды (обычно это самая низшая нулевая мода) в ширине полосы генерации непрерывных лазеров могут генерироваться несколько продольных мод. Эти моды состоят из гармонических колебаний, отличающихся между собой на постоянную частоту для которых возможна интерференция. Поскольку фазы этих колебаний не связаны между собой, результатом интерференции является случайная флуктуация поля и интенсивности. Однако если синхронизовать фазы продольных мод, результатом их интерференции будут мощные световые импульсы с короткой длительностью. Величина мощности и длительности на прямой линии определяются количеством синхронизованных продольных мод. Такой способ формирования коротких световых импульсов в непрерывных лазерах получило название метода синхронизации продольных мод.

Вначале для этого была использована ячейка с просветляющимся

поглотителем внутри резонатора He-Ne лазера [20]. Затем для обеспечения связи между продольными модами был использован метод модуляции добротности с частотой равной разнице между соседними модами резонатора [20]. Первый способ получил название пассивной, а второй активной синхронизации мод непрерывных лазеров для получения периодической последовательности коротких световых импульсов.

Излучение лазера в режиме синхронизации мод представлял собой последовательность световых с периодом T=2L/C, где L-длинна резонатора лазера, а C - скорость света. Длительность импульсов ограничивалось количеством продольных мод в полосе частот генерации He-Ne лазера, который составлял несколько сотен МГц позволяющий получить минимальную длительность несколько наносекунд. Тем не менее, это было несколько меньше длительности импульсов, получаемых при модуляции добротности твердотельных лазеров, которые составляли несколько десятков наносекунд.

Это были первые работы, проложившие начало многим новым направлениям, в фундаментальной науке, которая ставила все новые требования к временным и энергетическим параметрам световых импульсов лазера.

Как отмечалось, поглощающий элемент в виде свободной струи нельзя разместить в контакте с зеркалом, что приводит к ухудшению режима синхронизации мод в случае линейного резонатора. В этом случае более эффективными оказались "кратные" местоположения поглотителя внутри резонатора [21].

За счет повышения стабильности режима работы лазера, появляется реальная возможность использования тонкого насыщающегося поглотителя, позволяющего стабильно получать предельно короткие световые импульсы [20].

Использование кольцевого резонатора является эффективным только для достаточно тонких поглощающих сред (~10 мкм). Поэтому использование такой схемы экспериментальной установки в случае поглощающих элементов

большой толщины не позволяет получить световые импульсы длительностью менее 0,1 пс. В качестве примера можно привести работы авторов [22,23] , где использование кольцевого резонатора лазера с насыщающимся поглотителем толщиной около 150 мкм позволяет получить световые импульсы длительностью 0,36 пс [22].

Зависимость режима синхронизации мод от местоположения и толщины насыщающегося поглотителя для лазеров на красителе, очевидно, связана с небольшой по сравнению с энергией насыщения энергией генерируемых световых импульсов. Действительно, в таком случае энергия, теряемая на просветление поглощающей среды, может существенно отличаться в зависимости от места встречи световых импульсов относительно центра поглотителя.

Расчетная зависимость энергии, теряемой световыми импульсами одинаковой амплитуды, приходящими в насыщающийся поглотитель с некоторой задержкой по времени - $t_п$, приведена в работе [20]. В случае точной встречи световых импульсов в поглотителе ($t_п = 0$) энергия, теряемая ими, является минимальной, а абсолютное ее значение зависит от параметра β. Величина $\beta=2\sigma_п\varepsilon_п$ характеризуется отношением плотности энергии светового импульса в поглотителе - $\varepsilon_п$ к энергии насыщения поглотителя - $E_п \sim 1/2\sigma_п$.

Для определенного значения β минимальные потери энергии световых импульсов наблюдаются в пределах $0 \le t_п \le \tau_р$, т.е. в пределах интервала времени, определяемого длительностью световых импульсов - $\tau_р$. Поэтому для получения световых импульсов длительностью $\tau_р$ наиболее эффективным является использование насыщающегося поглотителя протяженностью – $l_п = c*\tau_р$, что и имеет место в работах [19,20] .

Перспективным, с точки зрения получения высоких энергетических характеристик излучения лазера, является метод активной синхронизации мод. С одновременным использованием методов активной и пассивной синхронизации мод в лазере на красителе Rh6G получены световые импульсы длительностью 70 фс (фемтосекунд) [24] . При этом толщина поглощающего

элемента была около 200 мкм, что на порядок больше, чем пространственная длина генерируемых световых импульсов.

Для синхронного возбуждения лазера на красителе используется вторая гармоника излучения непрерывного АИГ:Nd^{3+} лазера, работающего в режиме активной синхронизации мод. В связи с возникновением необходимости точного согласования длин резонаторов лазера на красителе и АИГ: Nd^{3+}, были приняты дополнительные меры по стабилизации задающего генератора [26]. Резонаторы обоих лазеров были собраны на базе стержней из инвара, что в значительной степени уменьшает тепловые изменения длины резонаторов во времени. Характеристики излучения второй гармоники лазера на АИГ: Nd^{3+}, используемого для синхронного возбуждения лазера на красителе, были следующими: средняя мощность - 500 мВт, длительность световых импульсов - 65 пс, частота следования - 100 МГц. Одновременно с синхронным возбуждением внутрь резонатора лазера на красителе помещается насыщающийся поглотитель, в качестве которого используется краситель 1,3 диэтил – 4-хинолиоксакарбоцианин иодид (DQOCI). Отсутствие литературных данных по спектральным характеристикам использованного насыщающегося поглотителя затрудняет выяснение особенностей этого красителя по сравнению с такими традиционными красителями как DODCI. Преимуществом красителя DQOCI по данным [26] является его небольшое время релаксации, равное 3 пс, что на два порядка меньше, чем у DODCI [27] . Однако, длительность генерируемых световых импульсов говорит о существовании дополнительных механизмов сжатия, которые помимо быстрого восстановления поглотителя приводят к столь сильному их уменьшению.

Довольно часто для пассивной синхронизации мод используют повременно два насыщающихся поглотителя [28-30] . При этом улучшается стабильность режима синхронизации мод [29] и уменьшается длительность получаемых световых импульсов [30]. Как правило, используемые поглотители сильно отличаются по временам релаксации.

Необходимыми требованиями к используемым поглотителям являются

одновременно возможность их хорошего просветления для выделения наиболее сильных флуктуаций интенсивности и быстрого их восстановления для уменьшения вероятности нарушения временной структуры излучения появлением дополнительных световых импульсов-сателлитов на периоде. Использованием одного поглотителя трудно создать одновременно эти два условия. Хорошо просветляются лишь те поглотители, которые имеют достаточно большие времена релаксации, а поглотители с малыми временами релаксации - $T_п$, в силу того, что параметр насыщения обратно пропорционален времени $T_п$, просветляются плохо. Поэтому пассивная синхронизация мод лазера на красителе Rh6G , как правило, осуществлялась с помощью DODCI, имеющего время релаксации порядка 300 пс. Использование таких поглощающихся красителей как DQOCI или Малахитовый зеленый было неэффективно ввиду малого значения времени их релаксации (~ 3 пс). Одновременное использование насыщающихся поглотителей, сильно отличающихся временами релаксации (DODCI + DQOCI или DODCI + Малахитовый зеленый), в какой-то степени позволяет реализовать одновременно оба требования, предъявляемые к поглотителям. О результатах подобных экспериментов сообщалось в работах [28-31] , где было достигнуто существенное улучшение временных характеристик излучения лазера при пассивной синхронизации мод.

Другим способом одновременной реализации вышеназванных требований является вынужденное сокращение времени релаксации поглотителя. Для этого необходимо, чтобы используемый поглотитель обладал хорошими излучающими характеристиками. Подобные явления наблюдались в работах [32,31] . Особенно полезным является такой способ уменьшения времени релаксации в случае импульсных лазеров с пассивной синхронизацией мод [33,34] .

Аргоновый (Ar+) лазер, работающий в режиме синхронизации мод, широко применяется для синхронного возбуждения лазеров на красителях и получения непрерывной последовательности сверхкоротких световых

импульсов.

Синхронизация мод лазера, обычно достигается с помощью акустооптического модулятора, реже - с помощью поглотителя, газоразрядного [21] или струи раствора красителя [32,35] . Использование в качестве насыщающихся поглотителей органических красителей Rh6G [32] и родамина 110 [35] не привели к существенному улучшению характеристик Ar+ лазера, получаемых при пассивной синхронизации мод с помощью газоразрядного поглотителя. Небольшое значение сечения поглощения красителей (~ 10^{-16} см^2) в значительной степени затрудняет создание хороших условий насыщения. Несмотря на большие достижения лазерной техники в некоторых случаях создать эти условия практически невозможно. В плане технического осуществления и практического применения перспективным является использование газоразрядного поглотителя. При создании такого лазера не возникает проблем, связанных со сложностью конфигурации резонатора и использованием сложных элементов типа струи раствора красителя [32] , которая должна обладать достаточной однородностью и стабильностью.

Газоразрядный поглотитель для пассивной синхронизации мод является более подходящим по своим оптическим характеристикам, нежели растворы красителей. Поэтому нет необходимости сильной фокусировки излучения внутрь насыщающегося поглотителя для обеспечения хорошего режима просветления. Удобным с точки зрения использования на практике является возможность плавного управления характеристиками излучения лазера в режиме пассивной синхронизации мод путем изменения величины поглощения, что легко достигается в случае газоразрядного поглотителя. Использование газоразрядного поглотителя дает возможность исследования различных процессов пассивной синхронизации мод [35] . Следует отметить, что газоразрядные поглотители, используемые для пассивной синхронизации мод, далеко не оптимизированы по всем своим параметрам. Поэтому исследование свойств таких насыщающихся поглотителей и представляет,

несомненно, большой интерес.

Останавливаясь на преимуществах использования того или иного поглотителя, важно отметить применение кристаллов с центрами окраски (ЦО) для пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров [36-39] . Обычно для пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров в качестве насыщающегося поглотителя используют растворы органических красителей [44,45]. При этом, условия насыщения усиления и поглощения существенно отличаются: просветление поглотителя достигается при тех значениях плотности излучения, для которых насыщение усиления незначительно. Естественно в таком случае влияние нелинейности усиления на процесс сжатия длительности генерируемых световых импульсов становится незначительной. Предельная длительность световых импульсов в таком случае определяется временем релаксации насыщающегося поглотителя. При этом возможно использование дополнительных эффектов для уменьшения слишком большого отличия в насыщении усиливающей и поглощающей сред, например, уменьшение плотности излучения в поглотителе за счет подбора геометрии резонатора [46]. ЦО по своим спектральным характеристикам являются более подходящими для сближения условий насыщения усиления и поглощения в твердотельных лазерах. Однако, здесь отрицательно сказывается большое время релаксации в ЦО, что не менее важно при пассивной синхронизации мод. Использование ЦО в качестве насыщающегося поглотителя связано еще и с тем, что они могут стать как лазеры на красителях, перестраиваемыми по частоте источниками сверхкоротких световых импульсов [39]. В связи с этим необходимо отметить, что использование эффекта вынужденного сокращения времени релаксации в ЦО при использовании схемы двойной синхронизации мод [32], по-видимому, создает благоприятное условие для пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров.

В последнее время появилось несколько интересных работ по использованию пассивного метода синхронизации мод в твердотельном АИГ:

Nd^{3+} лазере [60, 47]. Режим синхронизации мод достигается помещением внутрь резонатора невозбужденного (пассивного) элемента из алюмоиттриевого граната. В результате правильного выбора местоположения активного и пассивного элементов достигался хороший режим синхронизации мод. Об этом свидетельствуют такие результаты, как средняя мощность в режиме синхронизации мод, равная 3 Вт и длительность генерируемых световых импульсов ~ 400 пс. Отмечается возможность изменения частоты следования световых импульсов, которая определялась выбором местоположения активного и пассивного элементов. Экспериментальные результаты работ [60,47] находятся в хорошем согласии с теорией, развитой на основе спектрального подхода.

Характерной особенностью лазеров с пассивной синхронизацией мод является наличие гистерезисных явлений вблизи порога генерации. Эти явления проявляются в неоднозначности порога генерации и в изменении мощности или длительности световых импульсов излучения в зависимости от направления изменения уровня возбуждения лазера [35,48-54]. На практике эти явления могут использоваться для создания быстродействующих переключателей [51] .

Вероятность использования результатов эксперимента не только в полупроводниковых лазерах, но и в лазерах других типов, где наблюдаются явления гистерезиса, не исключается.

Несмотря на большое количество экспериментальных работ по пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров в них не были затронуты вопросы, которые могут ограничить возможности такого метода. Остановимся на некоторых из них.

Одним из важнейших факторов в лазерах, работающих в режиме синхронизации мод, является глубина модуляции. Чем больше глубина модуляции, тем меньше длительность генерируемых световых импульсов и выше стабильность режима синхронизации мод [15,52]. При пассивной синхронизации мод глубину модуляции косвенно определяет величина

ненасыщенного поглощения, которую не всегда удается увеличивать. Уместно показать возможность управления глубиной модуляции за счет других параметров лазера, например, за счет выбора условия насыщения усиливающей и поглощающей сред.

Пассивная синхронизация мод характеризуется областью существования и достигается при определенных значениях величины усиления и поглощения. При заданном значении величины ненасыщенного поглощения режим синхронизации мод достигается вплоть до некоторого максимального значения ненасыщенного усиления. Дальнейшее увеличение усиления приводит к нарушению временной структуры излучения в результате появления дополнительных импульсов - сателлитов. Механизм появления импульсов - сателлитов до сих пор остается не интерпретированным и потому способы их устранения не найдены.

До конца не изучен вопрос, связанный со свойствами используемых насыщающихся поглотителей для пассивной и комбинированной синхронизации мод непрерывных лазеров. В этом плане было бы полезным заблаговременное определение свойств поглощающего элемента для получения оптимального режима пассивной синхронизации мод выбранного лазера. Отсутствие таких критериев приводит к трудоемкому методу определения подходящего насыщающегося поглотителя экспериментальным путем. Встречаются работы, в которых в качестве насыщающегося поглотителя использован не очень подходящий по своим спектральным характеристикам поглотитель [32] .

Помимо свойств используемых сред методом насыщения усиления и поглощения в лазерах с пассивной синхронизацией мод также можно определить и плотность энергии излучения, которую можно изменить путем изменения местоположения активных сред и геометрии резонатора. Последнее является не менее важным фактором для улучшения режима синхронизации мод [55] .

1.2 Спектральный и временной подход к рассмотрению процесса пассивной синхронизации продольных мод

Для теоретического рассмотрения явления синхронизации мод в основном были развиты два подхода - временная и спектральная. Спектральный подход, объясняющий процесс синхронизации мод как следствие эффекта "захвата" частоты на "комбинационных тонах", оказался хорошим приближением для случая небольшого числа продольных мод [56].

Временной подход к явлению синхронизации мод основывается на возможности формирования периодической последовательности коротких световых импульсов от начальных случайных флуктуаций интенсивности излучения лазера. В силу своей простоты и возможности описания явления синхронизации мод, независимо от количества генерируемых продольных мод, такой подход оказался чрезвычайно плодотворным и особенно сильно был развит в последнее время [57].

а) спектральный подход к объяснению явления синхронизации мод

Синхронизацию продольных мод и генерацию излучения лазера в виде коротких световых импульсов можно рассматривать как явление интерференции, которое может иметь место, если частоты этих мод эквидистантны, а разность фаз не меняется во времени, т . е .

$$\Delta\nu_m = \nu_m - \nu_{m-1} = \nu_{m+1} - \nu_m = \text{const} \qquad (1.1)$$

и

$$\Delta\varphi_m = \varphi_m - \varphi_{m-1} = \varphi_{m+1} - \varphi_m = \text{const}\,, \qquad (1.2)$$

где ν_m и φ_m - частота и фаза m-ой продольной моды лазера, для которой усиление превышает уровень потерь. Частота отдельной продольной моды определяется по формуле:

$$\nu_m = \frac{m * c}{2 * L * \mu}\,, \qquad (1.3)$$

где m - целое, большое число, c - скорость света, μ - показатель преломления, L - длина резонатора. В случае, когда внутри резонатора имеется усиливающая

среда, величина μ является функцией частоты - ν.

$$\mu_y\ \nu\ -1 = -\frac{g\ \nu\ *(\nu_0-\nu)}{\nu*\gamma_y}\ , \qquad (1.4)$$

где g(ν) - коэффициент усиления, ν_0 - центральная частота перехода, γ_y - обратная величина излучательного времени жизни усиливающей среды [58] . Согласно (1.4) условие μ_y =1 выполняемо только для пустого резонатора (g(ν)=0) или для продольной моды, частота которой соответствует центральной частоте линии усиления (ν_0 = ν) .Во всех остальных случаях величина μ_y отлична от 1 и является функцией частоты. Зависимость величины μ_y и g приводится на рисунках 1.1 (а) и (б). Как видно, при резонансных частотах, меньших ν_0, частота продольных мод резонатора под влиянием усиливающей среды увеличивается, в то время как для резонансных частот , превышающих ν_0 , она уменьшается. Результат таков, что частоты продольных мод ”затягиваются" к центру линии лазерного перехода.

В результате нарушения эквидистантности спектра продольных мод условия (1.1) и (1.2) не выполняются и синхронизации мод не происходит.

В определенных случаях оказывается возможным появление условия для реализации (1.1) и (1.2). Впервые возможность такого явления была показана в работах Лэмба [56].

Если в пределах линии усиления укладывается три собственных частоты резонатора, то возможен трехмодовый режим генерации. Поляризация активной среды в третьем порядке в этом случае имеет компоненты, которые осцилируют на частотах

$$2\nu_2 - \nu_3 \approx \nu_1\ , \quad \nu_3 - \nu_2 + \nu_1 \approx \nu_2\ , \quad 2\nu_2 - \nu_1 \approx \nu_3,$$

достаточно близко расположенные к основным частотам ν_1, ν_2 и ν_3. Из уравнений Максвелла следует, что если в поляризации присутствуют эти компоненты, а их частоты лежат вблизи основных резонансных частот резонатора, то они также существуют как поля излучения внутри него. Это так называемые «комбинационные тона». Согласно теории Лэмба, если резонансные частоты расположены таким образом, что разница между (ν_2 - ν_1)

и (ν_3 - ν_2) сколь угодно мала, следовательно, "комбинационные тона" расположены сколь угодно близко к основным частотам ν_1, ν_2 и ν_3 , то каждая из генерируемых мод захватывается соответствующей комбинационной частотой. В результате устанавливается эквидистантный спектр продольных мод - условие (1.1), а фазы будут связаны через определенное соотношение - условие (1.2). Таким образом, возникает режим самосинхронизации мод, когда лазер генерирует последовательность световых импульсов с частотой следования $\Delta\nu_m$.

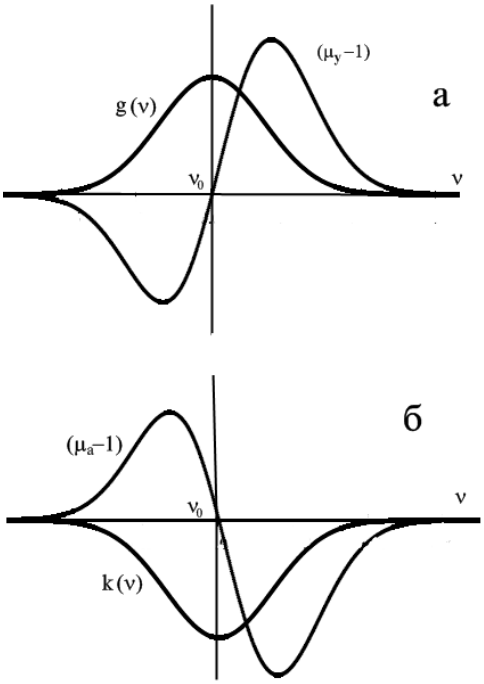


Рисунок 1.1- Профили усиления (а) и поглощения (б) и соответствующие кривые аномальной дисперсии

Режим самосинхронизации мод, когда внутри резонатора лазера находится только усиливающая среда, легче возникает при симметричном расположении собственных частот резонатора ν_1, ν_2 , ν_3 и когда частота ν_2 совпадает с центром линии усиления, а частоты ν_1 и ν_3 располагаются симметрично относительно центра. В таком случае разница между частотами (ν_2 - ν_1) и (ν_3 - ν_2), вызванная эффектом затягивания мод, оказывается минимальной и легче выполняется условие самосинхронизации мод. По мере увеличения числа генерируемых мод, необходимого для получения более

коротких световых импульсов, все сильнее нарушается их эквидистантность и в результате невыполнения условия для "захвата" режим синхронизации не достигается. Поэтому нелинейность усиливающей среды, обеспечивающей связь между комбинационными тонами и основными частотами, дает возможность синхронизации только небольшого числа продольных мод.

Синхронизация большого числа продольных мод в лазерах может быть достигнута помещением внутри резонатора насыщающего поглотителя, пропускание которого зависит от интенсивности поля. В этом случае

суммарный коэффициент преломления определяется как $\mu = \mu_у + \mu_п$, где

$$\mu_п \ \nu \ - 1 = \frac{k \ \nu \ *(\nu_0 - \nu)}{\nu * \gamma_п} \qquad (1.5)$$

Здесь $k(\nu)$ - коэффициент поглощения, $\gamma_п$ - однородная ширина линии поглощения. Зависимость величин $k(\nu)$ и $(\mu_п-1)$ от частоты показана на рисунке 1.1(б). Нетрудно догадаться, что внесение внутрь резонатора поглощающей среды в отличие от усиливающей приводит к "отталкиванию" резонансных частот относительно центра линии поглощения. Однако, как видно из формул (1.4) и (1.5) условие эквидистантного спектра продольных мод за счет эффектов "затягивания" и "отталкивания" может быть достигнуто только вблизи порога генерации, когда $k(\nu) = g(\nu) = const$ или оба равны нулю. Поэтому механизм действия насыщающегося поглотителя не может быть сведен только к эффекту "отталкивания" резонансных частот. Наглядным примером в этом плане могут быть результаты экспериментальных работ [59,60,61] , где обнаружена сильная зависимость режима синхронизации мод не только от величины ненасыщенного поглощения, но и от местоположения усиливающей и поглощающей среды.

С точки зрения создания условия "захвата" необходима достаточно сильная связь между основными модами и их комбинационными тонами [56] , что достигается, в первую очередь, за счет большой амплитуды основных резонансных частот. Нелинейность поглощающего элемента может привести к

высокой добротности определенного спектра продольных мод по сравнению с другими.

Поэтому зависимость спектра продольных мод от местоположения поглощающей среды можно рассматривать как условие минимальных потерь для данного спектра. Данная интерпретация хорошо согласуется с экспериментальными результатами [62].

К сожалению, при спектральном подходе не рассматривалось влияние других параметров усиливающей и поглощающей сред за исключением их местоположения. В принципе выбор правильных местоположений усиливающей и поглощающей среды основан на создании разницы в условиях насыщения. Это условие можно менять также изменением поля за счет геометрии резонатора или соответствующим выбором свойств активных сред.

б) Анализ режима пассивной синхронизации мод, основанный на скоростных уравнениях (временной подход)

При использовании временного подхода процесс пассивной синхронизации мод может быть моделирован схемой, в которой происходит сильное ослабление излучения малой интенсивности и избирательное усиление коротких выбросов высокой интенсивности. Такие выбросы всегда присутствуют в шумовых флуктуациях лазера. На начальном этапе генерации за несколько проходов в резонаторе формируется шумовой импульс общей длительностью порядка времени релаксации поглощающего элемента. Через определенное число проходов шумовой всплеск оказывается сильно сжатым во времени [63]. В случае непрерывных лазеров процесс сжатия продолжится до установления стационарного режима генерации, когда за один полный обход резонатора характеристики светового импульса не меняются. Поэтому явление пассивной синхронизации мод можно рассматривать как процесс непрерывного сжатия светового импульса произвольной начальной формы при неоднократном его прохождении через усиливающую и поглощающую среду.

При таком подходе трудно количественно определить предельную длительность получаемых световых импульсов. Однако здесь удается объяснить

механизм сжатия импульсов, что является особенно полезным.

Впервые анализ режима пассивной синхронизации мод, на основе скоростных уравнений, было развито в работах П.Г. Крюкова и В.С. Летохова [75] и Флека [41]. Были рассмотрены особенности пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров, где впервые наблюдалась генерация сверхкоротких световых импульсов [64], [65]. Выводы этих работ, вполне пригодны и для других типов лазеров. К числу таких результатов можно отнести возможность установления генерации лазера с временной структурой из нескольких импульсов на периоде резонатора $T_0 = 2L/c$, где L - оптическая длина резонатора [41]. Количество импульсов на периоде T_0 определялось местоположением насыщающегося поглотителя. Такая особенность позволяет создать хорошие условия для просветления поглотителя и плавного изменения периода следования световых импульсов, что имеет большое практическое значение. В последующих работах, посвященных другим типам лазеров, в основном рассматривалась генерация только одного светового импульса на периоде T_0 .

Большое значение имеет процесс формирования нескольких световых импульсов в лазерах с насыщающимся поглотителем внутри резонатора [66]. Поскольку такой режим работы, наблюдается при больших значениях мощности излучения объяснение механизма формирования многих импульсов на периоде, имеет практическое значение. Здесь могут проявить себя процессы когерентного взаимодействия [67] и насыщения усиливающей среды определяющий режим генерации нескольких групп продольных мод [68]. Правильное использование возможного режима генерации нескольких световых импульсов на периоде T_0 в других типах лазеров позволяет существенно улучшить режим синхронизации мод [69].

В зависимости от времени релаксации используемого насыщающегося поглотителя, как правило, реализуется один из двух принципиально разных случаев. Первый, когда длительность получаемых световых импульсов - τ_p определяется временем релаксации используемого поглотителя – T_n и второй - когда величина $\tau_p << T_n$.

Первый случай реализуется в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод. Энергия получаемых световых импульсов для этих лазеров существенно меньше энергии их насыщения. Поэтому насыщение усиливающей среды практически отсутствует и не влияет на процесс сжатия длительности световых импульсов. Такая особенность твердотельных лазеров позволяет получить световые импульсы, длительность которых целиком определяется временем релаксации используемых поглощающих элементов. Все попытки получения более коротких световых импульсов в таких типах лазеров, в основном, направлены на поиск безинерционных насыщающихся поглотителей [70, 71] .

Следует обратить внимание на работу [44] , где приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования режима пассивной синхронизации мод в лазере на неодимовом стекле. Интересным является показанная возможность получения в таких лазерах световых импульсов, длительность которых меньше времени релаксации используемого поглотителя. Удается получить световые импульсы длительностью 1,7 пс, в то время, как величина $T_п$ составляет 2,7 пс. Отмечается, что такие импульсы могут формироваться в результате проявления нелинейности усиливающей среды. При этом самые короткие световые импульсы достигались тогда, когда поглотитель был размещен близко к перетяжке пучка внутри резонатора, где плотность мощности излучения велика. В принципе такие небольшие изменения в длительности световых импульсов могли произойти не за счет нелинейности усиления, а в результате уменьшения времени релаксации поглощающей среды за счет увеличения вероятности вынужденных переходов излучения в нем. Действительно, с увеличением плотности мощности в поглощающем элементе вполне возможно появление таких эффектов [45].

Достаточно сильное отличие между свойствами усиливающей и поглощающей среды в случае твердотельных лазеров приводит к проявлению нелинейных свойств поглотителя при существенно меньших значениях амплитуды генерируемых импульсов. Насыщение усиления может происходить

благодаря большому времени релаксации по сравнению с периодом следования импульсов в результате накопления или суммирования энергии большого количества импульсов, как это отмечалось в [46]. Несмотря на это в пределах светового импульса насыщение незначительно и влияние этого процесса на сжатие светового импульса слабо. По мере увеличения амплитуды генерируемых импульсов настолько чтобы заметного насыщения усиления не происходило, могут ослабляться нелинейные свойства поглощающего элемента, обеспечивающие процесс сжатия. Поэтому большой интерес представляет получение режима генерации, при котором нелинейные этапы просветления поглотителя и насыщение усиления оказываются совмещенными во времени. Режим перекрытия нелинейных стадий экспериментально достигался при выборе оптимальной геометрии резонатора [46] или длины резонатора [72].

Теоретическое рассмотрение процесса формирования коротких световых импульсов в твердотельных лазерах [73] позволяет получить аналитическое соотношение, позволяющее выбрать параметры лазера соответствующим образом для совмещения стадий просветления поглотителя и насыщения усиления. Полученное в [73] условие оптимизации процесса формирования коротких световых импульсов:

$$\frac{\sigma_у}{\sigma_п} * \frac{T_0}{T_п} \geq \frac{2}{3\ \overline{3}} * \frac{\exp(-K_0{}^2}{\exp\ -K_0\ +K_{пот}},$$

где $\sigma_п$ и $\sigma_у$ - оптические сечения переходов поглотителя и усиливающей среды, T_0 - период резонатора, K_0 - ненасыщенное значение величины поглощения, $K_{пот}$ - величина линейных потерь, $T_п$ - время релаксации поглощения, позволяет выбрать оптимальные параметры при разработке и конструировании генераторов сверхкоротких импульсов света. Здесь, однако, не учитывается влияние геометрии резонатора, что экспериментально наблюдалось в [46]. Изменение плотности мощности в усиливающей или поглощающей среде фактически равносильно изменению эффективного значения сечений переходов $\sigma_п$ и $\sigma_у$. Исходя из таких соображений, приведенное условие можно написать в более общем виде:

$$\frac{A_п}{A_у} * \frac{\sigma_у}{\sigma_п} * \frac{T_0}{T_п} \geq \frac{2}{3\ \overline{3}} * \frac{\exp(-K_0{}^2}{\exp\ -K_0\ +K_{пот}}, \qquad (1.6)$$

где $A_п$ и $A_у$ - геометрическое сечение пучков в поглотителе и усилителе.

Результаты экспериментальных исследований влияния значения отношения $A_п/A_у$ обсуждаются в работе [74]. Использование внутрирезонаторного телескопа позволяло создать отношение сечений пучков равных 4,2 и 1. По мере увеличения сечения пучка в поглотителе сначала наблюдалось улучшение контраста получаемых световых импульсов. Но при значении $A_п/A_у$ равном 4 предельного усиления оказалось уже недостаточным для просветления поглотителя. Судя по результатам этой работы, увеличение сечения пучка в насыщающемся поглотителе в соответствии с (1.6) приводит к улучшению режима пассивной синхронизации мод в твердотельных лазерах. На практике такой способ улучшения синхронизации мод находит широкое применение [53] .

Выполнение условия (1.6) зависит от длины резонатора лазера (T_0 = 2*L/c). Возможность улучшения контраста и длительности получаемых световых импульсов за счет выбора оптимальной длины резонатора лазера теоретически показано в работе [72] . Хотя при таком способе оптимизации необходимая длина резонатора оказывается достаточно большой (~75м), однако использование линий задержки в определенной степени делают его реальной.

Выражение, подобное (1.6), получается при рассмотрении режима пассивной синхронизации мод других типов лазеров. Однако, наблюдается обратная зависимость режима пассивной синхронизации мод от параметров, входящих в (1.6). Например, если в случае твердотельных лазеров для улучшения режима генерации требуется увеличение отношения $A_п/A_у$, то в случае других лазеров наоборот - ее уменьшение и т.д. Следует сразу отметить, что оба условия являются правильными, а их отличие связано с принципиальными отличиями процессов, протекающих в разных типах лазеров, для которых они получены.

Если в твердотельных лазерах насыщение усиления слабо влияет на процесс сжатия получаемых световых импульсов, то в случае газовых лазеров и лазеров на красителях оно проявляется достаточно сильно. Благодаря нелинейности усиления удается получить световые импульсы длительностью много меньше

времени релаксации используемых насыщающихся поглотителей и усиливающей среды – $T_п$, $T_у$.

$$\tau_р \ll T_п, T_у \quad . \qquad (1.7)$$

Процесс взаимодействия коротких световых импульсов, длительность которых удовлетворяет условию (1.7) в рамках некогерентных процессов ($\tau_р$»T_2 - время жизни поляризации усиливающей среды) с двухкомпонентной лазерной средой , состоящей из нелинейного усилителя и насыщающегося поглотителя был рассмотрен в [75] . Основное внимание было уделено возможности сжатия длительности световых импульсов. Оказалось, что такая возможность возникает при определенных условиях, когда сечение поглощения - $\sigma_п$ много больше сечения вынужденного перехода в усиливающей среде - $\sigma_у$.

Энергия светового импульса E по мере распространения в двухкомпонентной лазерной системе меняется в направлении X по закону [75].

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N_{у0}}{2}\ 1 - \exp(-2\sigma_у E)\ - \frac{N_{п0}}{2}\ 1 - \exp\ -2\sigma_п E\ - К_{пот} * E\,, \quad (1.8)$$

где $N_{у0}$ и $N_{п0}$ - начальные значения разности населенностей в усиливающей и поглощающей среде, $К_{пот}$ -величина линейных потерь, E - энергия светового импульса. Зависимость величины dE/dx от энергии светового импульса в случае, когда общие потери превышают усиление:

$$\sigma_у N_{у0} - \sigma_п N_{п0} - К_{пот} < 0 \quad , \qquad (1.9)$$

приводится на рисунке 1.2.

Видно, что при выполнении этих условий световые импульсы могут как усиливаться $\frac{dE}{dx} > 0$ (участок II), так и затухать $\frac{dE}{dx} \leq 0$ (участок I и III). В связи с тем, что $\tau_р$ « $T_п$, $T_у$ вся зависимость (рисунок 1.2) может наблюдаться в пределах одного светового импульса. Различные участки зависимости dE/dx могут соответствовать различным участкам в огибающей светового импульса.

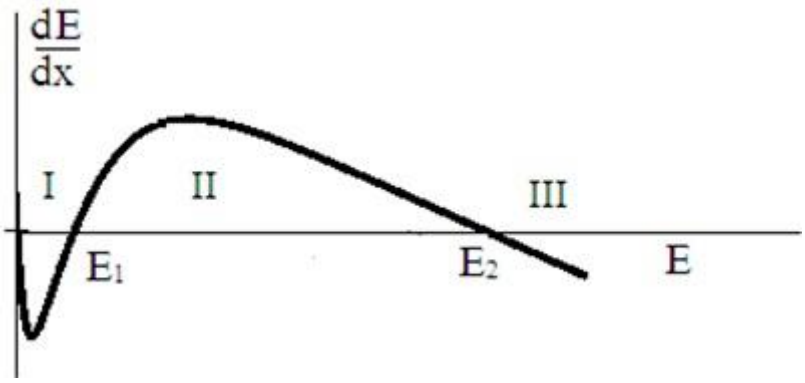


Рисунок 1.2 - Зависимость количества энергии, приобретаемой световым импульсом по мере распространения в двухкомпонентной лазерной системе, когда выполнено условие (1.9) , от энергии светового импульса [75]

Если центральной части импульса соответствует участок II, а двум боковым крыльям - I и III, то в результате распространения этот импульс изменит свою форму. Происходит уменьшение его длительности и одновременное увеличение его амплитуды [76] .

Важным является вывод о том, что усиление превышает потери не в интервале времени $T_п$, а в интервале, определяемом энергией светового импульса, который может быть существенно меньше, чем $T_п$. Эта особенность, возникающая при насыщении усиления, позволяет получить световые импульсы длительностью меньшей, чем $T_п$ - условие (1.7), что представляет большой интерес. Далее рассматривается именно такой режим генерации коротких световых импульсов при пассивной синхронизации мод.

1.3 Использование "медленного” насыщающегося поглотителя для пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров

Получение световых импульсов при пассивной синхронизации мод лазеров на красителе [77,78] , длительность которых была много меньше времени релаксации используемых насыщающихся поглотителей [24] , вызвал большой интерес с точки зрения объяснения наблюдаемого явления. Наиболее

плодотворным для объяснения процесса формирования столь коротких световых импульсов оказался подход, основанный на скоростных уравнениях.

Первые попытки объяснения механизма возникновения световых импульсов, длительность которых не определяется временем релаксации поглотителя, были сделаны в работах Нью [79-81] . Главной причиной установления такого режима генерации лазера могло служить, как показал Нью, нелинейность усиливающей среды в результате его насыщения. При учете этого явления усиливающая среда, как и насыщающийся поглотитель, может привести к эффективному сжатию длительности световых импульсов.

В работах [79-81] решение скоростных уравнений, описывающих процессы взаимодействия светового импульса с усиливающей и поглощающей средами, производилось численным методом. Было показано существенное сжатие длительности световых импульсов после определенного числа проходов через нелинейную усиливающую среду и насыщающийся поглотитель. Процесс сжатия световых импульсов происходил только при определенном соотношении энергий насыщения усиливающей и поглощающей среды. В результате неоднократного прохождения через эти среды выполнение этого условия могло привести к формированию отдельных световых импульсов высокой интенсивности и малой длительности из первоначального набора шумовых флуктуаций интенсивности. Несмотря на большое количество параметров, была показана определенная область их изменения, позволяющая сжатие световых импульсов, что в последующих работах определялось как область существования режима пассивной синхронизации мод. В работах Нью не рассматривался процесс установления стационарного режима генерации сверхкоротких световых импульсов, уделялось внимание только процессам сжатия их длительности.

Установление стационарного режима генерации сверхкоротких световых импульсов рассмотрено в работах Хауса [5,82] . Ценным и значительным в этой работе было полученное решение в неявной форме для профиля интенсивности импульса лазера. Система из трех характеристических уравнений, определяющая зависимость длительности и энергии световых импульсов при стационарном

режиме генерации от различных параметров лазера, оказалась довольно простой и удобной для проведения различных качественных анализов. В отличие от модели Нью, Хаус в своей работе учитывает влияние спектрального фильтра внутри резонатора. Работы Нью и Хауса оказались фундаментальными для описания процесса формирования сверхкоротких световых импульсов и стационарного режима пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров.

Анализ режима пассивной синхронизации мод в этих работах ведется в следующих предположениях и приближениях:

1. Однородное уширение линии усиления и поглощения.
2. Слабое изменение светового импульса после прохождения через усиливающую и поглощающую среду и диспергирующий элемент.
3. Зависящую от энергии импульса часть коэффициентов усиления и поглощения можно разложить в ряд до второго порядка.
4. Дисперсию системы, зависящую от частоты, можно разложить в ряд по частоте до второго порядка (это предположение допустимо, если спектральная полоса фильтра больше, чем спектральная ширина светового импульса).

Эти предположения необходимы для получения аналитического уравнения, описывающего стационарный режим пассивной синхронизации мод.

Рассмотрим процессы взаимодействия короткого светового импульса, имеющего произвольную форму, с усиливающей и поглощающей средой.

В трехуровневой поглощающей среде с малым временем релаксации верхнего состояния изменение разности населенности описывается следующим образом

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n-n_0}{T_п} - \sigma_п * n * F(t) \ ,$$

где $F(t) = P(t)/\hbar\omega_0 A_п$ - плотность потока фотонов, $A_п$ - геометрическое сечение пучка в поглотителе, $\sigma_п$ - оптическое сечение поглощения, P(t) - мощность излучения, n_0 – начальное значение разности населенностей в поглотителе при отсутствии излучения.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n-n_0}{T_п} - \frac{\sigma_п}{\hbar\omega_0 A_п} * n * P(t) \quad . \qquad (1.10)$$

Если рассматриваем процесс взаимодействия светового импульса, длительность которого удовлетворяет соотношению (1.7), то уравнение (1.10) можно представить в виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\sigma_{\text{п}}}{\hbar\omega_0 A_{\text{п}}} * n * P(t)$$

интегрирование которого дает:

$$n = n^{(i)}\exp[-E(t)/E_{\text{п}}] \ , \qquad (1.11)$$

где

$$E\ t\ =\ {}_{-\infty}^{t} P\ t\ dt \qquad (1.12)$$

- энергия светового импульса, а

$$E_{\text{п}} = \frac{\hbar\omega_0 A_{\text{п}}}{\sigma_{\text{п}}} \qquad (1.13)$$

- энергия, необходимая для уменьшения разности населенности $n^{(i)}$ в е раз (энергия насыщения поглощающего элемента), $n^{(i)}$ - начальное значение разности населенности в поглотителе. Значение $n^{(i)}$ может быть отличной от n_0 , если за интервал времени $t_{\text{п}}$, после которого световой импульс приходит повторно в поглотитель, насыщенное поглощение не успевает восстано-виться полностью. В таком случае $n^{(i)} < n_0$. Однако если предположить, что время ее релаксации $T_{\text{п}} \leq t_n$, то можно принимать $n^{(l)} = n_0$.

Зависящую от времени величину поглощения, нормированную величину линейных потерь в соответствии с выражением (1.11) можно написать в следующем виде

$$q(t) = q_0\exp[-E(t)/E_{\text{п}}] \ , \qquad (1.14)$$

где q_0 - ненасыщенное значение величины поглощения.

В полной аналогии с поглощающей средой, за исключением условия

$$t_y < T_y \ , \qquad (1.15)$$

где T_y - время релаксации усиления, а t_y интервал времени между повторными приходами светового импульса в усилитель, можно получить и выражение для нормированного значения величины усиления:

$$p(t) = p^{(i)} * \exp[-E(t)/E_y], \qquad (1.16)$$

где $E_y = \frac{\hbar\omega_0 A_y}{\sigma_y}$ - энергия насыщения усиления, σ_y - оптическое сечение вынужденного перехода в усиливающей среде, A_y - геометрическое сечение пучка в усилителе, $p^{(i)}$ - величина усиления к моменту прихода в усилитель светового импульса после времени t_y . Ввиду того, что $T_y > t_y$ величина усиления не восстанавливается до своего первоначального значения p_0.

Неполное восстановление величины усиления в период времени t_y является необходимым требованием для получения стабильного режима генерации лазера без дополнительных импульсов на периоде T_0 . Стабильность по отношению к возможности появления дополнительных световых импульсов требует выполнения неравенства

$$1+q_0 \geq p^{(i)} \quad . \qquad (1.17)$$

В случае полного восстановления усиления за время t_y и $p^{(i)} = p_0$ выполнение необходимого условия (1.17) означает, что порог генерации лазера не достигается, т.к. тогда

$$1+q_0 \geq p_0 \ .$$

Поэтому необходимо выполнение следующего неравенства

$$p_0 > 1+q_0 \geq p^{(i)} \quad . \qquad (1.18)$$

Условие (1.18) означает, что порог генерации лазера превзойден (первая часть неравенства), однако насыщенное усиление за время t_y восстанавливается не полностью, а лишь до уровня $p^{(i)}$. Таким образом, в промежутке времени t_y усиление не превышает потери.

Определим зависимость между величинами p_o и $p^{(i)}$. При взаимодействии со световым импульсом с полной энергией E_0 величина $p^{(i)}$ уменьшается до $p^{(i)}\exp(-E_0/E_y)$, после чего экспоненциально восстанавливается до значения $p^{(i)}$ за время t_y , т.е.

$$p_0 - p^{(i)}\exp\left(-\frac{E_0}{E_y}\right) \exp\left(-\frac{t_y}{T_y}\right) = p_0 - p^{(i)}.$$

Разложение в ряд $\exp(-Eo/E_y)$ позволяет получить следущее выражение

$$p_0 = p^{(i)} \quad 1 + \frac{E_0/E_у}{\exp \frac{t_у}{T_у} - 1} \qquad . \qquad (1.19)$$

Здесь величина $t_у$ не всегда определяется полной длиной резонатора. Например, в случае если поглощающая среда расположена в одном конце резонатора, а усиливающая - в другом, то $t_у$ = 0,2L/c. Если же усиливающая среда расположена в центре резонатора, то $t_у$ = L/c.

В лазерах на красителе с пассивной синхронизацией мод полоса генерации лазера ограничена полосой пропускания помещаемого внутри резонатора фильтра. Функция преобразования таких фильтров может быть задана в виде

$$H \ \omega_к \ = exp \ -(\frac{\omega_0 T}{4Q}) \ 1 + \frac{\omega_к + \omega_0}{\omega_с} \qquad , \qquad (1.20)$$

где Q - добротность резонатора, $\omega_с$ - полоса пропускания фильтра.

Таким образом, процесс распространения коротких световых импульсов внутри резонатора лазера, содержащего нелинейный усилитель, насыщающийся поглотитель и диспергирующий элемент, можно рассматривать с помощью уравнений (1.14) ,(1.16) и (1.20). Необходимым условием установления стационарного режима генерации, для которого световой импульс с огибающей υ(t) (P(t) = | υ(t)|^2) после полного обхода резонатора лазера должен оставаться неизменным, является

$$q_0 \exp \ -\frac{E}{E_п} \ * \vartheta = \ 1 + p^{\ i} \ \exp \ -\frac{E}{E_п} \ * \vartheta + \frac{\delta}{\omega_с}\frac{d\vartheta}{dt} - \frac{1}{\omega_c^2}\frac{d^2\vartheta}{dt^2} \ , \qquad (1.21)$$

где E(t) определяется формулой (1.12), $\delta = \frac{2\omega_с \delta T}{\omega_0 T}$ - величина задержки светового импульса после полного обхода резонатора.

Решение уравнения (1.21) возможно только в том случае, если допустимо разложение в ряд всех экспоненциальных зависимостей, входящих в нее. После разложения в ряд с учетом всех членов до второго порядка по $E/E_у$ получаем

$$1 + q_0 - p^{\ i} \ - (q_0 - p^{\ i} \ \frac{E_п}{E_у}) \ \frac{E}{E_п} \ + \frac{1}{2} q_0 \vartheta \ \frac{E}{E_п}^{\ 2} \ \vartheta + \frac{\delta}{\omega_с}\frac{d\vartheta}{dt} - \frac{1}{\omega_c^2}\frac{d^2\vartheta}{dt^2} = 0 \ . \ (1.22)$$

Для решения уравнения (1.22) необходимо знать форму огибающей светового импульса υ(t). Впервые решение этого уравнения было получено в [43] .

Форма импульса, задаваемая как

$$\upsilon\ t = \frac{\overline{V_0 E_п / 2\tau_p}}{\cosh(t/\tau_p} \qquad (1.23)$$

удовлетворяет уравнению (1.22), где $V_0 = E_0 / E_п$ - нормированная на энергию насыщения поглощения полная энергия светового импульса, τ_p - длительность светового импульса. Значения V_0 и τ_p могут быть определены подстановкой (1.23) в уравнение (1.22) с учетом, что

$$\frac{E\ t}{E_п} = \frac{V_0}{2}(1 + \tanh(\frac{t}{\tau_p})) \quad . \qquad (1.24)$$

Дополнительно введя обозначение

$$S = E_у / E_п \quad , \qquad (1.25)$$

используя (1.23)-(1.25) и выравнивая все коэффициенты, стоящие перед соответствующими гиперболическими функциями в уравнении (1.22), можно получить систему трех алгебраических уравнений

$$1 + q_0 - p^{\ i} \quad - \frac{1}{2} * \ q_0 - \frac{p^{\ i}}{S} \ * V_0 + \frac{1}{4} * q_0 * V_0^2 - \frac{1}{\varphi_c^2 \tau_p^2} = 0 \quad , \qquad (1.26)$$

$$- \frac{1}{2} * \ q_0 - \frac{p^{\ i}}{S} \ * V_0 + \frac{1}{4} * q_0 * V_0^2 - \frac{\delta}{\omega_c \tau_p} = 0 \quad , \qquad (1.27)$$

$$- \frac{1}{8} * q_0 * V_0^2 + \frac{2}{\varphi_c^2 \tau_p^2} = 0 \quad . \qquad (1.28)$$

Характеристические уравнения (1.26)—(1.28) определяют значение длительности световых импульсов и их энергию в стационарном режиме пассивной синхронизации мод.

Как уже отмечалось, существуют определенные значения параметров, при которых систему из нелинейного усилителя и насыщающегося поглотителя можно привести к формированию сверхкоротких световых импульсов. Ранее мы определяли их как область сжатия световых импульсов, когда за каждый проход через нелинейный усилитель и насыщающийся поглотитель происходит усиление их по амплитуде и уменьшение длительности. Только в таком случае из случайных флуктуаций интенсивности могут формироваться сверхкороткие световые импульсы. При отсутствии этого эффекта имеет место последовательное уширение светового импульса, в результате которого режим

генерации сверхкоротких световых импульсов не устанавливается. Поэтому дополнительно к уравнениям (1.26) - 1.28) необходимо добавить условия, которые позволили бы получить режим генерации лазера в виде коротких световых импульсов.

Величина усиления лазера с нелинейным усилителем и насыщающимся поглотителем определяется по формуле

$$\Delta p\ t\ = p\ t\ - (1 + q\ t\ ) \quad , \qquad (1.29)$$

где величины p(t) и q(t) определяются в соответствии с выражениями (1.16) и (1.14). После их подстановки в (1.29) с учетом возможности разложения в ряд экспоненциальной части формул (1.14) и (1.16) до второго порядка по $V=E/E_п$ получаем

$$\Delta p\ t\ = \ 1 + q_0 - p^{\ i} \ + \ q_0 - \frac{p^{\ i}}{S}\ V + \frac{1}{2} q_0 V^2 \quad . \qquad (1.30)$$

В соответствии с формулой (1.30) необходимо, чтобы полная энергия светового импульса – E_0 была достаточна для создания отрицательного усиления в системе после него

$$\Delta p(V_0) \leq 0 \quad . \qquad (1.31)$$

Иначе, если $\Delta p(V_0) > 0$, то не происходит сжатия светового импульса и имеет место уширение в результате усиления заднего фронта.

Другое условие стабильности режима генерации лазером коротких световых импульсов вытекает из необходимости отрицательного усиления в системе до момента прихода светового импульса

$$1 + q_0 - p^{\ i} \ \geq 0 \ . \qquad (1.32)$$

В противном случае, если до светового импульса в системе усиление превышает потери, то возможно не сжатие длительности за счет увеличения крутизны переднего фронта, а наоборот - его уширение.

Усиление в системе - Δ p(t) превышает потери только в пределах светового импульса, имеющего достаточную энергию для насыщения усиления и поглощения. Однако, этого недостаточно для создания условия $\Delta p(t) > 0$ в пределах светового импульса.

Чистое усиление в системе, определяемое формулой (1.30), превышает потери только в том случае, если насыщение поглощающего элемента происходит с большей скоростью, чем насыщение усиления. Разница в условиях насыщения усиливающих и поглощающих сред определяется параметром S в соответствии с формулой

$$S \equiv \frac{E_{\text{у}}}{E_{\text{п}}} = \alpha \frac{\sigma_{\text{п}}}{\sigma_{\text{у}}} \frac{A_{\text{у}}}{A_{\text{п}}} \geq S_{min} = \frac{1+q_0}{q_0} \quad . \qquad (1.33)$$

Одновременное выполнение условий (1.31) и (1.32) обеспечивает устойчивость режима генерации лазера по отношению к возможности возникновения дополнительных световых импульсов на периоде T_0. При выполнении условия (1.33) в процессе взаимодействия светового импульса с нелинейным усилителем и насыщающимся поглотителем суммарное усиление Δp превышает потери и в пределах светового импульса оказывается $\Delta p > 0$. Таким образом, условия (1.31), (1,32) и (1.33) вместе определяют режим генерации лазера только в виде коротких световых импульсов с периодом повторения T_0 или другими словами режим синхронизации мод.

Необходимо отметить важность условия (1.31), выполнение которого фактически и приводит к возможности сжатия длительности световых импульсов и достижения стационарной генерации, когда $\tau_p \ll T_п$. Если в лазерах насыщение усиления при взаимодействии со световым импульсом слабо, восстановление суммарных потерь определяется временем $T_п$. Если же насыщение усиливающей среды существенно, то это условие определяется по другому. Потери в системе могут превосходить усиление гораздо раньше, чем время $T_п$ и определяются значением полной энергии светового импульса. В результате интервал времени, когда усиление превышает потери может оказаться гораздо меньше, чем время просветленного состояния поглотителя - $T_п$.

В работах [57,83,84] обращалось внимание на выяснение роли протяженности и местоположения поглощающего элемента и на режим пассивной синхронизации мод, экспериментально наблюдавшейся в работах [19,85]. Использование аналогичного подхода позволяет получить решение

интегрально-дифференциального уравнения, описывающего стационарный режим пассивной синхронизации мод в случае тонкого поглотителя, находящегося в контакте с глухим зеркалом

$$\frac{27}{4}K_0 \quad \frac{S'E_0'}{2} \quad ^2 - \; 3S'K_0 - G_0(1+\xi) \; \frac{E_0'}{2} - G_0 + K_0 + \frac{1}{2}K_{\text{пот}} = 0 \quad , \quad (1.34)$$

$$(\frac{2}{\omega_c \tau_p})^2 = \frac{9}{4}K_0 \quad \frac{S'E_0'}{2} \quad . \quad (1.35)$$

В случае протяженного поглотителя, расположенного в контакте с глухим зеркалом или на некотором расстоянии от него, имеет место:

$$\frac{3}{4} + 2\varphi \quad K_0 \quad \frac{S'E_0'}{2} \quad ^2 - \; S'K_0 \; 1+\varphi \; - G_0 \; 1+\xi \quad \frac{E_0'}{2} - G_0 + K_0 + \frac{1}{2}K_{\text{пот}} = 0 \; . \; (1.36)$$

$$(\frac{2}{\omega_c \tau_p})^2 = \frac{9}{4}K_0 \quad \frac{S'E_0'}{2} \quad . \quad (1.37)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\xi = [\exp(t_{y1}/T_y)\exp(t_{y2}/T_y)]/[\exp(T_0/T_y)+1] \quad , \quad (1.38)$$

$$\varphi = \exp(-t_п/T_п) \quad , \quad (1.39)$$

$E_0' = \sigma_y \quad I \; t \; dt$ - полная энергия светового импульса,

$K_0 = \sigma_п * n_п * l_п$ - величина ненасыщенного поглощения, $n_п$ - число поглощающих молекул или атомов, $l_п$ - протяженность поглотителя, аналогично для величины ненасыщенного усиления , $G_0 = \sigma_y * n_y * l_y$, $S' = \sigma_п/\sigma_y$, $K_{пот}$ - величина линейных потерь в резонаторе (в некоторых случаях $r = \exp(-K_{пот})$) , $T_0 = t_{y1} + t_{y2}$ и t_{y1} , t_{y2} - определяют местоположением усиливающей среды внутри резонатора, $t_п$ - характеризует расстояние, на котором находится поглотитель от ближайшего к нему зеркало резонатора.

Полученные характеристические уравнения (1.34) - (1.37) позволяют показать разницу между протяженным и тонким поглотителем при пассивной синхронизации мод и влияние его местоположения.

Границы области существования режима пассивной синхронизации мод определялись теми же условиями (1.31) и (1.32).

Полученные уравнения (1.34) - (1.37) являются приближенными и справедливы лишь при определенных условиях, упомянутых в начале этого параграфа.

Уравнениями (1.34) - (1.37) можно пользоваться при малых значениях величины усиления и поглощения (предположение 2 и 3). Решение дифференциальных уравнений численным методом позволяет проводить анализ режима пассивной синхронизации мод для достаточно больших значений этих параметров ввиду отсутствия каких-либо ограничений [84]. Сравнение результатов работы [84] с результатами расчетов на основе уравнений (1.34) - (1.37) показали хорошее соответствие в пределах предположений, сделанных для получения уравнений (1.34) - (1.37).

По мере нарушения принятых в начале приближений 1- 4, наблюдается отклонение соответствующих зависимостей, полученных численным и приближенным методами решения дифференциальных уравнений. Например, длительность световых импульсов по мере увеличения усиления при постоянном значении других параметров не всегда уменьшается, как это показывают (1.34) - (1.37), а достигнув некоторого минимального значения, начинает возрастать [84].

Полученные расчетным методом результаты являются более подходящими для проведения сравнительного анализа с экспериментальными результатами. Наблюдается более полное согласие между ними, о чем будет идти речь при анализе результатов эксперимента. Поэтому, хотя уравнения (1.34) - (1.37) являются приближенными для объяснения различных эффектов пассивной синхронизации мод, количественное сравнение экспериментальных результатов возможно только с результатами численного метода решения дифференциальных уравнений.

1.4 Влияние процессов насыщения на процесс генерации сверхкоротких импульсов света в лазерах непрерывного действия

Можно констатировать, что существование сверхкоротких световых импульсов, в сущности связано с процессами насыщения усиления и поглощения. Одним из основных требований для режима генерации лазера в виде сверх-коротких световых импульсов является сформулированное существование определенной разницы в условиях насыщения усиливающей и поглощающей сред, определяемой параметром S (условие (1.33)). Для того, чтобы понять

влияние этого параметра на режим пассивной синхронизации мод, необходимо рассмотреть зависимость во времени величин поглощения (1.14), усиления (1.16) и суммарного усиления (1.30) при взаимодействии со световым импульсом, энергия которого определяется в соответствии с (1.12).

В связи с принятым обозначением параметра S из уравнений (1.14) и (1.16) можно представить величину полных, линейных и нелинейных потерь в виде формулы:

$$1+q(t) = 1 + q_0 \exp[-V(t)] \quad , \qquad (1.40)$$

а величину усиления -

$$p(t) = p^{(i)} \exp[-V(t)/S] \quad . \qquad (1.41)$$

Сравнение формул (1.40) и (1.41) дает определенную информацию о роли параметра S. Очевидно, что в зависимости от энергии импульса, насыщение величины поглощения происходит быстрее, чем усиление.

Рассмотрим это на основе качественных представлений:

Предположим, что рассматриваемый световой импульс имеет гауссову форму

$$P(t) = P_0 \exp[-4(\ln 2)((t-T)/\tau_p)^2] \quad , \qquad (1.42)$$

где значение времени $T \gg \tau_p$ определяет положение максимума светового импульса $P = P_0$.

В результате воздействия светового импульса, с огибающей определяемого формулой (1.42), происходит насыщение усиливающей и поглощающей среды в соответствии с формулами (1.40) и (1.41), что приведено на рисунке 1.3.

Рассматривается зависимость величин усиления и поглощения (рисунки 1.3 Б и В) при взаимодействии усиливающей и поглощающей сред световым импульсом (рисунок 1.3А). С помощью этих зависимостей можно качественно проследить механизм сжатия длительности световых импульсов при последовательном прохождении через нелинейный усилитель и насыщающийся поглотитель. Более наглядным является случай, когда ненасыщенное усиление не превышает сумму линейных и нелинейных потерь.

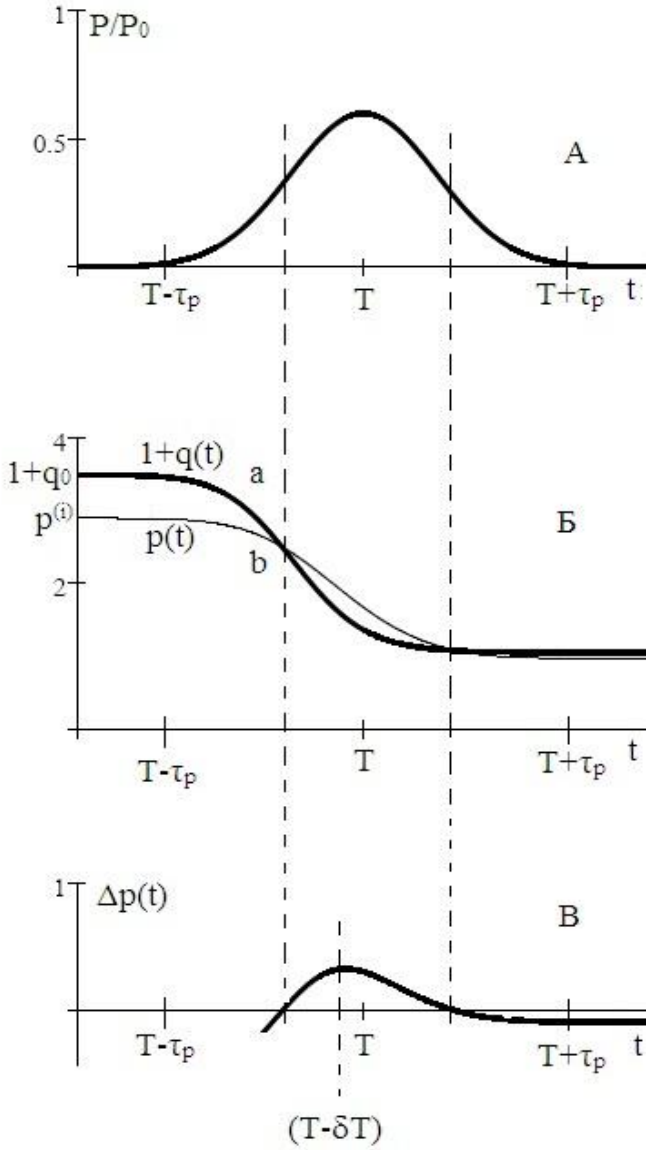


Рисунок 1.3 - Зависимость величин усиления и поглощения - Б (а,в) и суммарного усиления - В при взаимодействии со световым импульсом - А. Расчет проводился для качественной иллюстрации роли параметра S и δT

Важным звеном является существование разницы в условиях насыщения усиливающей и поглощающей сред, определяемой параметром S. Значение параметра S в случае приведенных зависимостей было принято равным *3* и определялось выполнением условия $S > S_{min}$.

Суммарное усиление при прохождении через усиливающую и поглощающую среду определяется формулой:

$$\Delta p\ t\ = p\ t\ - (1 + q\ t\ )$$

и приводится на рисунке 1.3В.

Для $S > S_{min}$ характерно появление существенной неоднородности суммарного усиления $\Delta p(t)$ по всей огибающей светового импульса. Несмотря на то, что $1+q_0 > p^{(i)}$, из-за большой скорости насыщения поглощения ($S > S_{min} \geq 1$) суммарное усиление может стать положительным (участок II рисунка 1.3В). Появление неоднородности суммарного усиления приводит к усилению светового импульса в области максимума и ослаблению в области боковых крыльев.

Конечный результат таков, что происходит усиление светового импульса по амплитуде и сжатие его по длительности.

Из приведенных зависимостей нетрудно представить, что при не выполнении (1.33) механизм сжатия длительности световых импульсов отсутствует. Поэтому условие $S > S_{min}$ [5] определялось как критерий достижения режима пассивной синхронизации мод. Из сравнения зависимостей $\Delta p(t)$ и P/P_0 видно, максимальное значение величины усиления не соответствуют максимуму светового импульса, а смещено на величину времени δT . В соответствии с этим может наблюдаться смещение максимума светового импульса по мере прохождения через усиливающую и поглощающую среду, что равнозначно движению светового импульса со скоростью $u > c$. Ясно, что для эффективного сжатия длительности световых импульсов необходимо соответствие максимумов Δp и P/Po и поэтому оптимальным является значение параметра $\delta T = 0$.

Используя уравнения (1.27) и (1.28) и предположив, что световой импульс имеет форму огибающей типа sech^2 , можно получить выражение для параметра: $\delta \sim \delta T$.

$$\delta = \frac{4}{\omega_c \tau_p} - \frac{2}{\overline{q_0}}\left(q_0 - \frac{p^{\,i}}{S}\right) \quad . \qquad (1.43)$$

Зависимость величины δ от параметра S для значения остальных параметров $q_o = 2.5$, $p^{(i)} = 3.5$, $\omega_c \tau_p = 2$ показана на рисунке 1.4.

Как видно из рисунка 1.4 значение задержки может быть как отрицательным, так и положительным. Отрицательное δ получается при больших

значениях параметра S , что означает смещение максимума кривой Δp(t) в сторону времени, меньших T, т.е. к переднему фронту светового импульса.

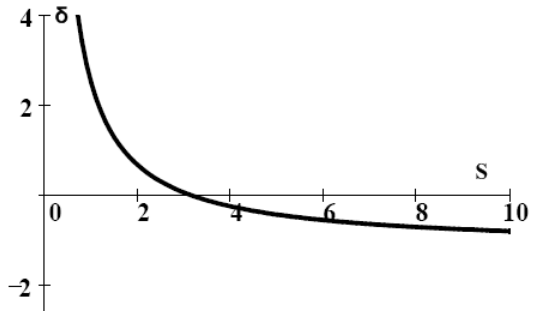


Рисунок 1.4 - Расчетная зависимость временного сдвига между максимумами суммарного усиления - Δp(t) и амплитудой светового импульса - P(t) от значения параметра S

Процесс сжатия световых импульсов в этом случае становится мало эффективным в результате преимущественного усиления их переднего фронта. Поэтому чрезмерно большое значение параметра S может привести к неблагоприятным условиям сжатия световых импульсов.

Положительная задержка означает, что максимум усиления соответствует заднему фронту светового импульса. Возможность преимущественного усиления заднего фронта светового импульса отрицательно сказывается на процесс их сжатия.

Наиболее благоприятное условие для сжатия световых импульсов в рассматриваемом случае достигается, когда параметр S =3.5 и значение расстройки δT =0. В этом случае максимумы кривой суммарного усиления и огибающей светового импульса в точности совпадают друг с другом. Усиление центральной части ввиду большой амплитуды поля происходит наиболее эффективно, одновременное подавление боковых крыльев создает благоприятное условие сжатия световых импульсов.

Таким образом, оказывается, что при определенных значениях параметров лазера существует оптимальное значение параметра S_{opt}, когда может быть

достигнуто условие $\delta T=0$ и эффективное сжатие светового импульса.

Насыщение усиления приводит к появлению отрицательного усиления, не связанного с восстановлением поглощающего элемента (участок III в зависимости $\Delta p(t)$ на рисунке 1.3). В связи с этим хотелось бы отметить случай, когда насыщение усиления слабо или вообще отсутствует. Как уже отмечалось, такое явление наблюдается в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод.

После насыщения поглощения, ввиду того, что насыщение усиления незначительно, суммарное усиление окажется положительным в течение времени восстановления поглотителя. В результате световой импульс, получаемый в таких системах, имеет длительность порядка времени релаксации поглотителя $T_п$. Поэтому способами получения более коротких световых импульсов является использование насыщающегося поглотителя с малым временем релаксации или вынужденное сокращение времени $T_п$ путем генерации на просветляющемся поглотителе. Пока эти два способа остаются основными способами уменьшения длительности световых импульсов, получаемых при пассивной синхронизации мод твердотельных лазеров [70,71].

1.5 Граничные условия стационарного режима пассивной синхронизации мод для случая «медленного» поглотителя

Временная структура излучения лазера в режиме пассивной синхронизации мод представляет собой периодическую последовательность одиночных световых импульсов. Такой режим генерации лазера может устанавливаться в определенных пределах изменения параметров, что определяет область существования режима пассивной синхронизации мод. Для параметров лазера вне этой области наблюдается многоимпульсный режим генерации. Излучение лазера в этом случае может состоять из периодической последовательности флуктуационных импульсов с общей длительностью $T_п$.

Теория лазера в режиме пассивной синхронизации продольных мод разработана несколькими авторами [86,26], среди которых наиболее практичным является схема кольцевого резонатора [60] поскольку обеспечивает наиболее

эффективную и стабильную работу. Решение дифференциальных уравнений в аналитическом виде полученные в данной работе для предположения формы огибающего импульса

$$A\ t = \sqrt{\frac{\varepsilon}{2\sigma^a\tau}} * \frac{1}{ch(t/\tau)} \qquad (1.45)$$

имеют следующий вид:

для длительности импульса умноженного на полосу пропускания внутрирезонаторного спектрального фильтра

$$\tau = \sqrt{\frac{2}{5*q0}} * \frac{4}{m*\varepsilon} \qquad (1.46)$$

и его энергии

$$\varepsilon = \frac{3*m*q0-g0(1+2*\Delta)}{\frac{15}{2}*m^2*q0} + \sqrt{\left(\frac{3*m*q0-g0(1+2*\Delta)}{\frac{15}{2}*m^2*q0}\right)^2 + \frac{g0-q0-k0}{\frac{15}{8}*m^2*q0}}\ , \qquad (1.47)$$

где

$\Delta = exp\ \frac{L}{2*T_a} - 1^{-1}$, L - длина резонатора, T_a – время восстановления поглотителя, g0 – ненасыщенный коэффициент усиления, q0 - ненасыщенный коэффициент поглощения, k0 – коэффициент линейных потерь резонатора , m = σ^a/σ^b – отношение сечений оптических переходов усилителя - σ^a и поглотителя - σ^b.

Известно, что в лазерной системе с насыщающимся поглотителем внутри резонатора, прежде всего, нужно создать условие превышения коэффициента усиления над коэффициентами поглощения и линейных потерь.

$$g = g0 - q0 - k0 \geq 0 \qquad (1.48)$$

С другой стороны в режиме синхронизации продольных мод излучение лазера должна состоять из периодической последовательности световых импульсов и между ними не должна быть дополнительных импульсов. Для этого общее усиление лазера до прихода импульса – gi и после него – gf должны быть отрицательными, которые записываются в виде следующих неравенств:

$$gi = g0 – q0 - k0 – g0*\Delta*\varepsilon \leq 0 \quad , \qquad (1.49)$$

$$gf = g0 – q0 – k0 + \varepsilon*[3*m*q0 – g0*(1 - \Delta)] – 5*\varepsilon^2*m^2*q0 \leq 0 \, . \qquad (1.50)$$

Таким образом (1.48) является условием порога генерации, (1.49) условием нижней границы и (1.50) условием верхней границы, области существования режима, синхронизации продольных мод. При соблюдении (1.49) генерация обеспечивается наименьшим значением коэффициента усиления для заданного поглощения, и излучение лазера состоит из периодической последовательности световых импульсов. Однако при условии (1.50) достигается максимальное значение коэффициента усиления для заданного поглощения, когда излучение лазера все еще состоит из периодической последовательности световых импульсов. Нарушение этого условия, путем дальнейшего увеличения усиления приводит к энергетической возможности появления дополнительных световых импульсов на периоде. Поэтому условия (1.49) и (1.50) определяют нижнюю и верхнюю границу, области существования режима, синхронизации мод при наличии насыщающегося поглотителя внутри резонатора лазера.

На практике, для управления режима работы лазера с синхронизацией продольных мод, используют выбор значение ненасыщенных коэффициентов усиления – *g0*, поглощения – *q0* и линейных потерь – *k0*. Эти параметры, которые, поддаются измерениям или предварительным вычислениям на практике. В связи с этим их используют как основные параметры и для теоретических исследованиях, чтобы получи возможность качественное или количественное сравнение результатов измерений. Важное практическое значение имеет параметр m, определенный как отношение оптических сечений переходов поглотителя и усилителя. Следует помнить, что мы, на самом деле, имеем дело с оптическими взаимодействиями электромагнитного поля со средой поглотителя и усилителя. Поэтому, кроме параметра m нужно учитывать величину электромагнитного поля внутри объема поглотителя и усилителя определяемые как вектор Умова-Пойнтига. Для практических схем лазеров имеющих геометрические размеры

резонатора (поперечные сечения оптических пучков внутри усилителя – A_a и поглотителя – A_b), протяженный поглотитель и усилитель (протяженность усилителя – L_a и поглотителя – L_b) объем взаимодействия электромагнитной волны со средой составляют в усилителе - $L_a * A_a$ а в поглотителе - $L_b * A_b$. По этому, на практике, мы имеем более сложную конфигурацию параметра m, которую можно выразить следующим образом:

$$S = \frac{w_b}{w_a} * \frac{1}{m} = \frac{\frac{W_b}{L_b * A_b}}{\frac{W_a}{L_a * A_a}} * \frac{1}{m} = \frac{W_b * L_a * A_a}{W_a * L_b * A_b} * \frac{1}{m} \quad . \qquad (1.51)$$

Эта формула используется разными авторами в более упрощенной форме, к которым можно прийти с определенными приближениями. В частности если предположить, что длина поглотителя и усилителя одинаковы или они являются смесью веществ с разными свойствами, то получим следующую формулу.

$$S = \frac{W_b A_a}{W_a A_b} \frac{1}{m} \quad . \qquad (1.52)$$

Далее можно предположить, что вся энергия электромагнитного поля сосредоточена в пределах короткой длительности светового импульса, и мы имеем суперпозицию продольных мод лазера, то энергии поля внутри усилителя и поглотителя можно считать одинаковыми $W_a \approx W_b$, на основании которого можно было бы написать:

$$S = \frac{A_a}{A_b} \frac{1}{m} \quad .$$

Однако существует еще один очень важное условие, которое определяется конфигурацией резонатора лазера. Это взаимное местоположение усилителя и поглотителя внутри резонатора, поскольку период генерируемых импульсов очень сильно зависит от этого [74]. Могут формироваться один или несколько импульсов на периоде обхода резонатора лазера. Наиболее устойчивыми являются условия, когда световые импульсы встречаются («сталкиваются») в поглотителе и по отдельности проходят усилитель. На основе этих данных практических работ можно предположить, что реализуется условие $W_a \approx \alpha * W_b$ и реально мы имеем случай, когда можно написать параметр S в следующем виде:

$$S = \alpha * \frac{A_a}{A_b} * \frac{1}{m} = \alpha * \frac{A_a}{A_b} * \frac{\sigma^b}{\sigma^a} > 1 \quad . \qquad (1.53)$$

Приведенное условие (1.53) является критерием достижения режима синхронизации мод в лазерах с насыщающимся поглотителем внутри резонатора. Значение параметра α может быть в пределах от 1 до 2.

Экспериментальное подтверждение этого условия был подтвержден в результатах наших исследований аргонового лазера [55] и лазера на красителе [12] согласно которым доказано существования критерия выбора оптических сечений поглотителя для заданного усилителя в виде следующего неравенства

$$\frac{\sigma^b}{\sigma^a} > 1 \quad .$$

Видно, что это условие соответствует формуле (1.53) когда размеры геометрических сечений пучков в усилителе и поглотителе одинаковы $A_a = A_b$ и $\alpha = 1$. Это действительно так, поскольку в нашем эксперименте был использован одна струя раствора с усиливающей и поглощающей средой, а одинаковые условия взаимодействия для каждого светового импульса соответствует выполнению $\alpha = 1$. Важно отметить, что условие (1.53) указывает на возможность влияния достаточно многих параметров лазерной системы на достижение режима синхронизации мод с насыщающимся поглотителем. Для создания условия синхронизации продольных мод, кроме выбора оптических параметров, можно выбрать геометрию и конфигурацию резонатора лазера.

Для вычисления параметров лазера в режиме синхронизации продольных мод мы решаем уравнения (1.46) и (1.47) соблюдением условий (1.49) и (1.50). С целью, определения границ области существования синхронизации продольных мод, лазера с насыщающимся поглотителем в резонаторе, полученные результаты расчетов представлены в виде графиков на Рис.1.5. Зависимость построена в плоскости значений усиления – g0 и поглощения – q0. Сплошная прямая линия соответствует границе порога генерации лазера, когда общее усиление лазерной системы равно нулю g = 0 или g0=q0+k0.

В приведенных расчетах значение параметра m = 4 и это является важным требованием, поскольку определяет необходимое условие существования режима синхронизации мод. Полученные данные подтверждают, что для заданного

значения поглощения – q0 и линейных потерь – k0 существуют минимальное и максимальное значение усиления - g0 определяемых по условиям (1.49) и (1.50) (где нужно принять gf = 0 и gi = 0) определяющие нижний и верхний границы области существования генерации лазера в режиме синхронизации продольных мод.

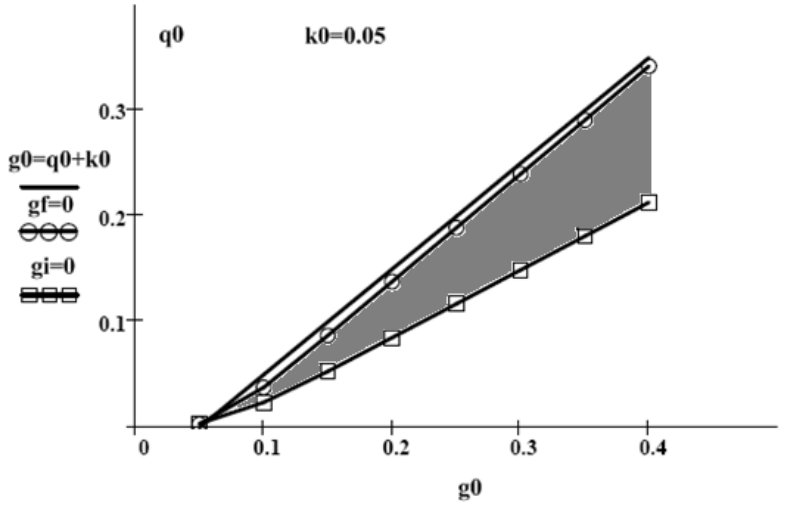


Рисунок 1.5 - Область существования режима синхронизации продольных мод лазера, в зависимости от значений усиления – g0 , поглощения – q0 и линейных потерь – k0

Результаты проведенных расчетов зависимости длительности световых импульсов от величины усиления - g0 для заданных значения поглощения - q0 и потерь – k0, с целью определения условия их минимума, приведены на Рис.1.6 , где имеются две кривые, полученные для нижней - gf = 0 и верхней - gi = 0 границы области существования режима синхронизации продольных мод. Вторая кривая проходит ниже, что означает достижение более коротких длительностей световых импульсов. Для всех значений, которые находятся в пределах двух кривых, выполняются условия существования периодической последовательности одиночных световых импульсов [87], что означает режим синхронизации продольных мод. Поэтому она называется областью существования режима синхронизации продольных мод и на рисунке она залита серым цветом.

Обе кривые имеют общую тенденцию выхода на некоторое насыщение, где дальнейшее увеличение усиления и поглощения мало укорачивают длительность световых импульсов. Это, скорее всего, ограничение, связанное с полосой

пропускания внутрирезонаторного спектрального фильтра и носит закономерный характер объясняющий достижение предельного количества синхронизованных продольных мод размещаемых в пределах данной полосы. Аналогичные зависимости наблюдаются в реальных лазерных системах, где предельная длительность световых импульсов ограничиваются спектральной шириной излучения. Следует отметить этот факт как подтверждение близости теоретической модели к реально действующей лазерной системе.

Таким образом, мы приходим к выводу, что результаты численных расчетов адекватно определяют условия выбора нужного параметра в режиме синхронизации продольных мод лазера с насыщающимся поглотителем внутри резонатора. Определим влияние параметра m на условия режима синхронизации продольных мод и в зависимости от его характера сформулируем выводы относительно выбора геометрических параметров резонатора лазера согласно (1.53).

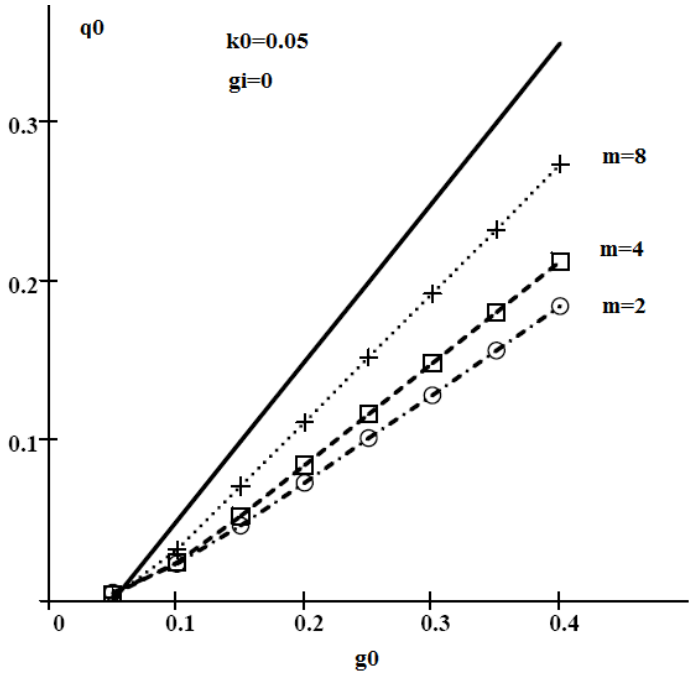


Рисунок 1.6 - Зависимость верхней границы области синхронизации мод от параметра $m = \sigma^a/\sigma^b$

На основе проведенных расчетов можно отметить, что рост значения параметра m приводит к понижению верхней границы режима синхронизации мод. Понижение верхней границы, в первую очередь, означает достижение

меньших энергетических значений. Результаты расчета указывают на то, что эффективность режима синхронизации мод понижается, если использовать среду насыщающегося поглотителя с меньшим значением сечения оптического перехода - σ^b по сравнению со значением сечения оптического перехода усилителя - σ^a. Однако это не препятствует использованию такого рода поглотителя, поскольку согласно формуле (1.53) этот недостаток легко можно устранить выбором соотношения геометрических размеров резонатора.

Таким образом, условия (1.48),(1.49) и (1.50) определяют условие генерации лазера в режиме периодической последовательности коротких световых импульсов. Для непрерывного лазера имеющего усиливающего и поглощающего элемента, такой режим называется пассивной синхронизацией продольных мод. Слово «пассивная» применяется для указания роли процессов происходящих в самих элементах лазера, при установлении режима синхронизации продольных мод.

Были проведены расчеты зависимости длительности световых импульсов от величины усиления - **g0** для заданных значения поглощения и потерь, с целью определения условия их минимума. Результаты приведены на Рис.1.7 , где имеются две кривые, полученные для нижней - **gf = 0** и верхней - **gi = 0** границы, области существования, режима синхронизации продольных мод.

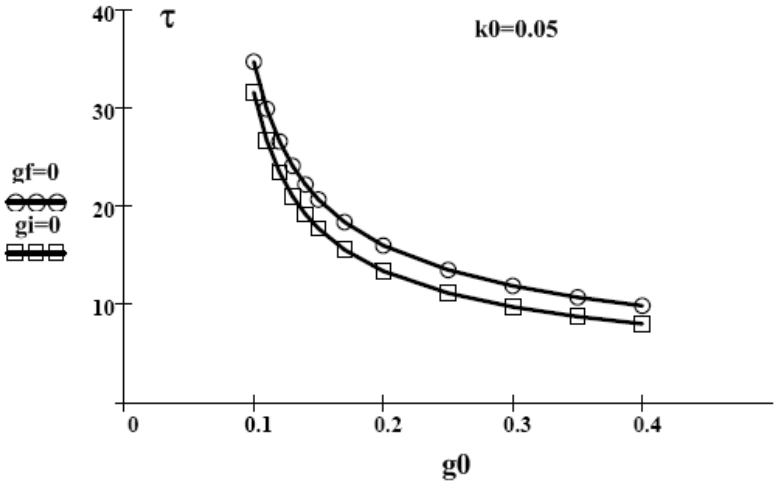


Рисунок 1.7 - Зависимость длительности световых импульсов от коэффициента усиления для нижней (gf=0) и верхней (gi=0) границы области синхронизации мод

Вторая кривая проходит ниже, что означает достижение более коротких длительностей световых импульсов. Обе кривые имеют общую тенденцию выхода на некоторое насыщение, где дальнейшее увеличение усиления и поглощения мало укорачивают длительность световых импульсов. Это, скорее всего ограничение, связанное с полосой пропускания внутрирезонаторного спектрального фильтра и носит закономерный характер объясняющий достижение предельного количества синхронизованных продольных мод размещаемых в пределах данной полосы. Аналогичные зависимости наблюдаются в реальных лазерных системах, где предельная длительность световых импульсов ограничиваются спектральной шириной излучения. Минимальная длительность световых импульсов, действительно, достигаются при наибольшем усилении и вблизи от верхней границы области существования.

Практическое применение излучения лазера всегда предполагает достижения хороших энергетических характеристик световых импульсов. С этой целью были проведены расчеты зависимости энергии световых импульсов от величины усиления, для заданного поглощения и потерь.

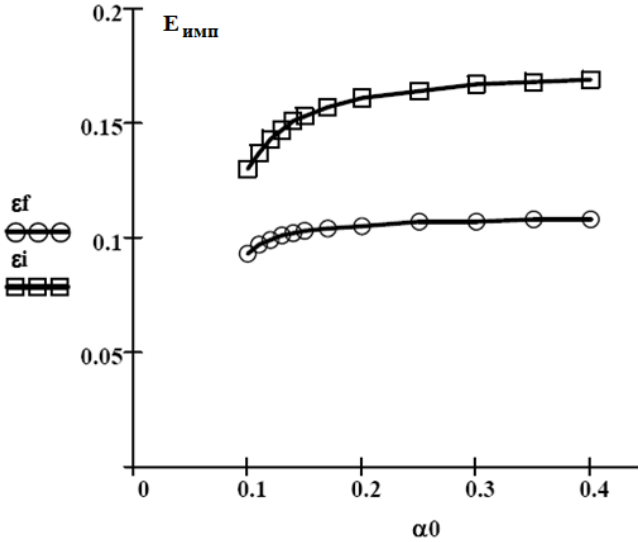


Рисунок 1.8 - Зависимость энергии световых импульсов от коэффициента усиления для нижней (εf) и верхней (εi) границы области синхронизации мод

Результаты, приведенные на рис.2 показывают, что при росте усиления - $\alpha 0$ рост энергии импульсов – $E_{имп}$ замедляется и выходит на некоторое насыщение.

Достижение более высоких энергий возможна за счет увеличения поглощения, аналогично зависимости смещения верхней границы показанной в работе [12].

Сравнение результатов рис1.7. и рис.1.8 дает основание утверждать, что энергетическая зависимость оказалось более сильной, чем временная, которая объясняется более весомостью процессов насыщения. Таким образом, на равне с такими параметрами, как коэфициент усиления и поглощения, решающую роль играет правильный выбор параметра $\mathbf{m} = \sigma^a/\sigma^b$ оределенная как отношение сечений оптических переходов поглотителя - σ^a и усилителя - σ^b . Теоретически и экспериментально установлено, что значение этого параметра должна быть больше единицы [12]. При рассмотрении работы лазера, мы, на самом деле, имеем дело с оптическим взаимодействием электромагнитного поля со средой поглотителя и усилителя. В этом процессе, кроме параметра m, нужно учитывать параметры электромагнитного поля, внутри объема поглотителя и усилителя. Объемы пространства электромагнитного поля в среде усилителя - L_b*A_b и поглотителя- L_a* A_a, определяются геометрическими размерами резонатора (поперечные сечения оптических пучков внутри усилителя – A_b и поглотителя – A_a, протяженностью усилителя – L_b и поглотителя – L_a). В этом заключается разница между теоретической моделью и реальной лазерной системой, где имеет место взаимодействие электромагнитной волны с ансамблем атомов и молекул внутри объема, размеры которого определяются геометрическими параметрами резонатора.

Таким образом, можно предложить следующую последовательность выбора компонент и конструкцию лазеров с синхронизаций продольных мод насыщающимся поглотителем, для обеспечения условия (1.53). Выбор поглотителя для спектрального диапазона активной среды лазера. Выбор зеркал резонатора для получения сечений пучков, выполняющих условие (1.53). Выбор местоположение усилителя и поглотителя для максимального значения параметра α в формуле (1.53).

Глава 2. Пассивна синхронизация мод Ar+ лазера с газоразрядным поглотителем

Рассмотренные в предыдущей главе теоретические модели были построены для лазеров с однородным характером насыщения усиления и поглощения, когда

$$\Delta\nu_{одн} \gg \Delta\nu_{м} \gg \Delta\nu_{н} \quad , \qquad (2.1)$$

где $\Delta\nu_{одн}$ - однородная ширина линии перехода, определяемая временами жизни уровней лазерного перехода, $\Delta\nu_{н}$ - неоднородная ширина линии усиления или поглощения, $\Delta\nu_{м} = c/2L$ - частотный интервал между продольными модами резонатора лазера. В этом случае можно пренебречь неоднородным уширением линии перехода, благодаря чему процессы насыщения и поглощения могут описываться достаточно просто.

В газовых лазерах обычно наблюдается обратное соотношение между величинами $\Delta\nu_{одн}$ и $\Delta\nu_{н}$, где существенное увеличение $\Delta\nu_{н}$ обусловлено эффектом Допплера. Чистое неоднородное уширение может иметь место только в том случае, когда**:**

$$\Delta\nu_{н} \gg \Delta\nu_{м} \gg \Delta\nu_{одн} \quad . \qquad (2.2)$$

В качестве примера реализации такого случая можно привести параметры He-Ne лазера, для которого типично $\Delta\nu_{н}$ = 1,7 ГГц, $\Delta\nu_{одн}$ = 80 МГц и $\Delta\nu_{м} \cong 150$ МГц. Процесс насыщения в таком случае происходит совсем иначе, чем при однородном уширении и сопровождается эффектом "выгорания дыр" или образования провалов на линии усиления (поглощения) [89] . Естественно, возникает вопрос о применимости результатов теоретических моделей, рассмотренных в главе I для пассивной синхронизации мод лазера.

Отличительной особенностью Ar^{+} лазеров в режиме пассивной синхронизации мод является достаточно большая длина их резонатора и на самом деле выполняется следующее неравенство:

$$\Delta\nu_{н} \gg \Delta\nu_{одн} \gg \Delta\nu_{м} \quad . \qquad (2.3)$$

Вторая часть неравенства (2.3) говорит о том, что провалы в линии усиления (поглощения) будут перекрываться между собой и поэтому возможно

квазиоднородное насыщение усиления (поглощения). Для сравнения можно привести следующие, характерные для Ar^+ лазера, величины [90]:

$$\Delta\nu_м = 50 \div 100 \text{ МГц}, \ \Delta\nu_{одн} = 800 \text{ МГц}, \ \Delta\nu_н = 3 \div 9 \text{ ГГц}$$

Квазиоднородный характер насыщения линии усиления Ar^+ лазера был показан на основе экспериментальных результатов в работе [91] и объяснялся большой шириной провалов в контуре усиления, значительно превосходящей расстояние между соседними частотами продольных мод резонатора (правая часть неравенства (2.3)).

Поэтому, используя выводы теоретических моделей, рассмотренных в главе 1, можно лишь качественно объяснять эффекты, наблюдаемые при пассивной синхронизации мод Ar^+ лазера.

Выбор Ar^+ лазера в качестве объекта для изучения стационарной пассивной синхронизации мод был сделан, исходя из двух соображений:

- используемые для синхронного возбуждения лазеров на красителе Ar^+ лазеры с синхронизацией мод должны обладать хорошими временными и энергетическими характеристиками. Предельные значения этих величин, как это было показано в работе [92], могут быть ограничены техническими характеристиками используемых газоразрядных элементов. Поэтому требовалось найти дополнительные возможности улучшения режима пассивной синхронизации мод;
- разница в условиях насыщения усилителя и поглотителя определяется параметром S - (1.33). Конструкция Ar^+ лазера позволяет достаточно легко и в больших пределах изменять S за счет геометрии резонатора и местоположения поглотителя и усилителя.

2.1 Параметры экспериментальной установки и методов измерений

Принципиальная схема экспериментальной установки и измерительной аппаратуры приведена на рисунке 2.1.

Ar^+ лазер с пассивной синхронизацией мод был собран на базе стандартных

газоразрядных трубок, марки ГЛ-301, способных надежно работать без автономной вакуумной системы. Это создает большие удобства в работе и позволяет создать Ar^+ лазер, работающий в режиме синхронизации мод в виде отдельного прибора. Поглощающий элемент, представляющий собой газоразрядную трубку, помещен внутрь резонатора лазера и в отличие от усиливающего элемента имеет более короткую активную часть (около 15 см). Поглотитель наполнен аргоном (под давлением 6 торр. и установлен на юстировочном лазерном столике, что позволяет менять его положение относительно усиливающего элемента).

Резонатор лазера образован двумя зеркалами: глухим M_2 и выходным M_1 ($r \approx 87\%$), после которого излучение лазера с помощью зеркал и делительных пластинок направляется к соответствующему каналу системы регистрации.

Режим синхронизации мод Ar^+ лазера исследовался по следующим параметрам излучения.

1. Средняя мощность излучения лазера измерялась с точностью до 10% в пределах от 0 до 5 Вт. Измерение средней мощности позволяло рассчитать мощность и энергию импульса в излучении:

$$P_и = \frac{T}{\tau_р} * P_{ср}, \quad E_и = P_и * \tau_р = P_{ср} * T, \qquad (2.4)$$

где T - период следования световых импульсов, $\tau_р$ – длительность генериру-емых импульсов, E_u - энергия импульсов. Умножая E_u и P_u на (1+r)/ (1 - r) (r - коэффициент отражения зеркала для вывода излучения), можно получить значения тех же величин внутри резонатора. Плотность мощности в нужной точке резонатора z есть

$$W_{ср} = \frac{(1+r)}{(1-r)} * \frac{P_{ср}}{\pi * a^2(z)}, \qquad (2.5)$$

где a (z) - рассчитываемый радиус гауссовского пучка.

2. Частота следования импульсов и наличие режима синхронизации мод определяется по характеру сигнала межмодовых биений лазера с помощью фотодиода ЛФД-2 и анализатора спектра С4-27.

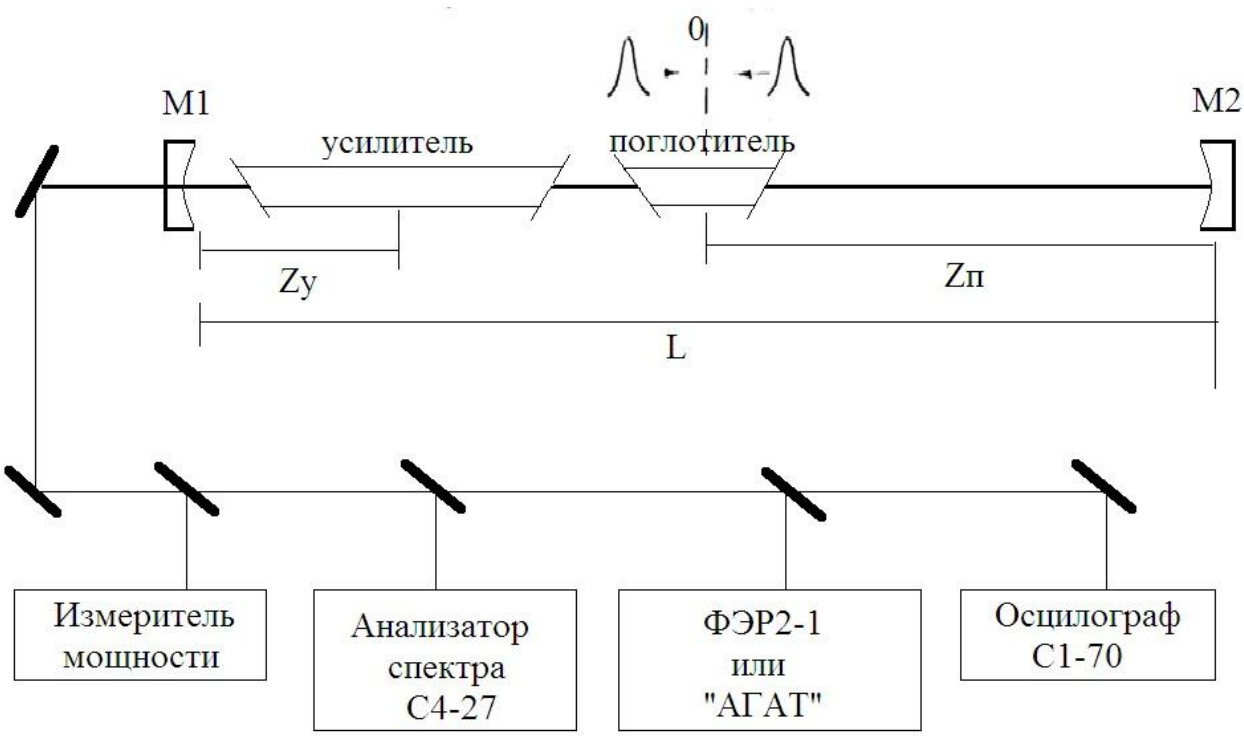


Рисунок 2.1 - Общая схема экспериментальной установки для исследования режима пассивной синхронизации мод Ar^+ лазера. $Z_у$ и $Z_п$ - координаты усиливающего и поглощающего элемента

Распределение интенсивности излучения лазера в режиме синхронизации мод можно написать в виде:

$$I\ t\ = \quad E_k * \cos k\Omega t\ ^2 + \quad E_k^* * \sin k\Omega t\ ^2\ , \qquad (2.6)$$

где E_k - амплитуда поля для резонансной частоты с индексом k (k=l,2,...,N и N - общее число продольных мод), $\Omega = 2\pi\Delta\nu_M$ - интервал частоты между соседними продольными модами.

С другой стороны I(t) можно разложить в ряд Фурье по тригонометрическим функциям межмодовой частоты, что реально выполняет анализатор спектра с квадратичным приемником излучения:

$$I\ t\ = I_0 + \ {}_{k=1}^{\infty} I_k\ \tau\ * \cos k\,\Omega t\ , \qquad (2.7)$$

где $I_0 = \frac{1}{T} * \ {}_0^T I\ \tau\ d\tau\ , \qquad I_k = \frac{2}{T} * \ {}_0^T I\ \tau\ \cos k\Omega\tau\, d\tau\ .$

Достижение режима синхронизации мод характеризуется резким

возрастанием амплитуды сигнала на частотах, кратных $\Omega/2\pi$ над уровнем общих шумовых флуктуаций пропорционально числу синхронизированных мод – N. Вид сигнала, наблюдаемого при полной синхронизации (около 100 продольных мод Ar^+ лазера), приведен на рисунок 2.2 (а).

3. Электронно-оптические камеры сверхвысокого временного разрешения позволяют проводить измерения временных характеристик излучения лазера в пикосекундной ("АГАТ") и наносекундной (ФЭР 2-1) области времен. Удобным для регистрации временной структуры являются оба прибора, а камера "АГАТ" позволяет прямое измерение длительности отдельных световых импульсов. Характерный вид временной структуры излучения Ar^+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод показан на рисунок 2.2 (б).

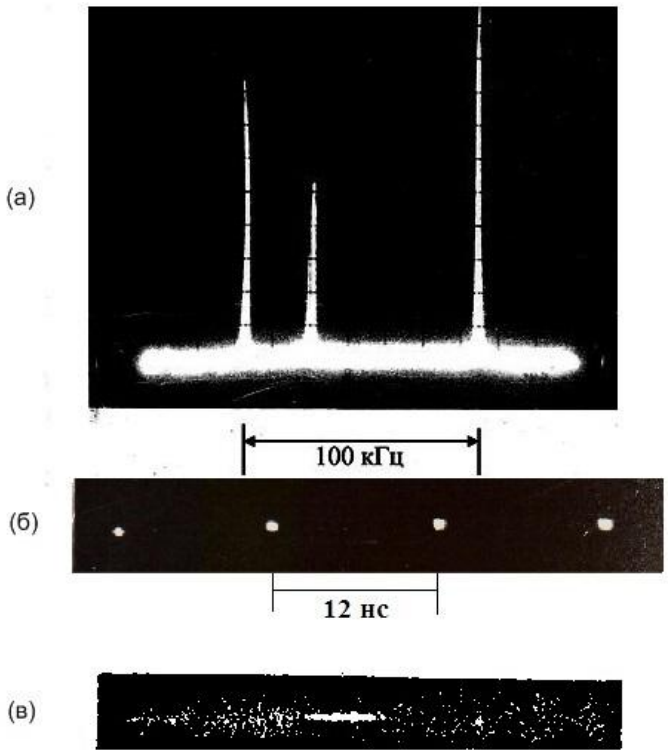


Рисунок 2.2 - Сигнал межмодовых биений Ar^+ лазера в режиме полной синхронизации мод - (а), временная структура излучения лазера - (б), снимок отдельного светового импульса, получаемый с помощью камеры "АГАТ" - (в).T=12 нс,$P_{ср}$=200 мВт, τ_p = 100 пс

Снимок отдельного светового импульса, необходимого для измерения его длительности и полученного с помощью камеры "АГАТ" приведен на рисунок 2.2 (в).

4. Основными источниками нестабильности Ar^+ лазера в режиме синхронизации мод оказались низкочастотные пульсации излучения, а также величины усиления и поглощения, связанные с остаточными пульсациями тока разряда, которые измерялись с помощью осциллографа С1-70 по соответствующей методике [94].

5. Важными параметрами лазера в режиме пассивной синхронизации мод являются величины ненасыщенного усиления и поглощения. Измерение этих величин осуществлялось с помощью метода калибровочных потерь, вносимых внутри резонатора [95]. Точность определения этих величин составляет около 5%.

Питание газоразрядных элементов осуществлялось от отдельных самодельных блоков. Для уменьшения пульсаций токов применялись П-образные " RC " фильтры.

2.2 Нелинейный поглотитель на основе аргоновой газоразрядной трубки

Существование режима пассивной синхронизации мод определяется условиями насыщения усиления и поглощения: в момент прохождения импульсов поглотитель должен насыщаться "сильнее" усилителя, а в интервале между импульсами насыщенное усиление $G(t)$ должно оставаться меньше суммы величины ненасыщенного поглощения $K(t)$ и потерь $K_{пот}$. В первой главе эти условия (выражались с помощью неравенств (1.31) - (1.33), где q и p определялись как нормированные значения величин K и G – $q=2K/K_{пот}$, $p = 2G/K_{пот}$). Наибольший интерес представляют неравенства (1.32) и (1.33), которые определяют предельные характеристики излучения лазера в режиме стационарной пассивной синхронизации мод. Для Ar^+ лазера нижняя граница области существования не была обнаружена и это, по-видимому, связано с наличием гистерезиса мощности вблизи порога генерации лазера. Поэтому в дальнейшем воспользуемся только условиями (1.31) и (1.33).

Параметр S, характеризующий отношение энергий насыщения усиления и поглощения, должен быть взят больше некоторого минимального значения,

определяемого величинами ненасыщенного поглощения и линейных потерь.

Режим синхронизации мод, таким образом, зависит как от геометрии резонатора (α, $A_у/A_п$), так и от выбора активных сред ($T_у$, $T_п$, $\sigma_п/\sigma_у$), причем, исходя из (1.33) последнее соотношение желательно иметь $\geq$ 1.

Сечение переходов в жидких и твердых телах невелики: например для раствора Rh6G $\sigma \sim 10^{-16}$ см^2; для неодимового стекла - 10^{-19} см^2 [93]. В газообразных средах сечение переходов несколько больше. Расчет сечений переходов иона аргона для линий 488 нм и 514 нм проводился по формуле:

$$\sigma = \frac{\hbar\omega}{2W_s T_у}, \qquad (2.8)$$

где излучательное время жизни $T_у$ и параметр насыщения W_s взяты из [91] , расчетные значения $\sigma_{488} = 10^{-12}$ см^2 и $\sigma_{514} = 3x\ 10^{-13}$ см^2.

Поэтому, если использование красителей для синхронизации твердотельных лазеров с точки зрения выполнения (1.33) оправдано, то в случае газовых лазеров использование этих красителей приводит к неблагоприятной ситуации **(** $\sigma_п/\sigma_у = 6$ x 10^{-4} для линии генерации **Ar**$^+$ 514 нм и $\sigma_п/\sigma_у = 6$ x10^{-5} для 488 нм и потому требуется сильная фокусировка излучения в тонкий поглотитель).

Анализ опубликованных работ [32,35] , в которых для синхронизации мод Ar^+ лазера использовался раствор Rh6G в этиленгликоле, показывает, что технические условия фокусировки излучения еще допускают достижение синхронизации мод на линии 514 нм, но недостаточны при работе на линии 488 нм при толщине поглотителя ~ 0,2 ÷ 0,4 мм.

С другой стороны, длительность импульсов излучения при полной синхронизации мод связана со спектральной полосой генерации - $\tau_р \sim 1/\Delta\nu_{ген}$. Последняя зависит от ширины линии усиления и модуляционных процессов в резонаторе. Увеличение глубины модуляции возможно только за счет увеличения ненасыщенного поглощения и ограничивается допустимым значением ненасыщенного усиления, т.к. возникновение генерации невозможно, если $2K_0 + K_{пот} > 2G_0$. В Ar^+ лазере усиление на переходе λ = 488 нм в 3÷5 раза больше, чем для λ = 514 нм, поэтому условия для получения более коротких

импульсов при пассивной синхронизации мод в первом случае должны быть благоприятнее.

Исходя из сказанного, можно сделать два вывода:

- для пассивной синхронизации мод газовых лазеров целесообразнее использовать газовые поглотители, нежели красители;
- в получении минимальной длительности импульсов преимущества пассивного метода могут проявиться скорее на лазерных переходах с большим усилением.

В качестве иллюстрации к этим утверждениям можно еще раз сослаться на работы [32,35,97,98], в которых пассивная синхронизация мод Ar^+ лазера с помощью струи раствора Rh6G позволила получить длительности импульсов лишь в 250-300 пс, т.е. в два - три раза длиннее, чем при активной синхронизации мод. В то же время использование газоразрядного поглотителя на длине волны 488 нм [21] допускает получение световых импульсов длительностью в 100 пс.

Конструктивно газоразрядный поглотитель представляет собой разрядную трубку типа ГЛ-301, но более короткую с длиной активной части в 15 см. Длина эта была выбрана из условий встречи импульсов в поглотителе и с учетом однородности насыщения по длине при гауссовом характере пучка с одной стороны и достижении возможно больших поглощений - с другой. Поглощение на линии 488 нм определяется выбором давления аргона в трубке поглотителя, а также зависит от диаметра ее разрядного канала (рисунок 2.3). В соответствии с приведенными графиками, погрешность, которого не превышает 15%, величину поглощения можно плавно менять с помощью разрядного тока.

При давлении аргона в 6 торр. падение напряжения на трубке поглотителя составляет от 140В до 100В, а наклон возрастающих вольтамперных характеристик составляет от 3 до 1 В/А, при изменении диаметра разрядного канала от 3 до 5 мм.

Результаты измерения указывают на прямую зависимость величины поглощения от плотности тока в газоразрядной трубке.

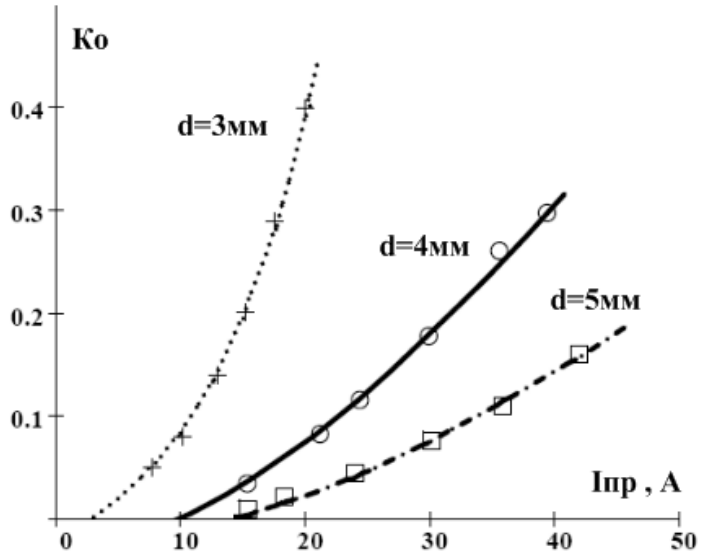


Рисунок 2.3 - Экспериментальные зависимости величины поглощения (λ = 488 нм) в трубке - поглотителе с длиной активной части в 15 см и давлением аргона в 6 торр. от токов разряда при различных диаметрах разрядного канала - d

Существенным моментом в работе газоразрядного поглотителя является наличие радиальной зависимости величины ненасыщенного поглощения $K_0(R)$ (рисунок 2.4). При изменении диаметра канала разряда характер зависимости сохраняется. Область несущественного с точки зрения синхронизации мод изменения величины K_0 занимает 0.1 - 0.2 от диаметра канала разряда вблизи его оси. Это определяет требование к точности юстировки трубки-поглотителя по отношению к оси резонатора и к допустимому диаметру гауссового пучка генерации.

Использование поглотителя с меньшим диаметром разрядного канала позволяет получить большие значения величины ненасыщенного поглощения (рисунок 2.3). Но при этом необходимо уменьшить сечение пучка в поглотителе из-за наличия радиальной зависимости величины поглощения (рисунок 2.4). Это может привести к существенной неоднородности плотности излучения по длине поглотителя. В связи с этим наиболее оптимальным оказался поглотитель с диаметром разрядного канала, равным 3 мм.

При использовании газоразрядного поглотителя с величиной K_0 =0.40 типичны следующие характеристики излучения лазера: средняя мощность

излучения при синхронизации мод - $P_{\text{ср}}^{\text{с}} = 0{,}5$ Вт, длительность генерируемых световых импульсов - $\tau_p^{min} = 90$ пс.

Характеристики излучения Ar^+ лазера с газоразрядным поглотителем, как видно, не уступают, а по длительности импульсов возможно и превосходят характеристики, достигаемые в случае активной синхронизации мод. То же самое можно сказать и в отношении использования в качестве насыщающегося поглотителя струи красителя.

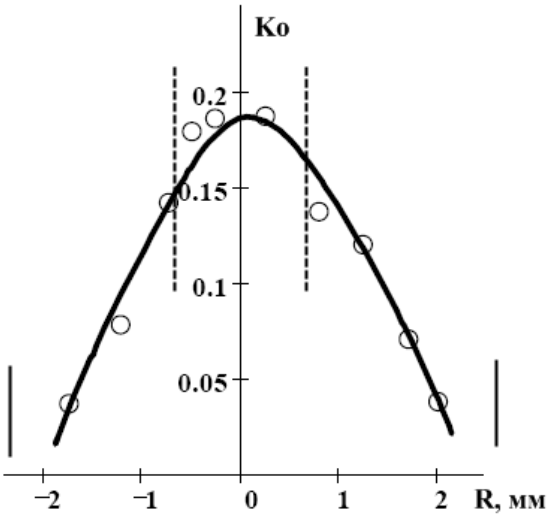


Рисунок 2.4 - Экспериментальная зависимость величины поглощения (λ=488 нм) в трубке-поглотителе с диаметром разрядного канала в 5,3 мм (p=6 тор, I_p=39 А)

Стрелка на оси абсцисс ограничивает диаметр разрядного канала d , вертикальные линии на графике - область допустимого для синхронизации мод изменения величины поглощения, равная 0,2 d.

2.3 Изучение временных структур излучения Ar+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод

При пассивной синхронизации мод наиболее распространенным является генерация с η эквидистантными на периоде резонатора импульсами, интервал между которыми $T = \frac{T_0}{\eta} = \frac{2L}{c*\eta}$. Этот режим стабилен, если поглотитель находится в «кратном» положении, а усилитель – в «равно-отстоящем» [21,24,54] и $T \sim T_у > T_п$:

$$Z_{\text{п}} = m * \frac{1}{\eta} \quad \text{и} \quad Z_{\text{у}} = 2j + 1 * \frac{L}{2\eta}, \qquad (2.9)$$

где $Z_п$ и $Z_у$ - расстояние от середины поглотителя и усилителя от одного из зеркал резонатора m = 1,2,…,(η-1); j=0,1,…, (η-1). Нетрудно понять (схема рисунка 2.5 - сплошные линии), что в этом случае импульсы, во-первых, встречаются в середине поглотителя с интервалом $t_п$ = T, середину усилителя проходят поочередно с $t_у$=T/2, и, во-вторых, приобретают (теряют) одинаковое количество энергии при прохождении усилителя (поглотителя) в прямом и обратном направлениях.

Усилитель и поглотитель расположены согласно (2.9) для η =3, М2-выходное зеркало, ось абсцисс представляет собой развертку во времени.

При кратном положении поглотителя ($L/Z_п$ = η - целое число) режим синхронизации мод отличается повышенной стабильностью временных характеристик и большей мощностью в излучении [21]. Позднее в работе [24] подобный случай был обособлен как синхронизация на встречных или сталкивающихся импульсах.

Насыщение поглощения в отличие от усиления одновременно двумя световыми импульсами равнозначно увеличению сечения поглощения поглотителя вдвое. Такое косвенное изменение сечения поглощения в формуле (1.33) - разницы в условиях насыщения активных сред, учитывается параметром α, принимающим максимальное значение для "кратного" положения поглотителя.

В некоторых случаях значение параметра α может быть равным 2. Это случай, когда пространственная длина световых импульсов - $c*\tau_р$, встречающихся в поглотителе, где они интерферируют, порядка или больше протяженности поглотителя – $l_п$. В противном случае условие $\alpha=2$ может выполняться лишь для небольшого (сравнимого $c*\tau_р$) участка поглотителя, а в остальных местах - $\alpha < 2$. Следует отметить, что выполнение условия $\alpha=2$ для кольцевого резонатора происходит по причине энергоэффективности «встречи» световых импульсов внутри поглощающего элемента.

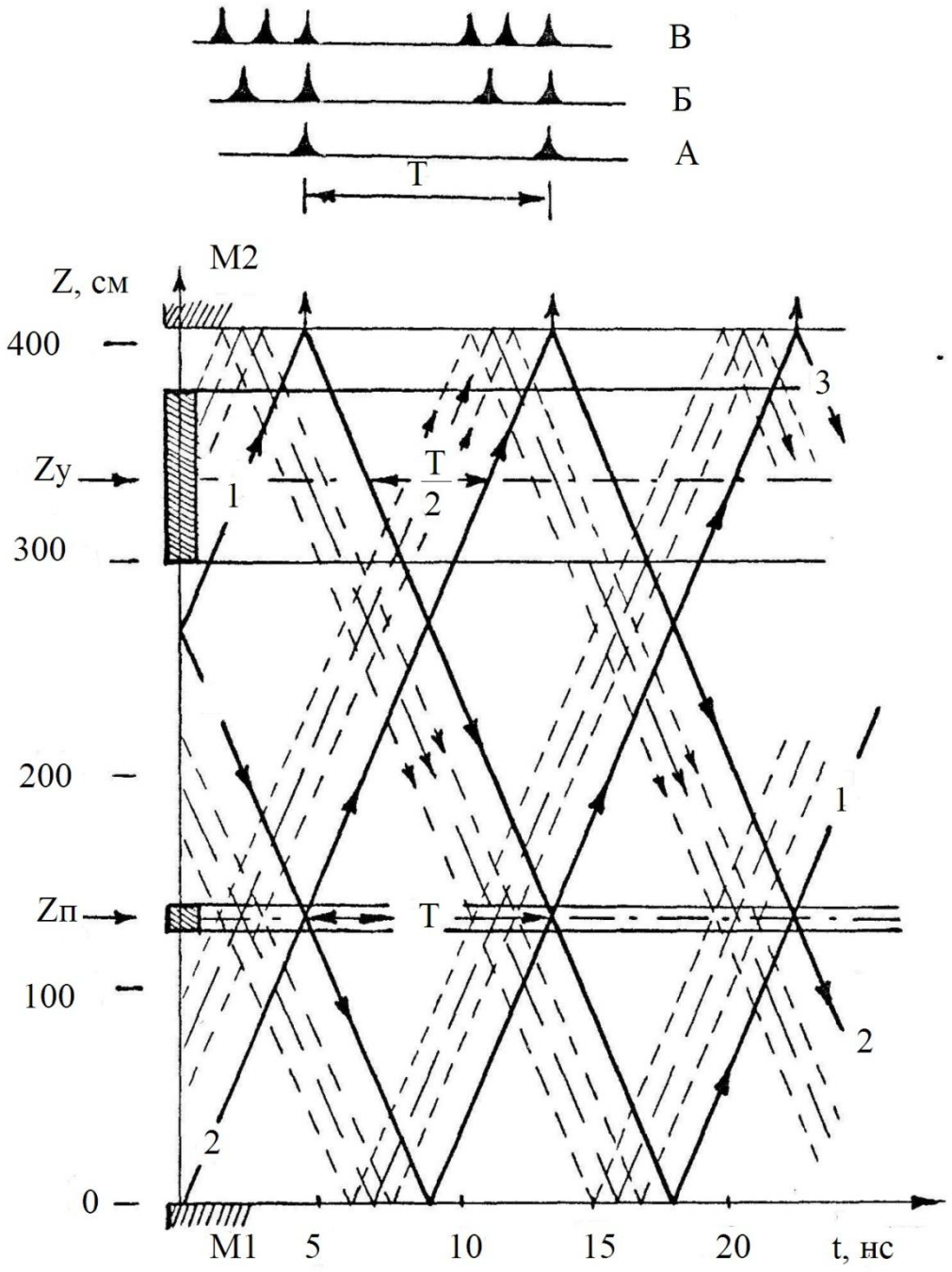


Рисунок 2.5 - Схема движения импульсов внутри резонатора при различных структурах излучения.

В "некратных" положениях поглотителя величина α меняется в пределах $1 \leq \alpha \leq 2$. Уход от кратного положения в связи с изменением α, следовательно и S, приводит к изменению режима синхронизации мод.

Экспериментально влияние изменения α на режим генерации лазера может быть исследовано изменением местоположения поглотителя. Реально это достигается либо изменением положения самого поглотителя, либо

передвижением зеркала М2, что практически гораздо проще. Исследование проводилось в случае генерации двух световых импульсов на периоде T_0 , встречающихся в поглотителе.

На рисунке 2.6 приведена зависимость средней мощности излучения лазера в режиме пассивной синхронизации мод от величины рас стройки $\Delta Z=(Z_п - Z_0)$ между точкой встречи световых импульсов в пространстве внутри резонатора - Z_0 и центром поглощающего элемента - $Z_п$. Расположение поглотителя точно в "кратном" положении совмещает эти две точки и $\Delta Z = 0$. Предельное отклонение от кратного положения определялось приближением к следующему "кратному" положению поглотителя. Например, при длине резонатора L = 400 см и η =2 для того, чтобы проследить именно зависимость от местоположения поглотителя допустимое значение ΔZ было около 20 см и определялось возможностью перехода к случаю η = 3. На самом же деле влияние местоположения поглотителя, как видно из рисунка 2.6, проявляется еще раньше.

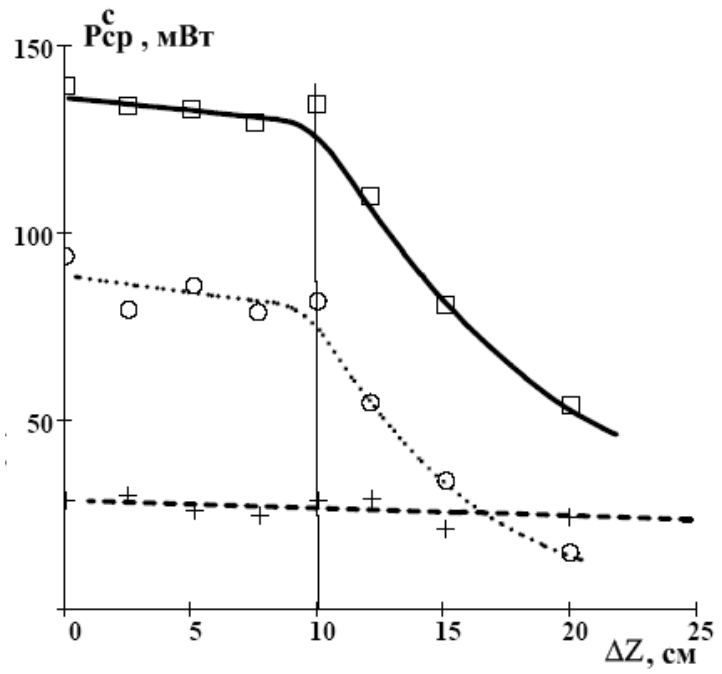


Рисунок 2.6 - Экспериментальная зависимость средней мощности излучения Ar^+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод от величины ухода от "кратного" положения поглотителя $\Delta Z = (Z_п - Z_0)$, Z_0 - расстояние от центра поглотителя до зеркала М1 (рисунок 2.2), Z_0 - расстояние от места встречи световых импульсов до М1, K_0 = 0.12 - 1, 0.20-2, 0.24 - 3

Временная структура излучения контролировалась с помощью фотоэлектронного регистратора, наличие же режима синхронизации мод - по сигналу межмодовых биений на анализаторе спектра С4-27.

Измерение зависимости $P^c_{ср}$ от ΔZ (рисунок 2.6) производилось вблизи верхней границы области существования, где достигалось предельно допустимое значение величины ненасыщенного усиления – $G_0^{пр}$.

Влияние местоположения поглотителя на режим генерации лазера оказывается незначительным при малых значениях величины ненасыщенного поглощения - зависимость 1. "Кратное" положение поглотителя становится критичным в области больших K_0 (зависимости 2 и 3), т.е. при больших глубинах модуляции.

При исследовании влияния местоположения поглотителя на режим пассивной синхронизации мод в зависимости различных характеристик излучения от ΔZ можно выделить три области: область I - слабая зависимость от ΔZ, характеристики высокие; область II - резкий спад характеристик; область III – слабая зависимость от ΔZ, характеристики низкие. На рисунке 2.6 в зависимости $P^c_{ср}$ от ΔZ выделены только две первые - I и II области.

Близкое к горизонтальному в пределах ошибки измерений область I зависимости $P^c_{ср}$ от ΔZ связано с тем, что несмотря на изменение точки встречи световых импульсов относительно центра поглотителя, она все же находится в пределах поглощающего элемента ($l_п/2 = 7 \div 8$ см).

Насыщение поглотителя при встречи в нем световых импульсов определяется двумя моментами. Во-первых, в связи с большим временем релаксации поглотителя $T_п$, по сравнению с длительностью световых импульсов и интервала времени $\Delta t = 2\Delta Z/c$ - между их приходами в центр поглотителя, насыщение поглощения определяется суммарной энергией двух импульсов. Во-вторых, в результате интерференции световых импульсов в пространстве возникает динамическая интерференционная картина. В таком случае имеет место четырехкратное увеличение амплитуды по сравнению с амплитудой отдельного светового импульса. Действие второго механизма проявляется в области I и

создает более оптимальные условия для насыщения поглощающего элемента. Ясно, что световые импульсы могут интерферировать в пределах временной когерентности, которая фактически определяется длительностью генерируемых световых импульсов $\tau_р$. Отсюда и вытекает требование, что протяженность поглотителя должна быть меньше или порядка длительности световых импульсов. Степень критичности этого требования зависит от конкретных условий и определяется соотношением между энергией световых импульсов и энергией насыщения поглощающей среды – $E = \hbar\omega_0 A_п/2\sigma$

Незначительное уменьшение $P^c_{ср}$ с ростом ΔZ в области I определяется, с одной стороны, увеличением участка поглотителя, просветляемого одним из световых импульсов в одиночку, а с другой - уменьшением той части поглотителя, в которой интерферируют световые импульсы.

Резкое изменение характера зависимости в области II связано с тем, что здесь работает только первый механизм, о котором было упомянуто выше. По мере увеличения ΔZ второй световой импульс, приходящий в поглотитель, тратит все больше энергии насыщения поглощения потому, что последнее успевает восстановиться до более высокого уровня.

Потери в энергии световых импульсов увеличиваются также в результате неэффективного просветления поглотителя первым световым импульсом в одиночку. Поэтому уменьшение амплитуды световых импульсов ухудшает в свою очередь глубину насыщения усиления, что приводит к уменьшению предельных значений $G_0^{пр}$ и понижению верхней границы области существования режима синхронизации мод (рисунок 2.7). По достижении некоторого предельного значения $\Delta Z = \Delta Z_к$ спад мощности $P_{ср}^c$ замедляется, зависимость выходит на некоторый постоянный уровень (область III). В нашем случае эту область достигнуть не удалось из-за появления кратности $\eta = 3$.

Эти три области изменения параметров в зависимостях, аналогичные приведенные на рисунке 2.6, наглядно проиллюстрированы в работе [45], где исследования пассивной синхронизации мод АИГ: Nd^{3+} лазера, проводилось с антирезонансным резонатором.

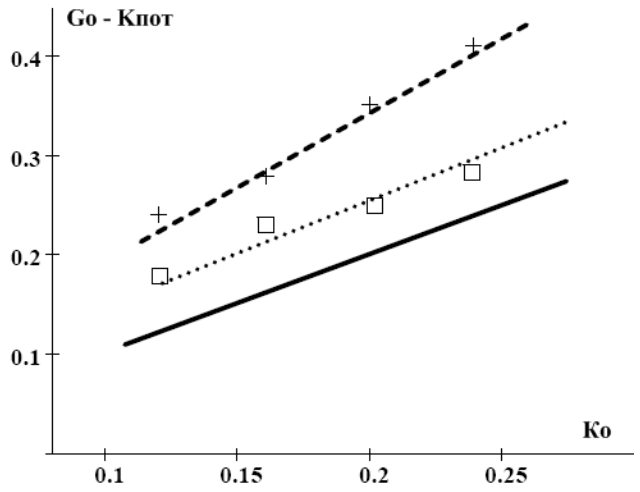


Рисунок 2.7 - Экспериментальная зависимость верхней границы области существования режима пассивной синхронизации мод для "кратного" ($\Delta Z = 0$) - ⊙ и “некратного" (ΔZ = 15 см) - ● , местоположения поглотителя - L = 400 см, $\eta = 2$

В связи с этим можно отметить причину существования такого значения $\Delta Z_к$. В области III ΔZ достигает такого значения, что второй световой импульс также как и первый поступает в поглотитель, когда он успевает полностью восстановиться. Следовательно, время $\Delta t_к = 2\Delta Z_к / c$ является временем восстановления поглощения и определяет характерное время поглотителя $T_п$. Анализ результатов работы [45] показал, что это действительно так и время $\Delta t_к$ находится в пределах $T_п$ используемого поглотителя.

Примечательно, что время релаксации $T_п$ лежит в основе объяснения механизма формирования световых импульсов при пассивной синхронизации мод. В отличие от общепринятых методов измерения времени релаксации оценка $T_п$ по измеренному $\Delta t_к$ осуществляется при большой внутрирезонаторной плотности мощности излучения, что может быть использовано для увеличения точности измерений.

Ухудшение режима пассивной синхронизации мод при некратном положении поглотителя так или иначе связано с появлением дополнительных затрат энергии световых импульсов на просветление поглотителя по сравнению с кратным местоположением.

Для подтверждения такого предположения проводились измерения

зависимости средней мощности излучения лазера в режиме синхронизации мод от величины дополнительных линейных потерь, вносимых внутрь резонатора между поглотителем и зеркалом М2 (см. рисунок 2.1) при «кратном» положении поглотителя (ΔZ =0). Была получена зависимость, аналогичная области II зависимостей 2 и 3 на рисунке 2.6. По мере увеличения линейных потерь режим синхронизации мод ухудшался, что проявилось в уменьшении средней мощности излучения лазера и сужения области существования режима синхронизации мод.

Измерение средней мощности генерации в режиме синхронизации мод $P^{с}_{ср}$ и в режиме свободной генерации $P^{н}_{ср}$ (K_0 = 0) при одной и той же величине ненасыщенного усиления G_0 дает возможность говорить об энергетической эффективности работы лазера в режиме пассивной синхронизации мод:

$$\gamma = \frac{P^{с}_{ср}}{P^{н}_{ср}} 100\%$$

Изменение γ в зависимости от величины расстройки ΔZ приведена на рисунке 2.8.

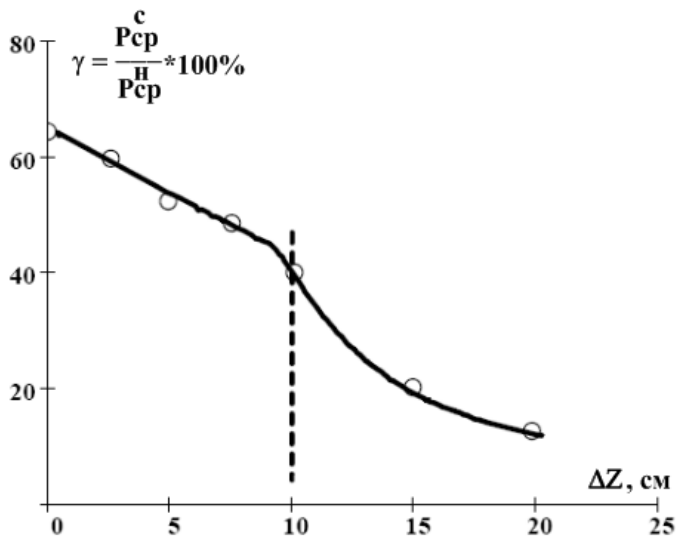


Рисунок 2.8 - Экспериментальная зависимость эффективности преобра-зования средней мощности излучения Ar+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод от величины рассогласования точки встречи световых импульсов и центра поглотителя K_0=0,24

Аналогично зависимостям, приведенным на рисунке 2.6, величина γ линейно уменьшается в области $\Delta Z \lesssim l_п/2$ (область I) и наблюдается

заметный спад при $\Delta Z > l_{\text{п}}/2$ (область II).

Следует отметить, что "кратное" положение поглотителя позволяет получать не только более высокие энергетические характеристики, но и улучшить другие характеристики излучения в режиме пассивной синхронизации мод.

Таким образом, необходимо использование "кратного" местоположения поглотителя при пассивной синхронизации; протяженность поглотителя необходимо выбирать малой, чтобы $c * \tau_{\text{р}} \leq l_{\text{п}}$, но только в случае, если это не приводит к заметному уменьшению величины ненасыщенного поглощения $K_0 = k_0 * l_{\text{п}}$. Измерение энергетической зависимости типа приведенных на рисунке 2.6 позволяет провести оценку времени релаксации поглотителя – $T_{\text{п}}$.

2.4 Высокая стабильность межмодового интервала при пассивной синхронизации мод Ar+ лазера

Использование Ar^+ лазера для синхронного возбуждения лазера на красителе требует высокой стабильности частоты следования его импульсов. Зависимость длительности световых импульсов лазера на красителе - $\tau_{\text{л}}$ от частоты следования импульсов накачки носит экстремальный характер.

Минимальное значение $\tau_{\text{л}}$ достигается лишь при точном согласовании частот следования импульсов обоих лазеров. Влияние рассогласования частот на $\tau_{\text{л}}$ и другие характеристики излучения лазера на красителе при синхронном возбуждении было предметом исследования многих авторов и изучено достаточно хорошо [21,99] .

Рассогласование частот непременно приводит к возрастанию величины $\tau_{\text{л}}$ и может быть обусловлено самыми разными причинами.

Флуктуации параметров лазера накачки в зависимости от их частоты могут по-разному влиять на режим синхронизации мод.

Низкочастотные флуктуации в отличие от высокочастотных имеют характерное время, много большее, чем время установления режима

синхронизации мод (около 0,1 ÷ 1 мкс). Поэтому их влияние на характеристики излучения лазера в режиме синхронизации мод оказывается слабее.

Исследование шумовых характеристик по мощности излучения Ar^+ лазера с пассивной синхронизацией мод в диапазоне от 20 Гц до 20 кГц показало наличие только низкочастотных флуктуаций в области до 1 кГц, которые обусловлены пульсациями разрядного тока в активных элементах, связанных со схемой питания. Поэтому анализ стабильности характеристик излучения Ar^+ лазера проводился именно в этом частотном диапазоне.

Рассмотрим стабильность частоты следования световых импульсов Ar^+ лазера с пассивной синхронизацией мод на основе прямых измерений. Частота и период следования световых импульсов лазера с пассивной синхронизацией мод измерены с помощью анализатора спектра С4-27, на экране которого наблюдался спектр межмодовых биений лазера. По анализатору спектра также измерялась величина смещения сигнала биений Δf в зависимости от изменения величин усиления G_0 и поглощения K_0 с точностью до 1 кГц. Эти измерения позволили определить изменения в частоте следования импульсов Ar^+ лазера.

Нестабильность усиления и поглощения, приводящие к колебаниям параметров излучения и прежде всего периода следования импульсов T , определяются нестабильностями в токах разряда трубок усилителя и поглотителя, так как существует однозначная связь между величиной разрядного тока с одной стороны и величиной усиления или поглощения - с другой. В связи с этим определение величин флуктуаций в усилении и поглощении осуществлялось через измерения пульсации токов разряда. Измерения проводились с помощью светодиода, подключенного параллельно балластному сопротивлению в цепи питания усилителя и поглотителя. Пульсации свечения светодиода при работе на линейном участке его характеристики соответствовали пульсациям в токе разряда и измерялись с помощью фотодиода и осциллографа С1-70. Точность измерений ~ 1 %. Существование однозначной зависимости величин усиления и поглощения от тока разряда позволяло пересчитывать изменение пульсации в ΔG_0 и в ΔK_0.

Как отмечалось, любые флуктуации в усилении и поглощении влияют на

период следования импульсов Ar^+ лазера с пассивной синхронизацией мод. Это приводило к тому, что наблюдаемая ширина межмодовых биений δf могла становиться больше ширины аппаратной функции прибора. По анализатору спектра определялась ширина спектра биений, соответствующая разбросу в периоде следования импульсов. Измерения производились на полувысоте сигнала с погрешностью в 1 кГц. Время измерения задавалось выбором скорости развертки прибора и составляло величину ~ 1 сек, что обеспечивало наблюдение ширины спектра, определяемой всеми флуктуациями с характерными временами $\Delta t_c \lesssim 1$ сек.

Для определения характера влияния флуктуаций величин усиления и поглощения на стабильность мощности излучения Ar^+ лазера проводились измерения глубины флуктуаций в мощности излучения с точностью ~ 5 %.

При измерении глубины флуктуаций в усилении и поглощении .лазера с пассивной синхронизацией мод уже первые наблюдения показали, что нестабильность в усилении и поглощении носит, в основном, периодический характер и связана с системой электрического питания трубок усилителя и поглотителя.

На рисунке 2.9 представлены полученные зависимости относительной глубины модуляции усиления $\Delta G_0/(G_0\text{-}K_{пот})$ и поглощения $\Delta K_0 / K_0$ от абсолютной средней величины усиления $G_0\text{-}K_{пот}$ и средней величины поглощения K_0 . На рисунке 2.10 показаны статические характеристики усилителя и поглотителя, определяющие изменение оптической длины резонатора (смещение частоты следования импульсов) при изменении величины усиления относительно некоторого среднего значения G_0 для фиксированного поглощения (прямая А на рисунке 2.10) и для величины поглощения при фиксированном усилении (прямая Б на рисунке 2.10). Значение Δf отсчитывается относительно среднего значения частоты следования световых импульсов $\Delta\nu_M$, соответствующего значениям величины усиления и поглощения (G_0 и K_0). Величины ΔG_0 и ΔK_0 определяются соответственно как

$$\Delta G_0 = G_0 - G_0 \qquad \text{и} \qquad \Delta K_0 = K_0 - K_0$$

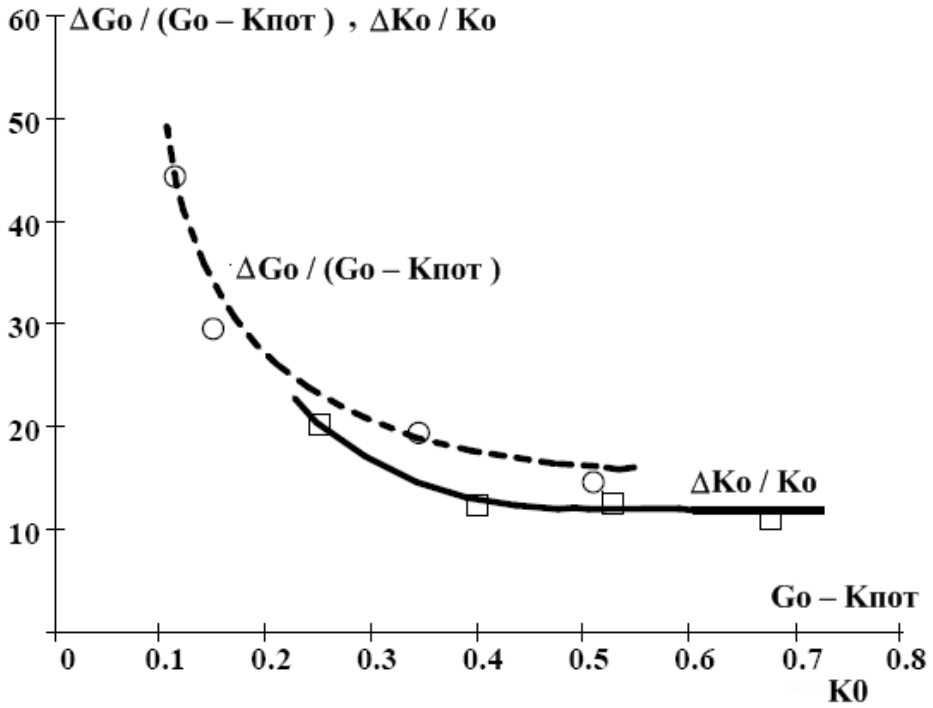


Рисунок 2.9 - Экспериментальные зависимости относительных пульсаций величин усиления - $\Delta G_0 / (G_0 - K_{пот})$ и поглощения - $\Delta K_0 / K_0$ от абсолютной средней величины усиления $G_0 - K_{пот}$ и средней величины поглощения K_0, соответственно

Так как, величины усиления и поглощения определяют параметры излучения, в частности, точное значение периода следования импульсов, то представляется интересным сопоставить экспериментально измеряемые ширины сигнала межмодовых биений с ширинами, определенными из зависимостей на рисунок 2.9. для различных режимов работы лазера. Определяя по зависимостям на рисунке 2.9 абсолютную величину глубины модуляции усиления и поглощения, можно по статическим характеристикам (рисунок 2.10) определить соответствующие данные изменения усиления и поглощения ширины полосы изменения частоты следования импульсов Δf_{Go} = 10 кГц ($\Delta G_0 / (G_0 - K_{пот})$ = 12%) и Δf_{Ko} = 12 кГц ($\Delta K_0 / K_{пот}$ = 15%).

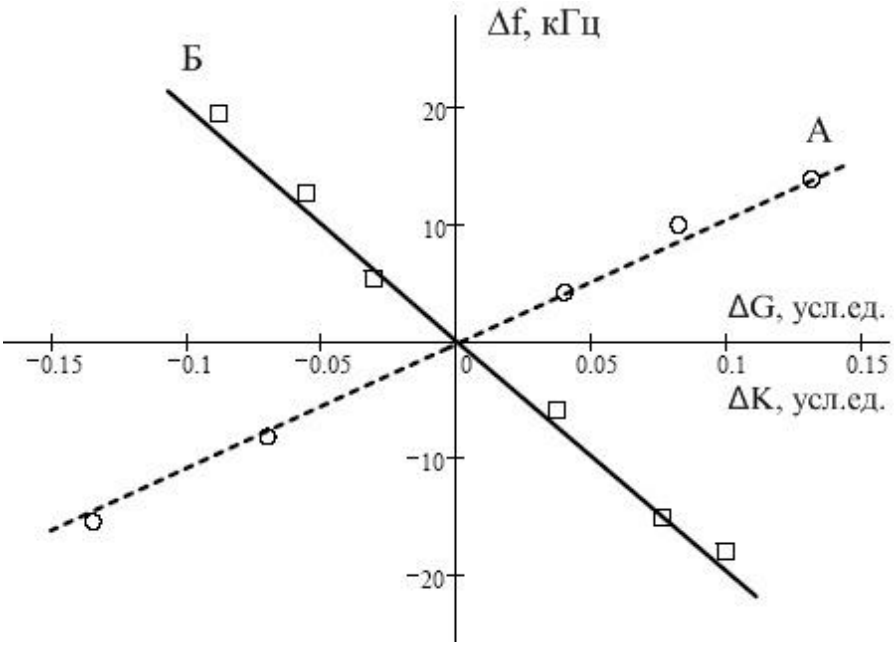


Рисунок 2.10 -. Экспериментальная зависимость смещения частоты межмодовых биений от величины усиления - **А** и поглощения - **Б** относительно некоторого среднего их значения - (G_0 и K_0) **А** - $K_0 = 0.35$, **Б** – G_0 - $K_{пот} = 0.70$

При соответствии знаков ΔG_0 и ΔK_0 , результирующее значение смещения частоты следования определяется разностью Δf_{Ko} - Δf_{Go} = 2 кГц, что хорошо согласуется со значением ширины сигнала на межмодовой частоте, измеряемой с помощью анализатора спектра $\delta f = 1 \div 2$ кГц. Это говорит о взаимном компенсирующем действии усилителя и поглотителя в Ar^+ лазере с пассивной синхронизацией мод.

Согласно приведенным данным, случай отсутствия пульсаций в одном из элементов (усилитель или поглотитель) приводит к существенному увеличению ширины сигнала межмодовых биений, что действительно наблюдалось. Например, при отсутствии пульсаций в поглотителе при кратковременном отключении питания накала его катода ширина сигнала межмодовых биений Δf_{Go} возрастала до 10 кГц. При включенном катоде пульсация токов разряда присутствовала как в усилителе, так и в поглотителе и это приводило к уменьшению ширины сигнала межмодовых биений до 2кГц. Согласно полученным зависимостям рисунка 2.10 взаимно компенсирующее действие пульсаций усилителя и поглотителя обусловлено противоположностью их

дисперсий. Если увеличение усиления приводит к увеличению частоты следования световых импульсов, то увеличение поглощения, ведет к их уменьшению. В сумме смещение частоты определяется разностью смещения за счет усиления и поглощения.

Автостабилизация пульсаций, о которой говорится здесь, является частью ответа на тот парадоксальный вопрос, когда стабильность характеристик Ar^+ лазера при пассивной синхронизации мод получается достаточно высокой, несмотря на использование систем электропитания с достаточно низкой стабилизацией (ΔI_p / I_p = 10÷15%).

Средние величины усиления и поглощения $G_0 - K_{пот}$ и K_0 определяют параметры излучения Ar^+ лазера при пассивной синхронизации мод. В этом плане нестабильность этих величин приводит не только к флуктуациям периода следования импульсов, но и к флуктуациям в мощности генерации.

Характер влияния нестабильностей в усилении и поглощении на мощность генерации представлен в зависимости относительной глубины флуктуаций в мощности излучения от средней величины усиления $G_0 - K_{пот}$ при фиксированном поглощении K_0 (рисунок 2.11). Для сравнения здесь же пунктиром приведена аналогичная зависимость в режиме свободной генерации. Видно, что в режиме свободной генерации форма кривой относительной глубины флуктуаций в мощности от средней величины усиления $G_0 - K_{пот}$ соответствует аналогичной кривой для усиления (рисунок 2.9). При наличии флуктуаций в поглощении флуктуации в мощности сначала усиливаются, но с ростом поглощения происходит значительное снижение глубины флуктуаций (кривая K_0 = 0,5 рисунок 2.11). Зависимости на рисунке 2.11 позволяют оценивать минимальное поглощение, необходимое для снижения колебаний в мощности генерации ΔP / P с помощью величины K_0 = 0,25 ÷ 0,30.

Так как, между усилением и поглощением и средней мощностью генерации есть однозначно соответствие (рисунок 2.12), то можно также определить ожидаемую ширину сигнала межмодовых биений (рисунок 2.11).

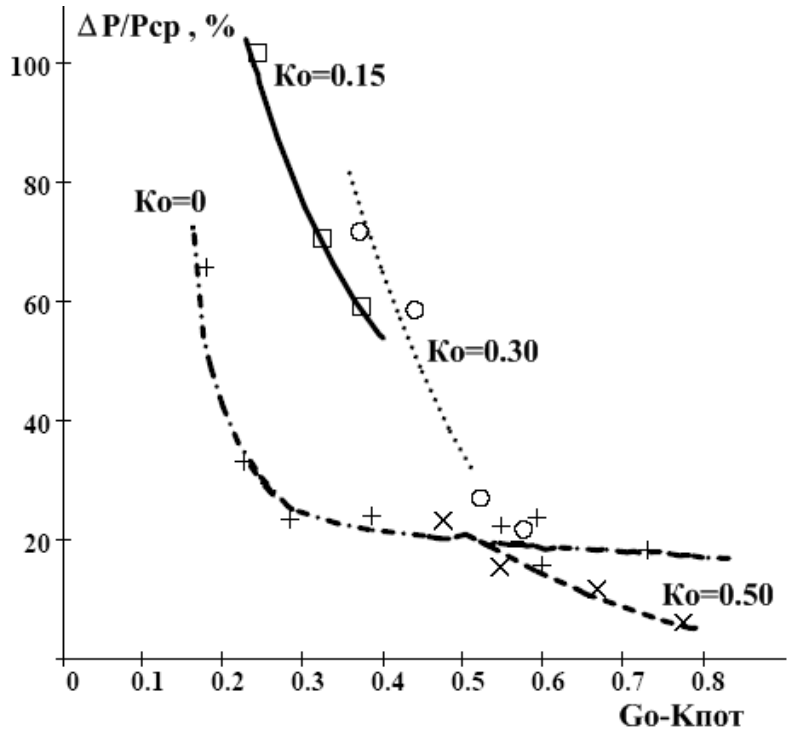


Рисунок 2.11 -. Экспериментальная зависимость относительных пульсаций средней мощности излучения Ar^+ лазера от величины усиления, параметрами кривых является величина поглощения K_0

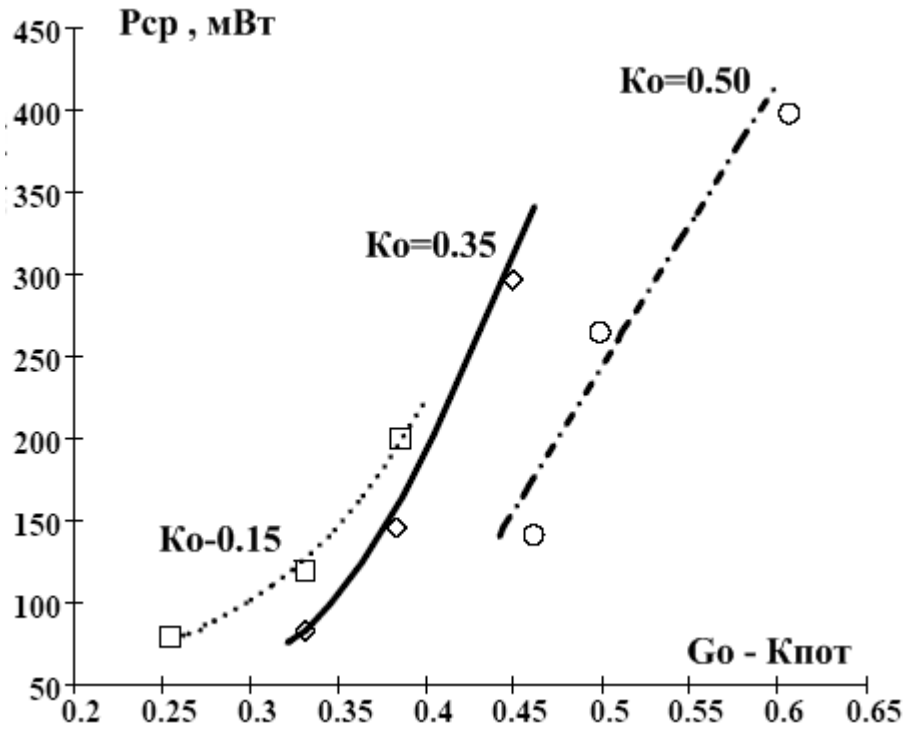


Рисунок 2.12 -. Экспериментальная зависимость средней мощности излучения Ar^+ лазера от величины усиления, параметрами кривых является величина поглощения K_0

Из зависимости относительной глубины модуляции в мощности от усиления при фиксированном поглощении (рисунок 2.11) определяется величина ΔP / P, соответствующая данному режиму генерации. По кривым на рисунке 2.12 вычисляется абсолютная величина ΔP и соответствующая ей величина ΔG_0. Затем по статической характеристике (прямая А на рисунке 2.10) вычисляется величина δf - ширина сигнала биений. Например, при ΔP / P = 13% величина ΔP =40 мВт, ΔG_0 = 0,025, что означает δf = 2÷ 3 кГц. Наблюдается хорошее согласие с реально измеряемой величиной ширины сигнала межмодовых биений с помощью анализатора спектра.

Зависимость ширины сигнала межмодовых биений от величины усиления при фиксированном поглощении K_0 и различных значениях параметра S приведена на рисунке 2.13. Из приведенных зависимостей следует, что стабильность частоты следования световых импульсов с ростом параметра χ увеличивается.

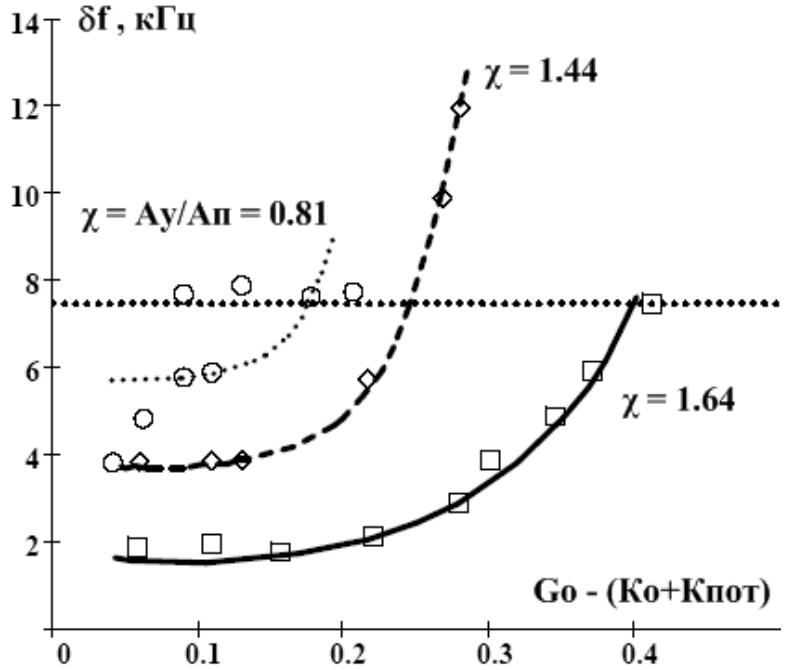


Рисунок 2.13 – Экспериментальная зависимость ширины сигнала межмодовых биений от величины усиления, параметрами кривых является величина χ. Величина поглощения K_0 = 0.35

Рост параметра χ обеспечивается изменением геометрии резонатора, одновременным увеличением сечения пучка в усилителе и уменьшением в поглотителе. В результате создаётся условие более сильного насыщения поглощения в момент прохождения световых импульсов, что в какой-то степени характеризуется как увеличение глубины модуляции. С этой точки зрения становится ясным стабилизирующее действие роста параметра S (рисунок 2.13).

Таким образом, одновременные флуктуации тока разряда в усилителе и в поглотителе носят взаимно компенсирующий характер. В результате этого изменение частоты следования световых импульсов (рисунок 2.10) оказывается на порядок меньше, чем при активной синхронизации мод Ar^+ лазера [52].

Флуктуации в средней мощности излучения (энергии световых импульсов) уменьшаются с увеличением поглощения и при больших поглощениях могут стать ниже, чем в режиме свободной генерации лазера (рисунок 2.11).

Увеличение параметра χ тоже приводит к уменьшению флуктуации в частоте следования импульсов, обусловленных флуктуациями тока разряда (рисунок 2.13).

Глава 3. Влияние разницы плотности энергии в усиливающем и поглощающем элементе на генерацию непрерывного лазера

3.1 Область существования режима генерации эквидистантных световых импульсов непрерывного лазера

При использовании газоразрядного поглотителя для пассивной синхронизации мод Ar^+ лазера усиление и поглощение происходит на одном и том же переходе иона аргона и в близких условиях разряда, поэтому в формуле (1.33) можно предположить $\sigma_п \approx \sigma_у$.

В этом случае выражение для параметра S имеет вид:

$$S = \alpha \frac{A_у}{A_п} \geq S_{min} \qquad (3.1)$$

Таким образом, величина ***S*** определяется прежде всего соотношением геометрических сечений пучков в усилителе – $A_у$ и поглотителе - $A_п$. Опыты проводились при генерации TEM_{00}: λ = 488 нм. Длина резонатора и положение усилителя к поглотителю подбирались такими, чтобы выполнялось соотношение: $T \sim T_у \rangle T_п$.

Как уже было отмечено, параметр S определяет разницу в условиях насыщения усиливающих и поглощающих сред. Изменение параметра S , в случае Ar^+ лазера достигалось путём изменения длины резонатора, радиуса кривизны зеркал M1 и M2 и выбора местоположения усилителя и поглотителя.

Измерение средней мощности позволяло рассчитать мощность и энергию импульса в излучении (см. формулы (2.4) и (2.5)).

Зависимость импульсной мощности генерации в режиме синхронизации мод от величины ненасыщенного усиления G_0 для определенного значения величины поглощения и линейных потерь приведена на рисунке 3.1. Параметром кривых является величина S. Видно, что для каждого случая пиковая мощность возрастает с увеличением величины усиления и, достигая некоторого значения, начинает уменьшаться. Это незначительное уменьшение имеет место только до некоторого критического значения усиления (вертикальные риски на кривых 1 и 2

рисунок 3.1), при достижении которого происходит изменение временной структуры излучения, сопровождающееся появлением дополнительных световых импульсов, импульсов - сателлитов (рисунок 3.4, см. 2 гл. III).

Увеличение параметра S приводит к увеличению импульсной мощности при одинаковых значениях всех остальных параметров - кривая 2 проходит выше, чем кривая 1. Объясняется это тем, что с увеличением параметра S насыщение поглощения происходит легче и теряется меньшая энергия световых импульсов на просветление, что в свою очередь приводит к более сильному насыщению усиления. Сильное насыщение усиления приводит к возможности использования еще больших значений величин ненасыщенного усиления, в результате чего происходит смещение границы предельного значения усиления. Это позволяет получить более высокие энергетические характеристики излучения лазера.

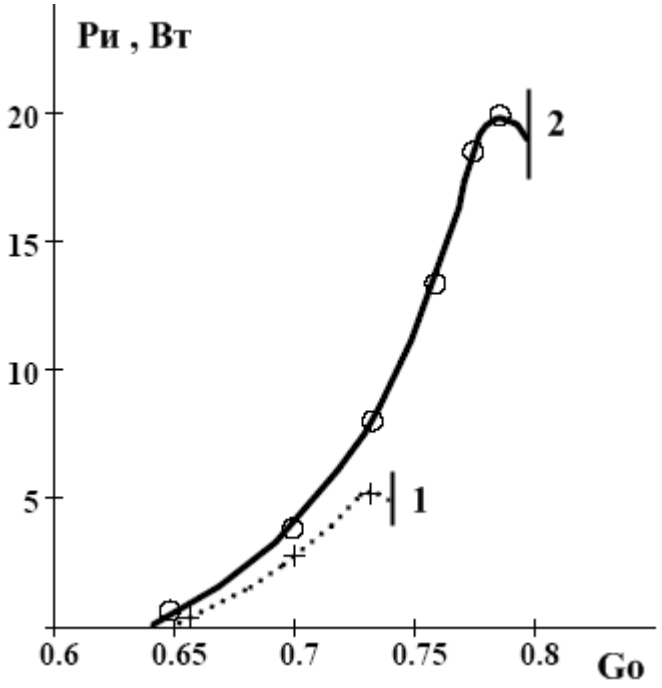


Рисунок 3.1 -. Зависимость импульсной мощности в режиме синхронизации мод от величины усиления $\eta = 2$ $K_{пот} = 0.25$, $K_0 = 0.2$, S = 1.5 - (1) и 2.9 - (2)

Одним из параметров излучения лазера в режиме синхронизации мод, непосредственно определяющимся глубиной модуляции, является длительность генерируемых световых импульсов. Увеличение параметра S, как было отмечено, приводит к уменьшению потерь генерируемых световых импульсов при

просветлении поглотителя. Подобное действие параметра ***S*** равносильно увеличению глубины модуляции при пассивной синхронизации мод и должно было проявляться в изменении длительности генерируемых световых импульсов.

Зависимость длительности световых импульсов излучения Ar^+ лазера от величины ненасыщенного усиления для двух значений параметра S приведена на рисунке 3.2. Видно, что и в самом деле увеличение параметра S позволяет уменьшать длительность генерируемых световых импульсов. Здесь же для случая S =2.8 выделены области изменения значения G_0 , в пределах которых наблюдается регулярная временная структура излучения лазера (А), структура с одним дополнительным импульсом - сателлитом на периоде Т (Б) и переходная область между этими двумя временными структурами (область перехода), в соответствии с результатами численных расчетов работы [84] длительность световых импульсов в начале уменьшается и достигнув некоторого минимального значения, начинает возрастать, как и на рисунке 3.2. Качественное согласие экспериментально полученной зависимости τ_p с результатами расчета, приведенного в главе I, проявляются в уменьшении длительности световых импульсов с ростом параметра S и величины усиления G_0.

Изменение разницы в условиях насыщения усиливающей и поглощающей сред более четко проявилось в энергетических характеристиках излучения Ar^+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод. Изменение предельной плотности мощности излучения от условий насыщения активных сред иллюстрируется рисунком 3.3, на котором приведены зависимости предельных значений плотности средней мощности в бегущей волне в поглотителе $W_{\text{ср}}^{*\text{пр}}$ от отношения $A_{\text{у}}/A_{\text{п}}$ для «кратного» положения поглотителя и двух значений линейных потерь.

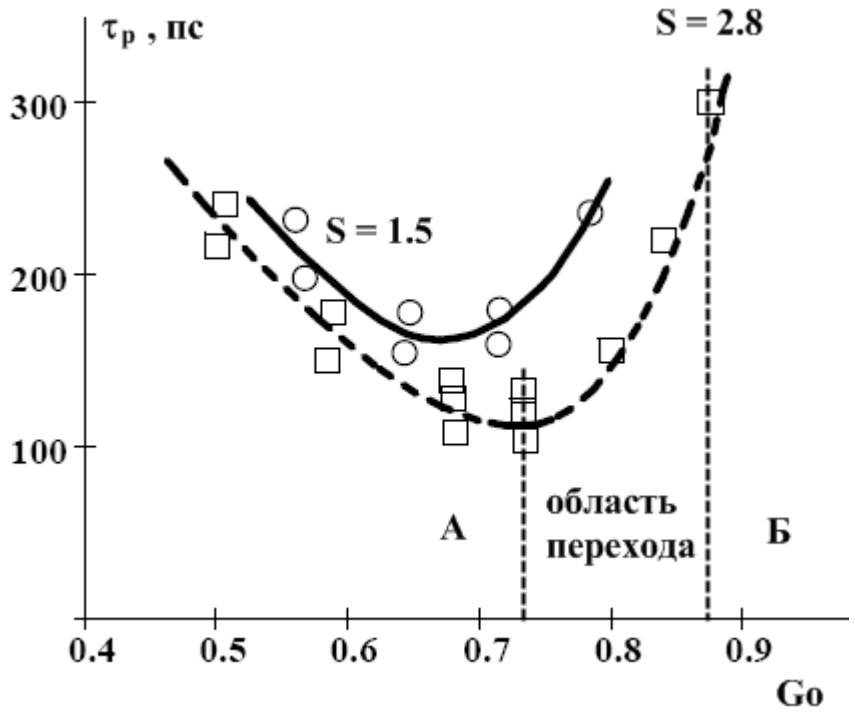


Рисунок 3.2 Зависимость длительности световых импульсов от величины усиления G_0 и значения параметра S - разницы в условиях насыщения усиливающей и поглощающей сред. T = 12 нс, K_0 = 0.25, $K_{пот}$ = 0.15

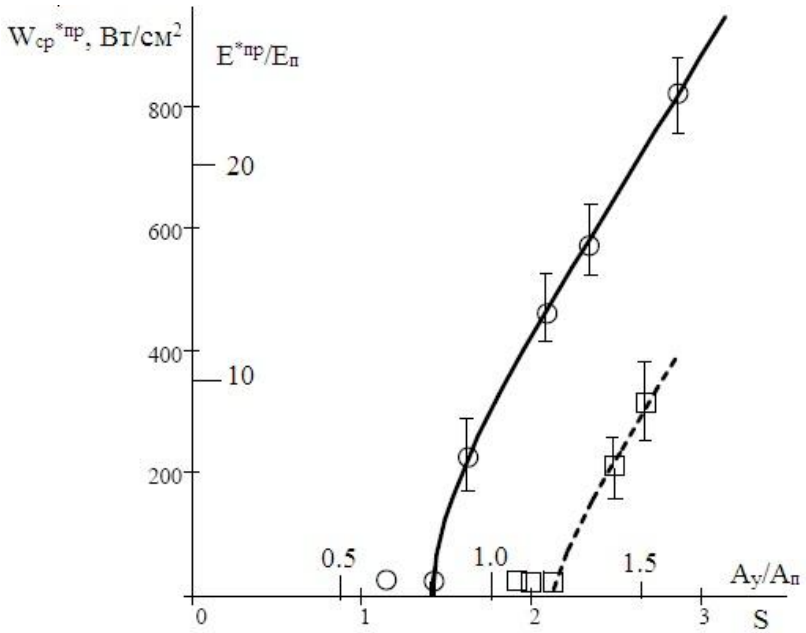


Рисунок 3.3 - Зависимость предельной плотности средней мощности в поглощающем элементе $W_{ср}^{*пр}$ в режиме синхронизации мод от отношения сечений пучка в усиливающей и поглощающей средах $A_у/A_п$ при различных потерях в резонаторе, положение поглощающего элемента η = 2**,** T = 12 нс, K_0 = 0.2; O – $K_{пот}$ = 0,1 ; □ - $K_{пот}$ = 0,2

Точки $W_{\text{ср}}^{*\text{пр}} = 0$ означают, что при соответствующих значениях $A_{\text{у}}/A_{\text{п}}$ синхронизация мод не происходит, хотя генерация имеет место и плотность мощности $W_{\text{ср}}^{*\text{пр}} \neq 0$.

Наличие $(A_{\text{у}}\ \ A_{\text{п}})_{min}$, величина которого связана соотношением линейных и нелинейных потерь

$$S = \alpha(\frac{A_{\text{у}}}{A_{\text{п}}})_{min} = \frac{2K_0 + K_{\text{пот}}}{2K_0} \qquad (3.2)$$

позволило экспериментально определить значение параметра α, которое в случае кратного положения протяженного поглотителя оказалось равным 1.7. Для газоразрядного поглотителя протяженностью $l_{\text{п}}$ =15 см при длительности генерируемых световых импульсов$\tau_{\text{р}}$= 100 пс реализуется условие $l_{\text{п}} > c*\tau_{\text{р}}$. Поэтому ожидаемое значение α должно было быть несколько ниже максимального значения α =2, кроме того в соответствии со схемой рисунка 2.5, нельзя создать условие $t_{\text{у}}$ = const по всей протяженности усилителя и $t_{\text{п}}$ = const поглотителя. Значение α = 2 реализуется только в случае достаточно тонкого поглотителя и усилителя по сравнению с длиной резонатора лазера.

Следует отметить, что в соответствие с формулой (3.2) минимальное значение параметра S действительно зависит от величины линейных потерь. Увеличение последних требует реализации большего значения параметра ***S*** для получения режима пассивной синхронизации мод.

Для сравнения с расчетами в [81] на внешних сторонах графика (рисунок 3.3) отложены величины $\frac{E_{\text{п}}^{\text{пр}}}{E_{\text{п}}} = W_{\text{ср}}^{*\text{пр}}(\frac{T}{W_{\text{п}}T_{\text{п}}})$ - энергия светового импульса, нормированная на энергию насыщения поглощения. Необходимые константы взяты из [91,100]. Качественное согласие с теорией проявляется в возрастании отношения $\frac{E_{\text{п}}^{\text{пр}}}{E_{\text{п}}}$ с увеличением параметра S. Поскольку одновременно длительность световых импульсов имеет тенденцию к сокращению, с ростом S, зависимость P_{u} (S) оказывается сильнее линейной (рисунок 3.1).

Из приведенных зависимостей становится очевидным, что для улучшения

энергетических характеристик излучения лазера в режиме пассивной синхронизации мод большую роль играет выбор условия насыщения усиливающей и поглощающей сред. В отличие от твердотельных лазеров, для Ar^+ лазера улучшение режима пассивной синхронизации мод достигается одновременным уменьшением сечения пучка в поглотителе и увеличением этого сечения в усилителе (увеличение параметра S). Подобное расхождение объясняется тем, что в твердотельных лазерах ($\sigma_у \sim 10^{-20}$ см^2) при использовании для пассивной синхронизации мод растворов красителей ($\sigma_п \sim 10^{-16}$ см^2) значение параметра S оказывается чрезмерно большим (10^4) - см. также 3 гл.1.

Существование предельного значения S_{min} говорит о том, что формирование сверхкоротких световых импульсов от начальных случайных флуктуаций может происходить только в случае существования разницы в условиях насыщения усиливающей и поглощающей сред и при том, если $S>S_{min}$.

3.2 Формирование сложной временной структуры и квазиимпульсов в излучении синхронизации мод Ar+ лазера

Как известно из предыдущей главы режим пассивной синхронизации мод определяется совокупным действием большого числа параметров: величин ненасыщенного усиления и поглощения (G_0 и $К_0$) , потерь в резонаторе ($К_{пот}$), сечений переходов ($\sigma_п$ и $\sigma_у$), площадей пучка генерации в усилителе и поглотителе ($A_у$ и $A_п$), времен релаксации ($T_у$ и $T_п$), интервалов между импульсами в усилителе и поглотителе ($t_у$ и $t_п$), протяженности активных сред ($l_у$ и $l_п$) и т.д. Взаимосвязь этих параметров усугубляется автомодуляционными процессами. Это затрудняет применение аналитического подхода для описания пассивной синхронизации мод.

В основе пассивной синхронизации мод лежит периодическое насыщение и восстановление усиления и поглощения. Динамика этого процесса определяет глубину модуляции и позволяет понять закономерности возникновения различных временных структур в излучении Ar^+ лазера. Оценить предельную

энергию импульсов и определить стабильность частоты их следования таким путем непосредственно нельзя, но увеличение глубины модуляции неизбежно приводит к улучшению этих характеристик излучения.

Здесь рассматриваются автомодуляционные процессы в резонаторе лазера при стационарной пассивной синхронизации его мод с учетом протяженности усилителя и поглотителя в случае, когда длительность импульсов много меньше времен релаксации усиления и поглощения. В эксперименте с Ar^+ лазером было найдено, что наилучшие характеристики в излучении получаются при достижении предельной плотности энергии в поглотителе $\varepsilon_{\text{п}}^{\text{пр}} = \frac{E_{\text{п}}^{\text{пр}}}{A_{\text{п}}}$, ограничиваемой сменой временной структуры излучения. Величина $\varepsilon_{\text{п}}^{\text{пр}}$ однозначно определяется выбором величин ненасыщенного поглощения, параметра S и интервала между импульсами.

Условием возникновения автомодуляции в резонаторе лазера, содержащем усиливающий и поглощающий элемент, является требование того, чтобы отношение энергии насыщения усиления $\frac{\hbar\omega_0 \mathrm{A_y}}{2\sigma_{\text{у}}}$ к аналогичной величине для поглощения превосходило отношение полных потерь в резонаторе к величине нелинейных потерь [81,5]:

$$S = \alpha \frac{\sigma_{\text{п}}}{\sigma_{\text{у}}} * \frac{A_{\text{у}}}{A_{\text{п}}} \geq \frac{2K_0 + K_{\text{пот}}}{2K_0} \quad , \qquad (3.3)$$

где $K_0 = k_0 * l_{\text{п}}$ - величина поглощения на проходе поглотителя, k_0 - ненасыщенный коэффициент поглощения в законе Буггера, $K_{\text{пот}}$ - величина линейных потерь на обходе резонатора. Коэффициент $1 \leq \alpha \leq 2$ учитывает возможность встречи импульсов в активных средах [81,5].

Пороговым условием генерации лазера является равенство

$$2G_0 \geq 2\,K_0 \geq K_{\text{пот}} \quad , \qquad (3.4)$$

где усиление на проход есть $G_0 = g_0 l_{\text{у}}$, а g_0 - ненасыщенный коэффициент усиления.

Поскольку только поглотитель удовлетворяющий условию (3.3) способен привести к автомодуляции излучения, то выполнение (3.3) и (3.4) необходимо

для появления пассивной синхронизации мод.

Условием существования стационарной генерации в режиме синхронизации мод [5] является требование, чтобы

$$2G(t_у) \leq 2\,K(t_п) + K_{пот} \quad , \qquad (3.5)$$

где $G(t_у)$ и $K(t_п)$ - усиление и поглощение "встречаемое" очередным импульсом после прохода предыдущего, интервалы времени $t_у$ и $t_п$ задаются временной структурой излучения. С учетом протяженности активных сред и конечности времени их прохождения световым импульсом (рисунок 2.5)

$$G(t_у) = \int_0^{l_у} g\ \ t_у\ z\ \ dz = \int_0^{l_у} g_0 - (g_0 - g_н)e^{-\frac{t_у(z)}{T_у}}\ dz$$

и (3.6)

$$G(t_п) = \int_0^{l_п} k\ \ t_п\ z\ \ dz = \int_0^{l_п} k_0 - (k_0 - k_н)e^{-\frac{t_п(z)}{T_п}}\ dz$$

где g(t) и k(t) - уровни, до которых успевают восстановиться коэффициенты усиления и поглощения к моменту прихода очередного импульса в текущую точку усилителя или поглотителя (oz направлена вдоль оси резонатора), а $g_н$ и $k_н$ - уровни, до которых насыщаются коэффициенты усиления и поглощения в момент прохождения импульса.

Несмотря на то, что к моменту прихода очередного импульса усиление в (3.5) оказывается ниже уровня потерь, мощный сформировавшийся импульс может существовать, если прирост его энергии $\Delta E_у$, вызванный насыщением усиления, превзойдет потери $\Delta E_п$, связанные с насыщением поглощения:

$$\alpha \frac{\Delta E_у}{\Delta E_п} > 1 \quad . \qquad (3.7)$$

Слабые же флуктуации поля, не насыщающие активные среды, не могут усиливаться. Так как $T_у > T_п$, то неравенство (3.5) выполняется для всего интервала времени между импульсами, что обеспечивает устойчивость возникшей временной структуры.

Если считать, что $\Delta E_п$, $\Delta E_у$ << E, где E – среднее значение энергии импульса в резонаторе ($g_н \neq g_н(z)$ и $k_н \neq k_н(z)$, то

$$\Delta E_{\text{у}} \equiv \int_0^{V_{\text{у}}} \hbar\omega \frac{\Delta N_{\text{у}}}{2} dV = \frac{\hbar\omega A_{\text{у}}}{2\sigma_{\text{у}}} \int_0^{l_{\text{у}}} g \ t_{\text{у}} \ z \ - g_{\text{н}} \ dz \equiv \frac{\hbar\omega A_{\text{у}}}{2\sigma_{\text{у}}} \ G \ t_{\text{у}} \ - G_{\text{н}} \quad . (3.8)$$

$$\Delta E_{\text{п}} \equiv \int_0^{V_{\text{п}}} \hbar\omega \frac{\Delta N_{\text{п}}}{2} dV = \frac{\hbar\omega A_{\text{п}}}{2\sigma_{\text{п}}} \int_0^{l_{\text{п}}} k \ t_{\text{п}} \ z \ - k_{\text{п}} \ dz \equiv \frac{\hbar\omega A_{\text{п}}}{2\sigma_{\text{п}}} \ K \ t_{\text{п}} \ - K_{\text{н}} \ ,$$

где ΔN - изменение разницы населенностей уровней проходящим импульсом, ΔN/2 - число вынужденных переходов в единице объема усилителя и поглотителя, V - объем моды в соответствующей активной среде и $G_{\text{н}} = g_{\text{н}}*l_{\text{у}}$, $K_{\text{н}} = k_{\text{н}}*l_{\text{п}}$

Подставляя (3.8) в (3.7), получаем условие аналогичное (3.3), но для существования автомодуляции

$$\alpha * \frac{\sigma_{\text{п}}}{\sigma_{\text{у}}} * \frac{A_{\text{у}}}{A_{\text{п}}} > \frac{K(t_{\text{п}})+K_{\text{н}}}{G \ t_{\text{у}} \ -G_{\text{н}}} \quad . \qquad (3.9)$$

Условия (3.9) и (3.5) ограничивают область существования временной структуры излучения с интервалами $t_{\text{у}}$ и $t_{\text{п}}$ или диапазон возникших изменений ненасыщенного усиления G_0 и поглощения K_0. При заданном значении K_0 условие (3.9) определяет минимально возможное значение $G_0 = G_0^{min} \ K_0$, а (3.5) - максимальное $G_0 = G_0^{max} \ K_0$. Разница в условиях (3.9) и (3.3) определяет величину гистерезисных явлений вблизи порога [35] .

Глубина насыщения усиления и поглощения проходящим импульсом при $\tau_{\text{р}} \ll T_{\text{п}}, T_{\text{у}}$ зависит от плотности энергии

$$g_{\text{н}} = g_0 \exp(-\frac{2\sigma_{\text{у}}}{\hbar\omega} * \varepsilon_{\text{у}}) \qquad \text{и} \qquad k_{\text{н}} = k_0 \exp(-\frac{2\sigma_{\text{п}}}{\hbar\omega} * \varepsilon_{\text{п}}) \quad . \quad (3.10)$$

При этом

$$\varepsilon_{\text{у}} = \frac{E}{A_{\text{у}}} = \frac{E_{\text{изл}}}{A_{\text{у}}(1-r)} \qquad \text{и} \qquad \varepsilon_{\text{п}} = \frac{E}{A_{\text{п}}} = \frac{E_{\text{изл}}}{A_{\text{п}}(1-r)} \quad , \qquad (3.11)$$

где $E_{\text{изл}}$ - энергия импульса в излучении, r - коэффициент отражения выходного зеркала. В стационарном случае, если можно пренебречь диссипативными и дифракционными потерями в резонаторе ($K_{\text{пот}}$ = ln(1/r)), величина энергии импульса в излучении может быть найдена из баланса энергии на обходе резонатора

$$E_{\text{изл}} = 2 \quad \Delta E_{\text{у}} - \frac{1}{\alpha} \Delta E_{\text{п}} \ =$$

$$= \frac{\hbar\omega A_{\text{у}}}{2\sigma_{\text{у}}} \{ \int_0^{l_{\text{у}}} g_0 - g_{\text{н}} \ [1 - e^{-\frac{t_{\text{у}} \ z}{T_{\text{у}}}} dz - \frac{1}{S} \int_0^{l_{\text{п}}} k_0 - k_{\text{н}} \ [1 - e^{-\frac{t_{\text{п}} \ z}{T_{\text{п}}}} dz\} \quad . \quad (3.12)$$

Выражения (3.10) ÷ (3.12) позволяют рассчитать значения $g_н$ и $k_н$ и тем самым нижние уровни модуляции усиления $G_н$ и поглощения $K_н$ в предположении, что $\Delta E_у$, $\Delta E_п << E$.

Из (3.5), (3.6) и (3.10) - (3.12) следует, что наибольшая глубина модуляции достигается при наибольших значениях ненасыщенного поглощения K_0 и $t_п » T_п$, если величина G_0 обеспечивает достижение равенства в (3.5).

Если активные среды расположены согласно (2.9), выполнено (3.3) и задана величина ненасыщенного поглощения K_0, то неограниченное изменение усиления G_0 позволяет проследить последовательность появления и смен различных временных структур в излучении Ar^+ лазера.

В случае Ar^+ лазера структура в виде эквидистантных импульсов наблюдается сразу от порога генерации (развертка А на рисунке 3.4). Увеличение усиления улучшает характеристики излучения вплоть до правой границы области А на графиках рисунка 3.5. Дальнейшее увеличение G_0 приводит к нарушению (3.5): характеристики излучения ухудшаются, затем появляется неустойчивость в структуре излучения - переходная область на графиках рисунка 3.5.

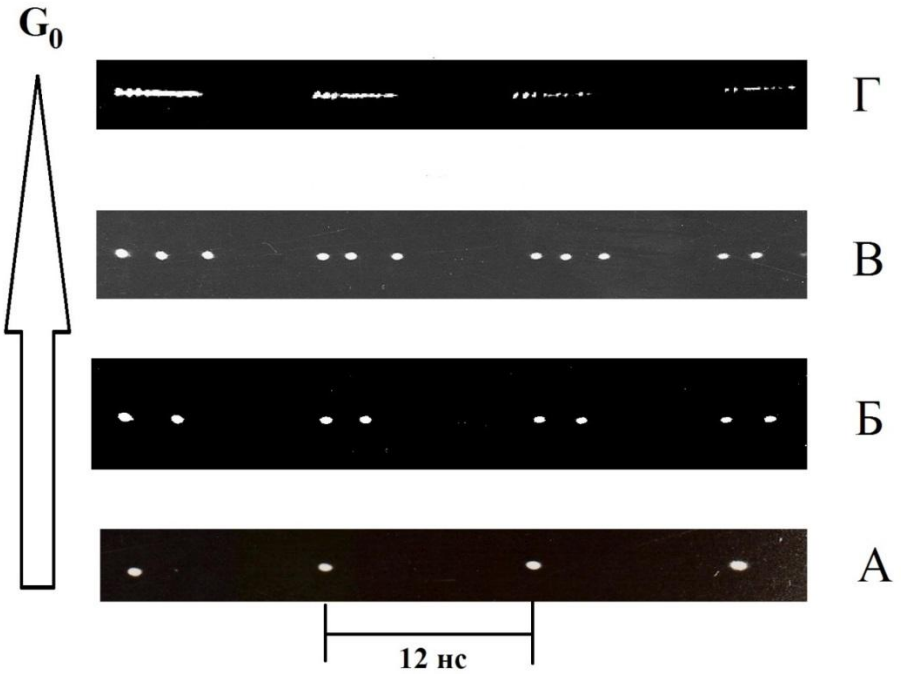


Рисунок 3.4 - Временная структура излучения Ar^+ лазера с пассивной синхронизацией мод, наблюдаемая по мере увеличения G_0 при фиксированных значениях K_0 и параметра S ; положение усилителя и поглотителя соответствует (2.9)

После этого устанавливается излучение в виде двух импульсов-сателлитов с равными амплитудами - развертка Б на схеме рисунка 3.4. Характеристики этого излучения также улучшаются с ростом G_0. Интервал времени $t_и$ между импульсами в группе, как показал эксперимент, определяется из условия равенства относительных возбуждений для обоих импульсов на обходе резонатора. В этом случае величина $t_и$ может быть рассчитана из условия

$$\frac{G^{(1)}(t_у\ z\ -t_и)}{K^{(1)}\ t_у\ z\ -t_и\ +K_{пот}} = \frac{G^{(2)}(t_и)}{K^{(2)}\ t_и\ +K_{пот}}, \qquad (3.13)$$

где индекс вверху символов G и K означает принадлежность величин усиления и поглощения к первому или второму импульсу в группе, величины $t_у(z)$ и $t_п(z)$ есть интервал времени между прохождениями двух последующих импульсов текущей точки z усилителя и середины поглотителя при генерации лазера в предшествующем режиме - режиме эквидистантных импульсов (на схеме рисунок 2.5 расстояние в направлении оси t в пределах усилителя, для поглотителя $t_п \approx T$). С точки зрения динамики восстановления поглощения поглотитель является тонким, если можно пренебречь восстановлением поглощения за время $\sim l_п/2C$. Для поглотителя Ar^+ лазера эта величина много меньше, чем T (см. схему рисунка 2.5) и поэтому $t_п$ (z) $\cong t_п$. Балансный вид зависимости t от величин усиления и поглощения влияет на стабильность интервалов в данном виде структуры излучения.

Продолжение увеличения G_0 приводит к появлению в излучении трех импульсов - сателлитов (развертка В на рисунках 2.5 и 3.4), затем - четырех и т.д. В пределе при заполнении интервала импульсами - сателлитами образуется один большой "квазиимпульс" (развертка Г на рисунке 3.4). Его длительность, как видно из схемы рисунка 2.5 достигает T/2 для тонкого усилителя, а для протяженного усилителя может стать несколько больше.

У всех перечисленных видов временных структур излучения сигнал межмодовых биений (рисунок 3.5) сужался на два порядка по сравнению с режимом свободной генерации Ar^+ лазера, достигая ширины аппаратной функции спектроанализатора С4-27. Это свидетельствует об их принадлежности к режиму

синхронизации мод.

Если положение активных сред не соответствует (2.9), то при малых значениях $S \sim S_{min}$ в излучении Ar^+ лазера наблюдаются структуры, развертки которых приведены на рисунке 3.4 [21], а при больших значениях S - подобно приведено на рисунке 2.5.

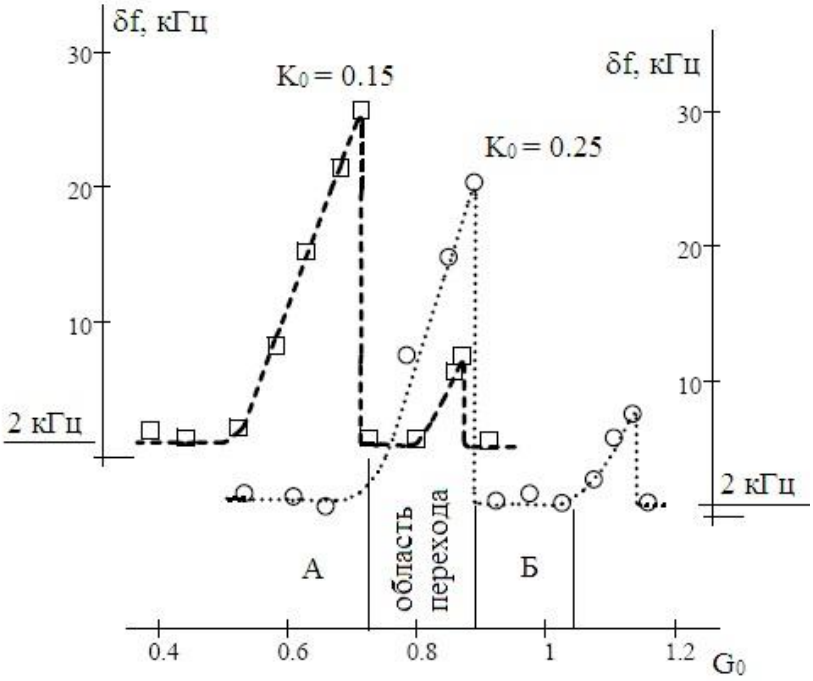


Рисунок 3.5-Зависимость ширины сигнала межмодовых биений Ar^+ лазера с пассивной синхронизацией мод при увеличении G_0 , зависимость, представленная длинным пунктиром, иллюстрирует трансформацию характеристик, вызванную изменением величины поглощения $K_{пот} = 0.15$, $S = 2.8$

Известно, что временные и спектральные характеристики однозначно связаны между собой согласно преобразованиям Фурье. Это позволяет однозначно определить временную структуру согласно измерениям спектральных характеристик излучения. Измерение как временных так спектральных характеристик требует применение дорогостоящих приборов и сложных систем регистрации. Однако если учесть, что при синхронизации мод частотный спектр состоит из набора гармонических сигналов с заданным интервалом, то для контроля установления режима достаточно регистрация сигнала биений.

3.3 Энергетические характеристики излучения Ar+ лазера на верхней границе области существования синхронизации мод

Анализ множества зависимостей (рисунков 3.2 и 3.5) показал, что характеристики излучения Ar^+ лазера неизменно улучшаются с увеличением глубины автомодуляции. Поэтому имеет смысл говорить не о длительности импульсов, их энергии или стабильности частоты следования в отдельности, а о режиме синхронизации мод в целом. Важнейшим показателем последнего является плотность световой энергии в активных средах и прежде всего в поглотителе (3.11). Как показал опыт, наилучшие характеристики в излучении достигаются при наибольших значениях $\varepsilon_п$. Поскольку при заданном значении поглощения K_0 и параметра S увеличение усиления ограничено величиной $G_0^{max}(K_0 S)$, то можно ввести понятие предельной плотности световой энергии для каждого вида временной структуры излучения: $\varepsilon_п^{пр}$ и $\varepsilon_у^{пр} = \frac{1}{\alpha} * \frac{A_п}{A_у} * \varepsilon_п^{пр}$.

Оценим $\varepsilon_п^{пр}$ и $\varepsilon_у^{пр}$ для генерации в режиме эквидистантных импульсов. Для простоты полагалось, что и усиление, и поглощение в момент прохождения импульса насыщаются до оптической прозрачности. Тогда в (3.6) $g_н \approx k_н = 0$; $t_у\ z = \frac{T}{2} \pm \frac{l_у - 2\Delta z}{c}$, где знак "+" соответствует движению импульса в направлении oz на схеме рисунка 2.5, а Δz - расстояние между текущей точкой z и соответствующим торцом усилителя, протяженность поглотителя таково, что

$$\frac{l_п}{2c} \ll T_п \qquad (3.14)$$

и $t_п\ z \approx t_п = T$. Условие (3.5) можно записать в явном виде

$$2g_0\ l_у - \frac{cT_у}{2} e^{-\frac{T}{2T_у}}\ e^{\frac{l_у}{cT_у}} - e^{-\frac{l_у}{cT_у}} \le 2k_0 l_п\ 1 - e^{-\frac{T}{T_п}} + K_{пот}\ . \quad (3.15)$$

Это выражение определяет связь между величинами ненасыщенного поглощения $K_0 = k_0 * l_п$, интервалом между импульсами T и допустимыми величинами ненасыщенного усиления $G_0 = g_0 * l_у$, ограничивая его сверху. Отсутствие в (3.15) каких-либо параметров, связанных с длиной резонатора, лишний раз подтверждает, что частота модуляции при пассивной синхронизации

мод определяется временами релаксации активных сред и периодичность в излучении лишь кратна периоду резонатора.

Плотность энергии в активных средах согласно (3.11) и (3.12) соответствует

$$\varepsilon_{\text{п}} = \frac{2(\Delta E_{\text{у}} - \frac{1}{\alpha}\Delta E_{\text{п}})}{A_{\text{п}}} * \frac{\alpha}{(1-r)} \qquad \text{и} \qquad \varepsilon_{\text{у}} = \frac{2(\Delta E_{\text{у}} - \frac{1}{\alpha}\Delta E_{\text{п}})}{A_{\text{у}}} * \frac{\alpha}{(1-r)} \quad ,$$

где $\Delta E_{\text{у}}$ и $\Delta E_{\text{п}}$ определены в (3.8). Предельные плотности энергии $\varepsilon_{\text{п}}^{\text{пр}}$ и $\varepsilon_{\text{у}}^{\text{пр}}$ достигаются, если в (3.8) при заданной величине поглощения K_0 (и, тем самым, $K(t_{\text{п}})$) величина усиления достигает максимального значения, определенного равенством (3.15), т.е. $2G^{max}\ t_{\text{у}} = 2K_0\ 1 - e^{-T\ \text{Tп}} + K_{\text{пот}}$.

Делая необходимые подстановки, получаем:

$$\varepsilon_{\text{п}}^{\text{пр}} = \frac{\hbar\omega}{\sigma_{\text{п}}(1-r)}\{\ S - 1\ K_0\ 1 - e^{-T\ \text{Tп}} + \frac{S*K_{\text{пот}}}{2}\} \quad , \qquad (3.16)$$

$$\varepsilon_{\text{у}}^{\text{пр}} = \frac{\hbar\omega}{S\sigma_{\text{у}}(1-r)}\{\ S - 1\ K_0\ 1 - e^{-T\ \text{Tп}} + \frac{S*K_{\text{пот}}}{2}\} \quad . \qquad (3.17)$$

Условие насыщения активных сред проходящим импульсом до оптической прозрачности ($G_{\text{н}} = K_{\text{н}} = 0$) ограничивает применимость данных формул.

На. рисунках 3.6, 3.7 представлены экспериментальные зависимости $\varepsilon_{\text{п}}^{\text{пр}}(S)$ и $\varepsilon_{\text{у}}^{\text{пр}}(S)$ для генерации Ar^+ лазера в режиме эквидистантных импульсов. Величины $\varepsilon_{\text{п}}^{\text{пр}}$ и $\varepsilon_{\text{у}}^{\text{пр}}$ определялись согласно (3.11), где значения r и $E_{\text{изл}}=P_{\text{ср}}T$ определялись экспериментально, $A_{\text{у}}$ и $A_{\text{п}}$ рассчитывались из геометрии резонатора, $\alpha = 1.7$ – (I , глава II). Параметр ***S*** варьировался путем изменения отношения сечений пучков в активных средах $A_{\text{у}}/A_{\text{п}}$ путем выбора кривизны зеркал резонатора при неизменности его длины и положения активных сред согласно (2.9).

Так как в случае Ar^+ лазера $\sigma_{\text{п}} \approx \sigma_{\text{у}}$, то в качестве характерного масштаба на осях ординат (рисунки 3.6, 3.7) отложена величина $\hbar\omega/2\sigma = 0{,}43$ мкДж/см^2 ($\hbar\omega/2\sigma \equiv E_{\text{у}}/A_{\text{у}} \equiv E_{\text{П}}/A_{\text{П}}$, где E - энергия насыщения усиления или поглощения).

Значения $\varepsilon_{\text{у}}^{\text{пр}}$ достигают максимума, а $\varepsilon_{\text{п}}^{\text{пр}}$ имеет излом вблизи точки S =2.8, которую обозначим через S_{opt} . Для $S_{\text{min}} \leq S \leq S_{\text{opt}}$ предельные плотности энергии и в усилителе, и в поглотителе возрастают с ростом S по закономерности тем более близкой к задаваемым в (3.16) и (3.17), чем больше K_0.

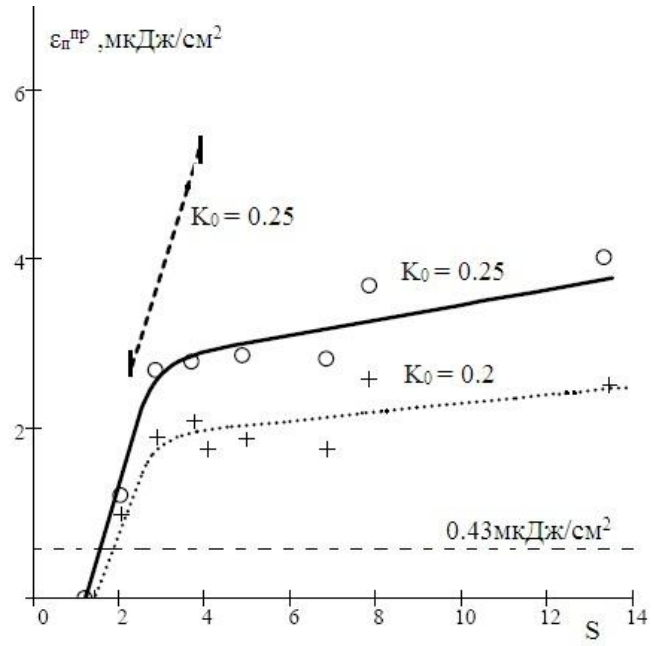


Рисунок 3.6 - Зависимость предельной плотности световой энергии в поглотителе $\varepsilon_п^{пр}$ Ar^+ лазера от величины параметра S при генерации эквидистантных импульсов с T=10.3нс, эксперимент + - K_0 = 0.2, O - K_0 = 0.25 , тонкая линия вблизи S = 2.8, расчет по формулам (3.16) и (3.17) для K_0=0.25 и $K_{пот}$ = 0.15

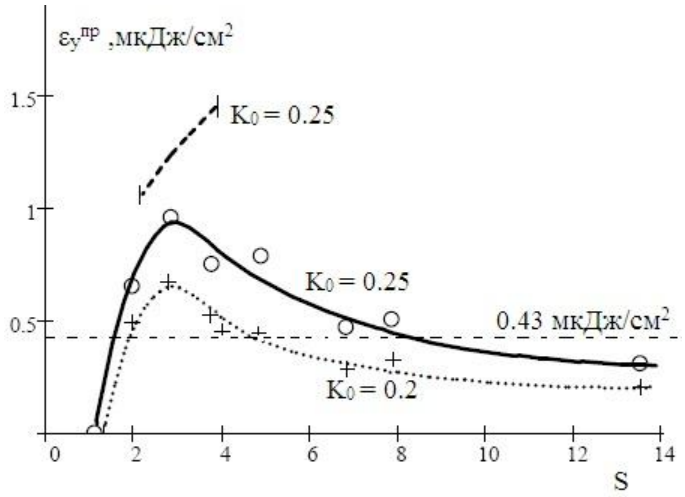


Рисунок 3.7- Зависимость предельной плотности световой энергии в усилителе $\varepsilon_у^{пр}$ Ar^+ лазера от величины параметра S при генерации эквидистантных импульсов T = 10.3 нс, остальные параметры аналогичны приведенным на рисунке 3.5

Для S > S_{opt} среднее значение $\varepsilon_у^{пр}$ падает с ростом S , а в поглотителе почти не меняется. Разброс экспериментальных значений $\varepsilon_п^{пр}$ несколько превышает ошибку эксперимента и может быть связан с когерентным

насыщением поглощения или усиления. Расчет по формулам (3.16), (3.17) разумен для $S \leq S_{opt}$ при возможно больших значениях K_0. Для эксперимента незначительность изменения среднего значения $\varepsilon_п^{пр}$ в области $S > S_{opt}$ делает некритичным выбор значений S при сравнении с расчетом (3.16) для $S = S_{opt}$, приводя лишь к некоторому дополнительному увеличению ошибки измерений на рисунках 3.6 и 3.7.

Увеличение ненасыщенного поглощения K_0 приводит практически к линейному росту величины $\varepsilon_п^{пр}$ - рисунок 3.8.

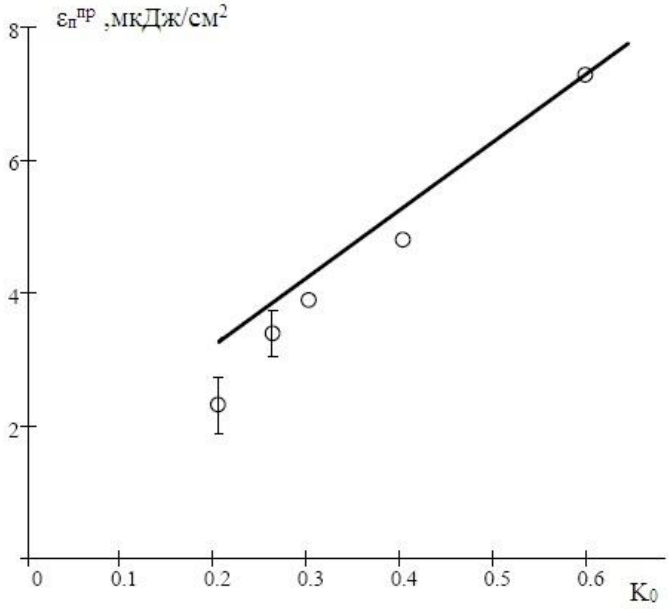


Рисунок 3.8- Зависимость предельной плотности световой энергии в поглотителе $\varepsilon_п^{пр}Ar^+$ лазера от величины ненасыщенного поглощения K_0 при генерации эквидистантных импульсов с T = 10.3 нс, эксперимент - S =3÷14, погрешность ~ 0.2, тонкая линия - расчет по формуле (3.17) для S = 2.8 и $K_{пот}$ = 0.15

Зависимость предельной плотности энергии в поглотителе от интервала между импульсами T, величина которого варьировалась изменением длины резонатора при сохранении положения усилителя и поглотителя согласно (2.9), показана на рисунке 3.9. Зависимость $\varepsilon_п^{пр}$ (T) достигает максимума при T ~ 9 нс. Рассчитанная и построенная для S= 2.8 зависимость показывает, что спад имеет место только в области T < 9 нс и обусловлен неполным восстановлением поглощения.

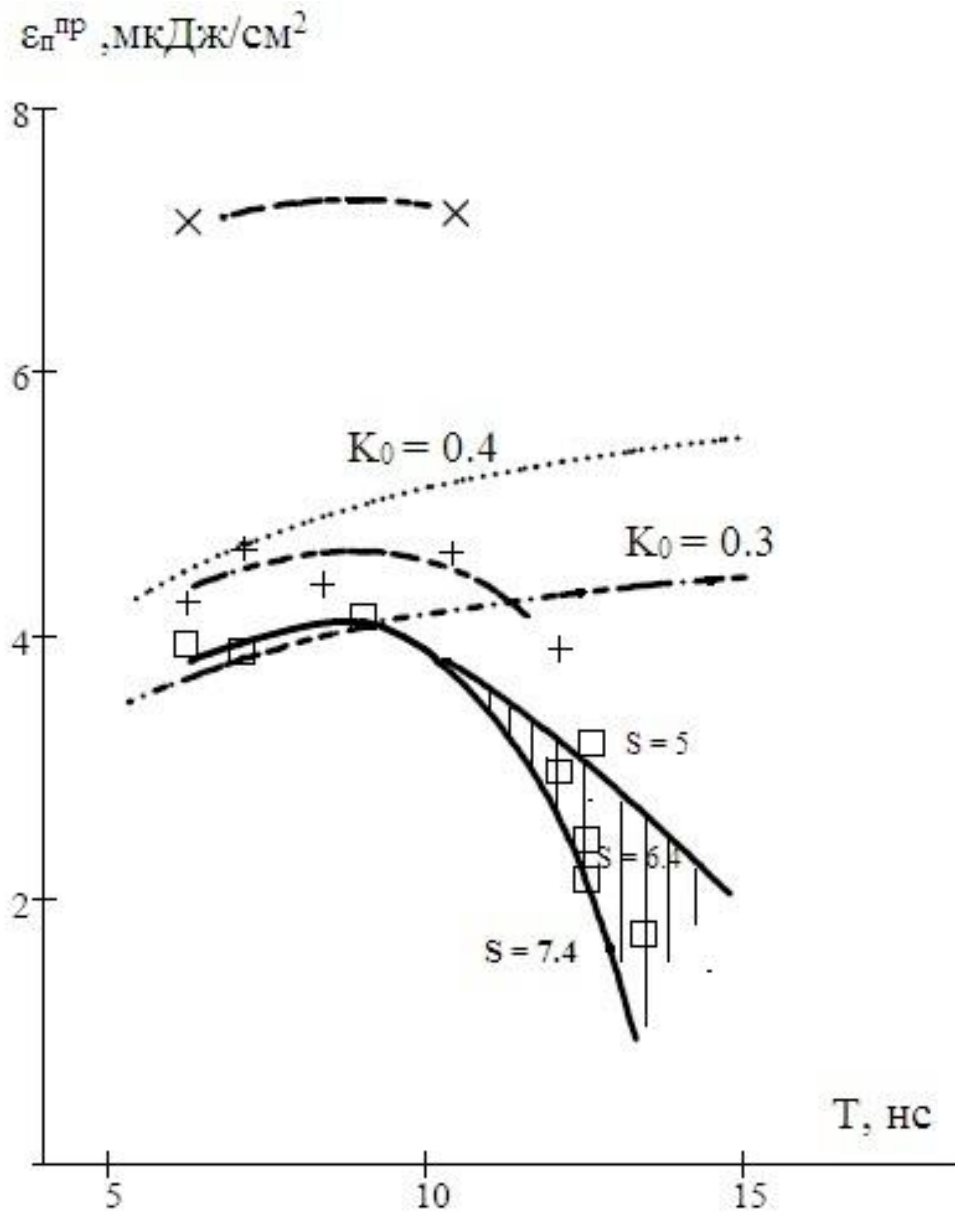


Рисунок 3.9 - Зависимость предельной плотности световой энергии в поглотителе $\varepsilon_п^{пр}$ Ar^+ лазера от интервала между импульсами T, эксперимент - S =5 ÷ 13, • -K_Q = 0.3, □ - 0.4, ⊙ - 0.6 , тонкая линия - расчет по (3.16) для S = 2.8 и $K_{пот}$ = 0.15

Спад экспериментальной зависимости в области T > 9 нс связан с уменьшением разницы $G_0^{max} - G^{max}(t_у)$ по мере роста T, когда правые части (3.10) и (3.5) становятся почти одинаковыми. В этой области уменьшение глубины насыщения с ростом S приводит к заметному уменьшению предельной плотности энергии в поглотителе - значение $\varepsilon_п^{пр}$ соответствует K_0 = 0.3 , T = 12,5

нс и S = 5; 6.4; 7.4 (рисунок 3.9).

Режим эквидистантных импульсов с T > 15 нс в лазере достигался с трудом, как правило устанавливался режим с меньшими интервалами T/2, T/3 и т.д. Как показали эксперименты для T > 15 нс величина $G_0^{max} - G^{max}(t_у)$ становилась сравнимой с пульсацией усиления G_0 , вызванной остаточными пульсациями разрядного тока после выпрямления.

Зависимости на рисунках 3.6-3.9 иллюстрируют возможности использования формул (3.16) и (3.17) для оценок предельных плотностей энергии в поглотителе и усилителе на примере Ar^+ лазера. Кроме того, согласно экспериментальным результатам, для достижения наилучших характеристик в излучении лазера, имеющего соотношение времен типа

$$\tau_р \ll T_п < T_у \sim T \qquad (3.18)$$

следует использовать поглотитель с возможно большей оптической плотностью K_0, при которой величина усиления G_0 может достигать предельного значения. Величина параметра S может быть больше S_{opt} если $T \leq T_у$, а для больших интервалов между импульсами - $S = S_{opt}$.

При таких условиях излучение Ar^+ лазера с пассивной синхронизацией мод имеет интервал между импульсами T = 5 ÷ 15 нс.

Средняя мощность генерации $P_{ср} = E_{изл} / T$ зависит от объема моды в усилителе (3.12). Поэтому для пассивной синхронизации мод целесообразно использовать разрядные трубки с большим диаметром капилляра d и большим усилением (3.15). При d =4.5 мм типичное значение $P_{ср}$ = 0.3 ÷ 0.5 Вт при K_0 =0.4 ÷ 0.6.

3.4 Увеличение глубины модуляции при переходе на режим синхронизации мод Ar+ лазера с нелинейным поглотителем

Возникновение характерных для пассивной синхронизации мод временных структур в излучении лазера (рисунок 3.4) сопровождается явлением гистерезиса - тенденции к сохранению в излучении той временной структуры, от которой

производится изменение в усилении G_0 [35] .

Рассмотрим явление гистерезиса вблизи порога генерации, т.е. вблизи появления излучения в виде эквидистантных импульсов (рисунок 3.4 А).

На рисунок 3.10 приведены зависимости средней мощности генерации от величины ненасыщенного усиления G_0 для работы лазера в этом режиме.

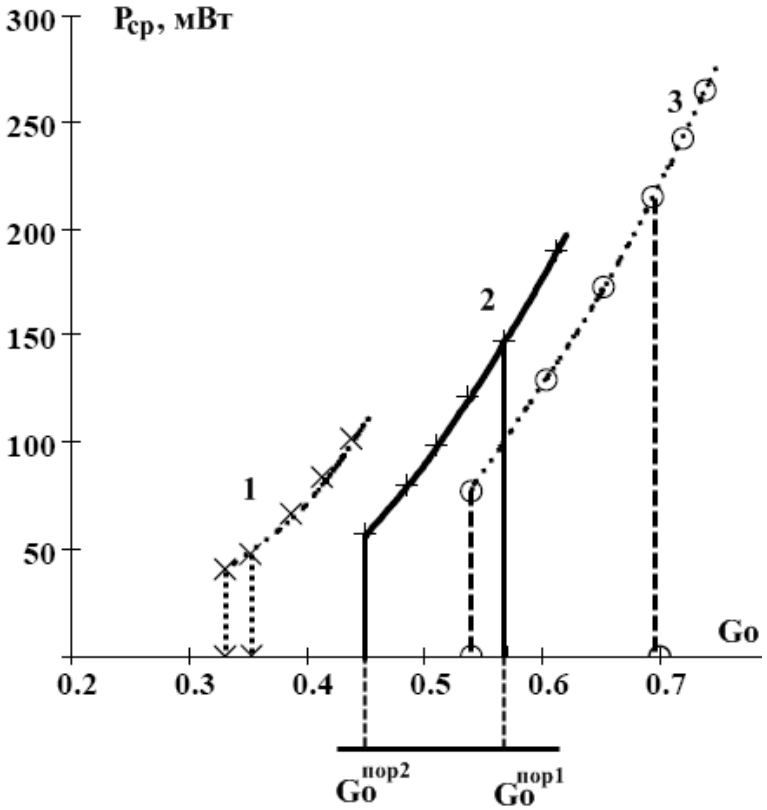


Рисунок 3.10 - Зависимость средней мощности излучения Ar^+ лазера от величины усиления для разных значений величины ненасыщенного поглощения $A_у/A_п = 2.69$, $\alpha = 1.7$, K_0=0.2 (1); 0.4 (2); 0.5(3)

Пороговое значение усиления G_0 определялось неоднозначно: при увеличении усиления от нуля генерация возникает скачком при $C_0 = G_0^{пор1}$, а при последующем уменьшении усиления генерация пропадает скачком, но не в точке $G_0^{пор1}$, а при $G_0^{пор2} < G_0^{пор1}$. Существование генерации в области $G_0^{пор2} \leq G_0 \leq G_0^{пор1}$ соответствует «жесткому» режиму возбуждения лазера.

Появление гистерезиса вблизи порога генерации можно объяснить следующим образом. Пороговым условием генерации является равенство в (3.4):

$$G_0 = K_0 + \frac{K_{пот}}{2} \equiv G_0^{пор1} \quad .$$

Условием же существования генерации с выбранной временной структурой

является выполнение (3.9):

$$G\ t_{\text{у}} \geq \frac{1}{S}\ K\ t_{\text{п}} - K_{\text{н}} + G_{\text{н}} \quad , \qquad (3.19)$$

где левая часть неравенства (3.9) обозначена как S.

Возникновение световых импульсов в точке $G_0^{\text{пор1}}$ в силу (3.7) приводит к скачку средней мощности (рисунок 3.10), который может быть объяснен, как уменьшение уровня эффективных потерь. Спад средней мощности в интервале $G_0^{\text{пор2}} \div G_0^{\text{пор1}}$ связан с уменьшением энергии снимаемой в усилителе, а срыв генерации в точке $G_0^{\text{пор2}}$ - с нарушением условия (3.19).

Характерно, что величина $G_0^{\text{пор2}}$ зависит от параметра S , как это следует из (3.19). Изменение отношения $A_{\text{у}}/A_{\text{п}}$ влияет не только на характеристики излучения лазера в режиме синхронизации мод [35] , но и на величину гистерезиса – рисунок 3.11.

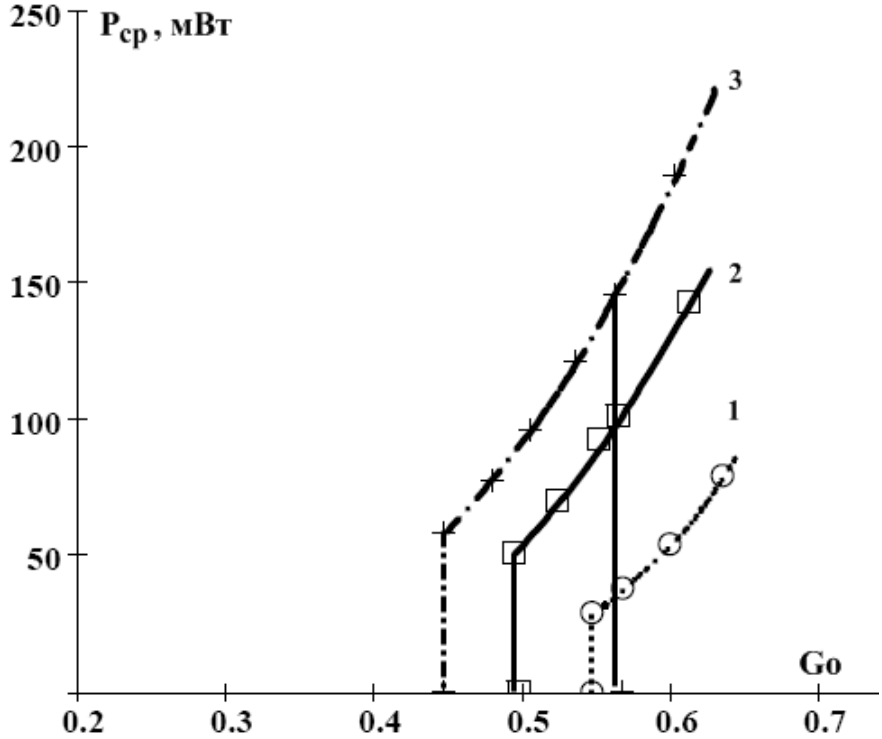


Рисунок 3.11- Зависимость средней мощности излучения Ar^+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод от величины усиления при разных значениях параметра S: K_0 =0.4 ; α = 1.7; $A_{\text{у}}/A_{\text{п}}$ = 1.05 (1) ; 1.92(2); 2.69(3)

Рост параметра S улучшает режим синхронизации мод и одновременно увеличивает гистерезисные явления. Очевидно, аналогичное действие может

оказать и изменение отношения $\sigma_п / \sigma_у$

Аналогично можно рассмотреть гистерезисные явления и при возникновении любой другой временной структуры в излучении Ar^+ лазера.

Таким образом, явление гистерезиса по своей сути связано с теми же процессами насыщения активных сред, которые определяют существование режима пассивной синхронизации мод. Оба явления неотделимы друг от друга и можно говорить лишь о степени проявления гистерезиса. Такая интерпретация может быть отнесена к любому лазеру, работающему в режиме пассивной синхронизации мод и имеющему соотношение характеристик времен подобно Ar^+ лазеру.

Глава 4. Нелинейный поглотитель в резонаторе лазера на красителе с активной синхронизацией мод

Источниками сверхкоротких световых импульсов (~ 1 пс) с перестройкой по частоте генерации чаще всего являются лазеры на сложных органических красителях, работающих в режиме синхронизации мод.

В основном применяются методы активной и пассивной синхронизации мод. Активная синхронизация мод обычно достигается при синхронном возбуждении лазера на красителе с помощью периодической последовательности коротких световых импульсов другого лазера, а пассивная - помещением внутрь резонатора лазера на красителе насыщающегося поглотителя.

В последнее время была показана реальная возможность эффективного уменьшения минимальной длительности световых импульсов лазера на красителе при одновременном использовании обоих методов - комбинированная синхронизация мод [93,101,102]. Хороший результат, в уменьшении длительности получаемых световых импульсов достигнут в работе [103] для рубинового лазера. Сильное отличие между лазерами на красителе и рубинового лазера не дает возможности использования результатов этой работы в нашем случае.

Использование комбинированной синхронизации мод в лазерах на красителе дает сильное отличие между конечными результатами разных авторов (см. [24] и [104]). Отсутствие в работах [24] и [104] каких-либо зависимостей режима синхронизации мод не даёт ясного представления о механизме действия нелинейного поглотителя. Сильное отличие между конечными результатами, по-видимому, означает существование определенных критериев эффективного действия нелинейного поглотителя, в процессе сжатия длительности получаемых световых импульсов лазера на красителе.

Поэтому в настоящей главе рассматривается влияние нелинейного поглотителя при синхронном возбуждении лазера на красителе, когда существует определенная разница в условиях насыщения усиливающей и поглощающей сред. Подробные исследования режима пассивной синхронизации мод, проведенные в

предыдущих главах, показали большое значение этой разницы в процессе сжатия длительности световых импульсов и потому можно предположить, что она может играть большую роль и в случае комбинированной синхронизации мод.

4.1 Активная синхронизация мод стандартного лазера на красителе с помощью Ar+ лазера

Синхронное возбуждение непрерывных лазеров на красителе является эффективным путем получения ультракоротких световых импульсов. С помощью такого метода удается получить импульсы, длительностью до 0,7пс [12]. Однако существует два принципиальных недостатка, которые ограничивают в этом случае возможность получения предельно коротких световых импульсов.

1. Получение сверхкоротких световых импульсов при синхронном возбуждении возможно только в случае точного согласования частоты следования импульсов лазера накачки $\Delta\nu_н$ и частотного интервала между продольными модами самого лазера на красителе $\Delta\nu_м = c/2L_D$, где L_D - оптическая длина резонатора лазера [15,16,105,106]. Реально стабилизация частот $\Delta\nu_н$ и $\Delta\nu_м$ возможна только до определенной степени и всегда существует отклонение от условия точного согласования $\Delta\nu_н$ и $\Delta\nu_м$.

Величина $\delta\nu = (\Delta\nu_м - \Delta\nu_н)$ может оказаться случайной или периоди-ческой функцией времени. В результате получаемые световые импульсы могут иметь длительность большую, чем при точном согласовании частот и отсутствии их изменения во времени. Предельная длительность получаемых световых импульсов зависит от стабильности частот $\Delta\nu_н$ и $\Delta\nu_м$ [107]. Повышение стабильности этих величин приводит к уменьшению минимальной длительности генерируемых световых импульсов [108] .

2. Основным механизмом формирования сверхкоротких световых импульсов при синхронном возбуждении лазеров на красителе является нелинейность усилителя вследствие его насыщения. Процессы сжатия световых импульсов при распространении в нелинейном усилителе в рамках некогерентных процессов насыщения рассматривались в работах [75,6]. В зависимости от формы

световых импульсов при распространении в нелинейной усиливающей среде может происходить как сжатие, так и растяжение их по длительности. Хорошее условие сжатия создается для импульсов со ступенчатым передним фронтом импульса гауссовой формы. Световые импульсы с экспоненциальным нарастанием переднего фронта по мере распространения в нелинейном усилителе стремятся к стационарной форме без сокращения длительности. К классу “уширяющихся” импульсов относятся импульсы со степенным нарастанием переднего фронта $I_0\ \tau \sim \tau_0\ \ \tau^{\ n}, n > 1$. Одним словом, существует связь между эффективностью сжатия длительности световых импульсов за счет нелинейности усиления и крутизной переднего фронта - чем больше крутизна, тем сильнее процесс сжатия световых импульсов.

Крутизна переднего фронта световых импульсов при синхронном возбуждении определяется формой световых импульсов лазера накачки, которые, как правило, имеют достаточно широкие крылья. Это всегда приводит к формированию световых импульсов лазера на красителе с определенной крутизной переднего фронта, что определяет возможность сжатия их длительности только до некоторых предельных значений.

Перспективным оказался метод одновременного использования активной и пассивной синхронизации мод. В результате насыщающийся поглотитель приводит к дополнительному увеличению крутизны переднего фронта формируемых световых импульсов, что способствует более эффективному сжатию их длительности за счет нелинейности усиления. Удачное сочетание достоинств как активной, так и пассивной синхронизации мод позволяет получить значительное сокращение длительности генерируемых световых импульсов.

Синхронное возбуждение лазера на красителе Rh6G осуществляется с помощью Ar^+ лазера с пассивной синхронизацией мод (рисунок 4.1). Ar^+ лазер работает в режиме трех эквидистантных световых импульсов на периоде резонатора T_0-$2L_н$ / с на длине волны генерации λ = 488 нм. Длительность световых импульсов Ar^+ лазера составляет величину $\tau_р$ = 90÷120 пс (в зависимости от режима работы), а средняя мощность 250÷400 мВт в режиме

полной синхронизации мод. Режим синхронизации мод Ar^+ лазера контролируется по сигналу межмодовых биений анализатора спектра С4-27, временная структура излучения - с помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР 2-1 или камеры “АГАТ”. Полная синхронизация мод лазера характеризуется регулярной структурой временной развертки на экране ФЭР 2-1 с узкой шириной сигнала С4-27 на межмодовой частоте (~ 1 кГц - аппаратная функция прибора).

Используется стандартный лазер на красителе модели Coherent Radiation – 490 с измененным оптическим резонатором. Длина резонатора такого лазера на красителе несколько больше его стандартной длины и согласовывается с длиной резонатора лазера накачки $T_н$ ($T_D \cong T_н/3$). Толщина свободно протекающей струи красителя составляет величину около 400 мкм. При чисто синхронном возбуждении струя состоит из раствора молекул красителя Rh6G, а в случае комбинированной синхронизации мод - из раствора молекул красителя Rh6G (усиливающая среда) и Малахитового зеленого (поглощающая среда) в этиленгликоле.

Внутри резонатора лазера на красителе для уменьшения полосы генерации до 6÷7 A^0 помещается одноэлементный спектральный фильтр типа Лио [109] - ПЭ (рисунок 4.1).

Точное согласование длин резонаторов достигается плавным перемещением (с точностью 3 мкм) глухого зеркала М1 резонатора лазера, установленного на микрометрическом столике.

Временные и энергетические характеристики излучения лазера на красителе определяются по полуширине и амплитуде автокорреляционных функций, получаемых при неколлинеарном взаимодействии пучков в нелинейном кристалле KDP [110] - (НК). Толщина кристалла составляет величину - I мм, что позволяет надежно измерять световые импульсы длительностью ~ 0,5 пс [111] .

Временная задержка при измерении автокорреляционных функций осуществляется зеркалом М10 с подачей от электродвигателя.

Для предварительного усиления сигнала от ФЭУ-18А используется усилитель постоянного тока (УПТ). Автокорреляционные функции

прописываются с помощью потенциометра КСП-4.

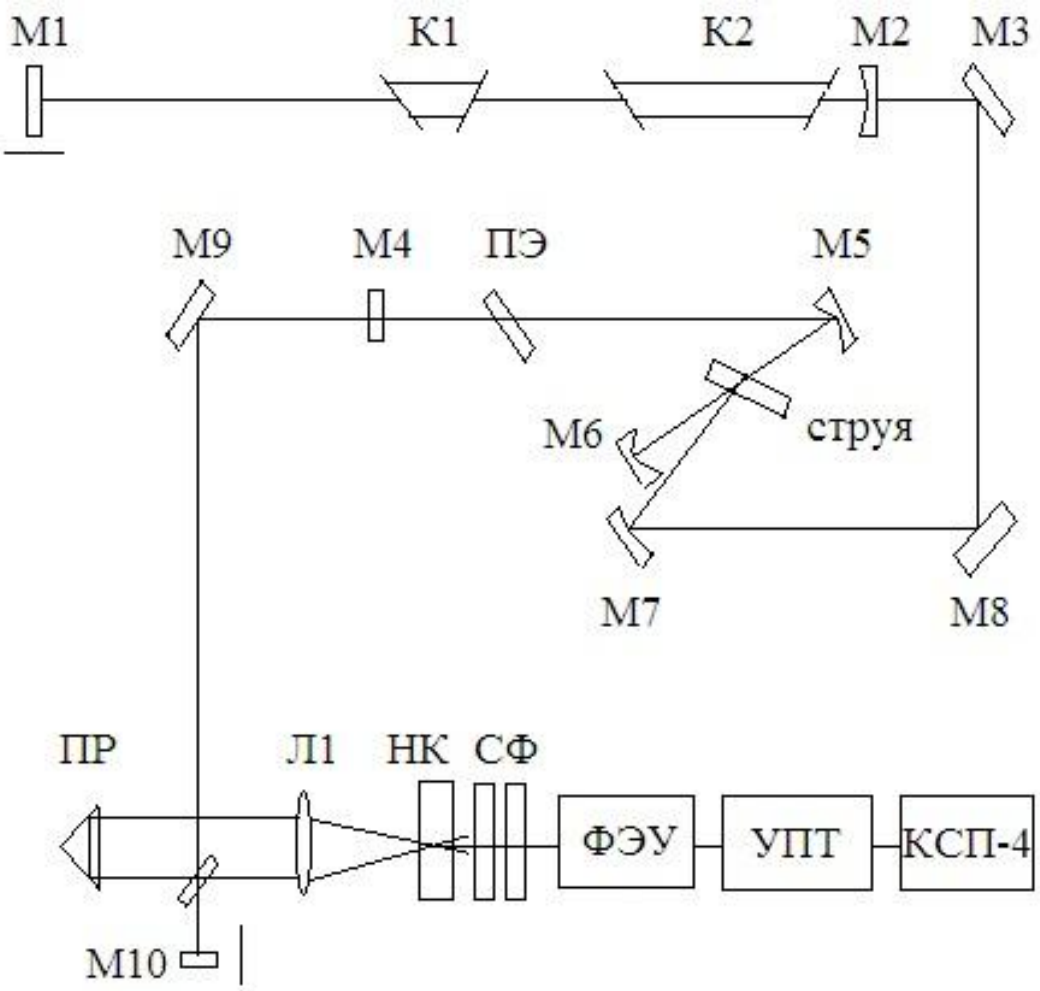


Рисунок 4.1 - Общая схема экспериментальной установки для исследования режимов синхронного возбуждения и комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G

На рисунке использованы следующие обозначения:

KI, К2 - газоразрядные элементы Ar^+ лазера,

M1 - плоское глухое зеркало резонатора Ar^+ лазера,

M2 - сферическое (R =4 м) зеркало резонатора лазера с коэффициентом отражения r =0,87,

M5, M6 - сферическое (R = 5 см) зеркало резонатора лазера на красителе,

M4 - плоское выходное зеркало резонатора лазера на красителе (r=0,95).

Полуширина измеряемых автокорреляционных функций через

определенные соотношения, зависящие от формы получаемых световых импульсов, определяют усредненные значения длительности генерируемых световых импульсов лазера на красителе [112]. Время усреднения определяется тем интервалом, в течение которого ведется запись автокорреляционной функции.

4.2 Применение критерия выбора насыщающегося поглотителя для комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G

В случае комбинированной синхронизации мод внутри резонатора лазера имеются усиливающая и поглощающая среды (двухкомпонентная среда). Распространение световых импульсов в таких системах приводит к сжатию длительности только в определенных случаях, когда нелинейность поглощающей среды проявляется раньше, чем нелинейность усиливающей среды [75,6] . Такое условие может реализоваться как за счет отличия в свойствах самих сред, так и свойств системы. В первом случае это реализуется, когда оптическое сечение поглощения поглотителя - $\sigma_п$ больше, чем сечение вынужденного перехода в усилителе - $\sigma_у$.

$$\frac{\sigma_п}{\sigma_у} > 1 \quad . \qquad (4.1)$$

Во втором случае, когда большая плотность излучения в поглотителе создается за счет геометрии резонатора, требуется, чтобы было

$$\frac{A_у}{A_п} > 1 \qquad (4.2)$$

как в случае Ar^+ лазера.

В принципе, выполнение (4.1) и (4.2) в конечном счете приводит к одному и тому же условию:

$$\frac{A_у}{A_п} * \frac{\sigma_п}{\sigma_у} > 1 \quad . \qquad (4.3)$$

Условие (4.3) является критерием сжатия длительности световых импульсов при распространении их в системе с нелинейным усилителем и поглотителем, когда происходит синхронное возбуждение лазера.

Исходя из условия эксперимента $\frac{A_у}{A_п} = 1$ и в соответствии с этим, для дополнительного сжатия длительности световых импульсов необходимо выполнение

$$S' = \frac{\sigma_п}{\sigma_у} > 1 \qquad (4.4)$$

При комбинированном методе синхронизации мод лазера на красителе Rh6G в качестве насыщающегося поглотителя используется краситель Малахитовый зеленый (М3). Малое время релаксации этого красителя $T_п$= 5÷8 пс [3] при максимальном значении перехода

$$\sigma_п = \frac{\hbar\omega}{2W_п T_п} = 2 * 10^{-16} \quad см^2$$

определяет большую величину его параметра насыщения: W_p = 1.5 мВт/см^2 . Поэтому его использование для пассивной синхронизации мод непрерывно действующих лазеров затруднительно [28]. Хотя малое время релаксации поглотителя устраняет возможность появления дополнительных световых импульсов - сателлитов и благоприятно сказывается на улучшении режима пассивной синхронизации мод. При комбинированном методе, когда плотности мощности порядка W_p достигаются в поглотителе благодаря синхронному возбуждению лазера на красителе, появляется реальная возможность использования насыщающихся поглотителей с малым временем релаксации и большим параметром насыщения.

Согласно (4.4) необходимо было определить значения $\sigma_п$ и $\sigma_у$. Краситель Rh6G широко используется в лазерной технике как активное вещество с большим квантовым выходом. Значения $\sigma_у$ для этого красителя хорошо известны и могут быть взяты из работы [113].

Измеряя оптическую плотность – D(λ) раствора красителя с помощью спектрофотометра - [306] можно было построить зависимость оптического сечения поглощения от длины волны по формуле [114]:

$$\sigma_п\ \lambda = \frac{D(\lambda)}{0.4343 * \frac{N_A}{10^3}\ c * l_п}, \qquad (4.5)$$

где N_A - число Авогадро, [c] - концентрация раствора поглотителя в единицах

моль/литр, $l_п$ - толщина поглотителя в см. Измеренная зависимость $\sigma_п$ для красителя Малахитового зеленого приведена на рисунке 4.2

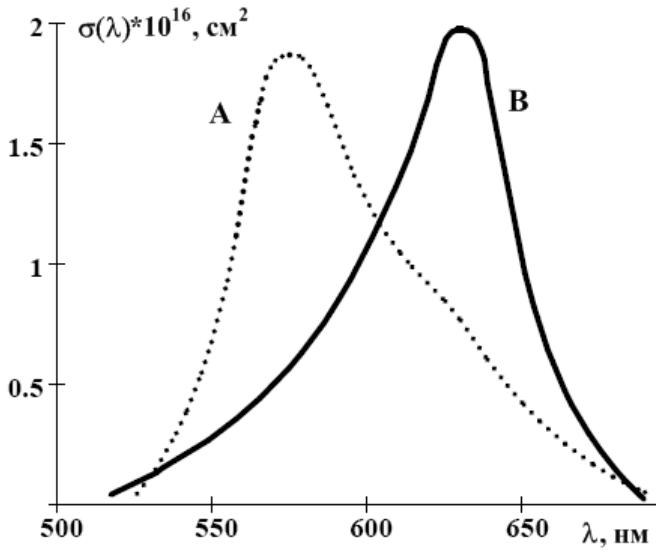


Рисунок 4.2 - Экспериментальная зависимость сечения поглощения - $\sigma_п$ красителя Малахитового зеленого - В и зависимость [113] сечения вынужденного излучения красителя Rh6G — А в этиленгликоле от длины волны, зависимость В измерена при концентрации красителя, равной 1.76×10^{-5} М

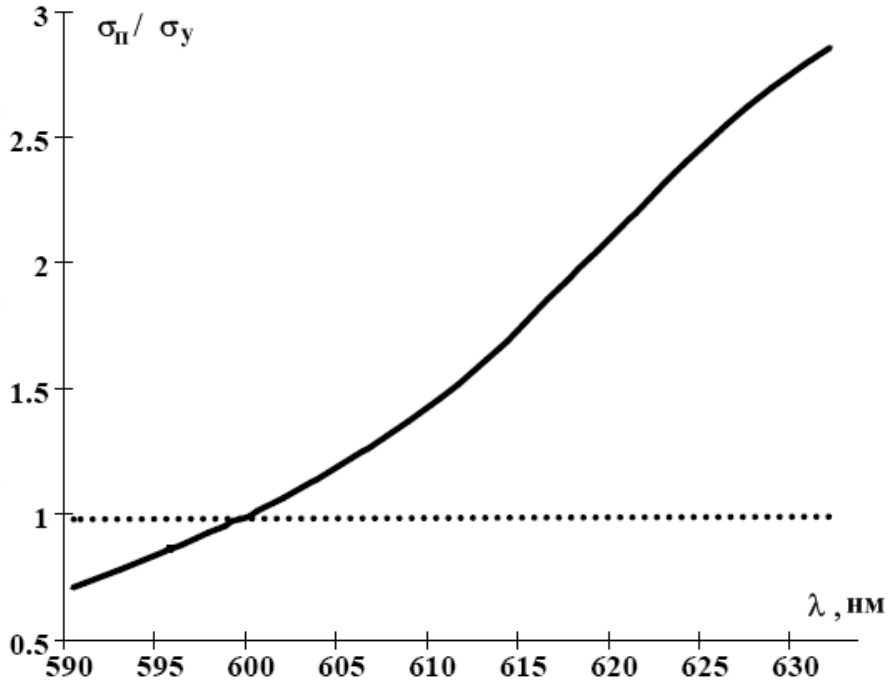


Рисунок 4 .3 - Зависимость параметра $S' = \frac{\sigma_п}{\sigma_у}$ для Малахитового зеленого ($\sigma_п$) и Rh6G ($\sigma_у$) от длины волны, построенная по данным рисунка 4.2

Здесь же приводится зависимость для красителя Rh6G , взятая из работы [113] . Зависимость $\sigma_п / \sigma_у$, построенная по результатам рисунка 4.2, приведена на рисунке 4.3.

Видно, что в соответствии с условием (4.4) эффективное влияние используемого поглотителя М3 возможно в области перестройки лазера на красителе Rh6G $\lambda > 600$ нм

4.3 Исследование влияние красителя Малахитового зеленого внутри резонатора лазера на красителе Rh6G с активной синхронизацией мод

Наиболее интересным является влияние нелинейного поглотителя на длительность генерируемых световых импульсов, как один из важных параметров излучения лазера в режиме синхронизации мод. В этом плане особенно полезным оказались измерения зависимости длительности световых импульсов от длины волны генерации лазера на красителе Rh6G, приведенные на рисунке 4.4.

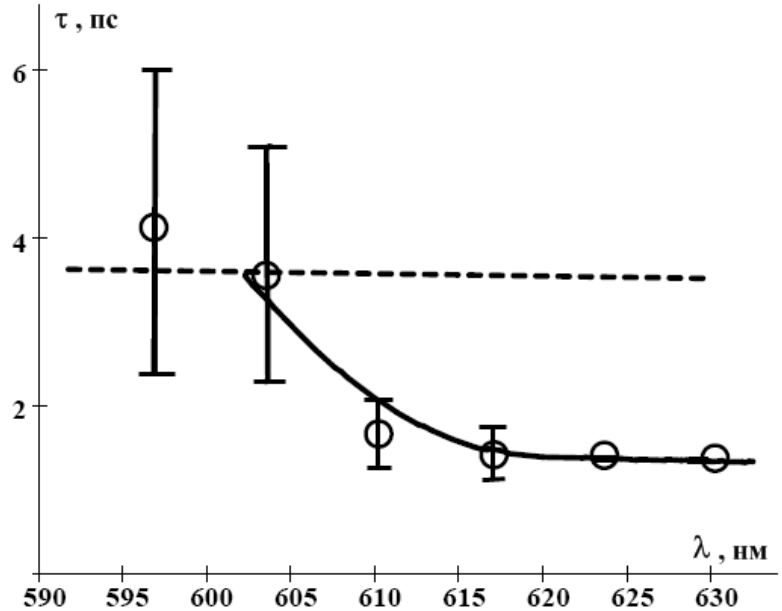


Рисунок 4 .4 - Экспериментальная зависимость полуширины автокорреляционных функций от длины волны генерации лазера на красителе Rh6G при комбинированной синхронизации мод с Малахитовым зеленым

Пунктирная линия характеризует полуширину автокорреляционной функции при чисто синхронном возбуждении Rh6G. Средняя мощность лазера $P_н$

= 300 мВт, T = 9 нс.

Сравнение результатов измерения полуширины автокорреляционных функций световых импульсов лазера на красителе в режиме комбинированной синхронизации мод (сплошная кривая на рисунке 4.4) и зависимости параметра $S' = \frac{\sigma_п}{\sigma_у}$, приведенные на рисунок 4.3, дали хорошее согласие с выводами относительно существования критерия выбора насыщающегося поглотителя - условие (4.4).

Как было отмечено, действие насыщающегося поглотителя часто проявляется в определенной области генерации лазера, который не ограничен полосой поглощения поглотителя. Например, в работе [115] эффективное действие поглотителя DODCI в лазере на красителе проявлялось в области длин волн от 575 до 615 нм. Авторы объясняли этот эффект как влияние фотоизомеризации красителя DODCI и смещения его спектра поглощения. Однако, измерения зависимостей, аналогичных рисункам 4.1 и 4.2 указывают на то, что область эффективного действия DODCI может определяться значением параметра $S' = \frac{\sigma_п}{\sigma_у}$, который имеет максимум в области длин волн 575÷615 нм.

Полученное экспериментальное подтверждение условия (4.4) позволяет существенно упростить выбор подходящего насыщающегося поглотителя по спектральным характеристикам.

Большое значение имеет концентрация используемого поглотителя, определяющая величину ненасыщенного поглощения K_0 . Увеличение концентрации поглотителя приводит к эффективному уменьшению длительности генерируемых световых импульсов только до определенных значений, что явно указывает на существование каких-то оптимальных его значений. При постоянной мощности лазера накачки большее по сравнению с предельной концентрацией поглотителя приводила лишь к уменьшению мощности генерации, не вызывая изменения длительности световых импульсов лазера на красителе Rh6G. Определенная таким образом концентрация поглотителя составила величину $c = 1.7 \times 10^{-5}$ М.

На рисунке 4.5 приводятся зависимости полуширины автокорреляционных функций - $\tau_{вг}$ (а и в) и мощности второй гармоники $P_{вг}$ для комбинированной - (в и с) и активной - (а) синхронизации мод от величины рассогласования длины резонатора $\Delta L = L_D - L_D^{opt}$. Условное значение ΔL = 0 в этих зависимостях соответствует достижению минимального значения $\tau_{вг}$.

В работе [13] теоретически удается определить истинное значение точки ΔL = 0 , которое соответствует точному согласованию периодов следования импульсов накачки и лазера на красителе. Это значение достигается в области расстроек, где, по-видимому, реализуется более благоприятное условие для увеличения крутизны переднего фронта формируемых световых импульсов при чисто синхронном возбуждении и сжатию их длительности. Однако, в эксперименте определить истинное значение ΔL = 0 в шкале ΔL невозможно и поэтому за основу берется достижение минимума, который легко обнаруживается при измерениях.

В соответствии с полученными результатами измерений, приведенных на рисунок 4.5, обнаруживаются следующие особенности режима комбинированной синхронизации мод по сравнению с чисто синхронным возбуждением лазера на красителе Rh6G:

1. Использование нелинейного поглотителя, для которого выполнено условие (1.4), приводит к сокращению длительности получаемых световых импульсов по сравнению с чисто синхронным возбуждением (рисунок 4.6а) до $\tau_л$ = 0.7±0.2 пс – рисунок 4.6(в) в предположении гауссовой формы импульсов.

2. Стабильность параметров излучения существенно улучшается, что проявляется в уменьшении доверительных интервалов на рисунок 4.5 и в улучшении формы автокорреляционной функции (рисунок 4.6в).

3. В отрицательной области расстроек (ΔL<0) добавление нелинейного поглотителя исключает возможность появления импульсов -сателлитов, как это имело место при чисто синхронном возбуждении.

Несмотря на слабую зависимость длительности импульсов в области,

меньше нуля (кривая (в) на рисунке 4.5) их амплитуды сильно уменьшаются с увеличением расстройки - кривая (с) на рисунке 4.5.

Вероятно, что существует взаимосвязь между повышением стабильности режима генерации лазера на красителе и появлением несимметричного вида зависимости $\tau_{вг}$ (рисунок 4.5 кривая (в)). В соответствии с зависимостями, приведенными на рисунке 4.5, всякая нестабильность в значении ΔL приводит к флуктуации длительности генерируемых световых импульсов. Поскольку при чисто синхронном возбуждении зависимость $\tau_{вг}$ от ΔL носит более резко выраженный экстремальный характер, то флуктуации ΔL сильнее сказываются на значение длительности генерируемых световых импульсов.

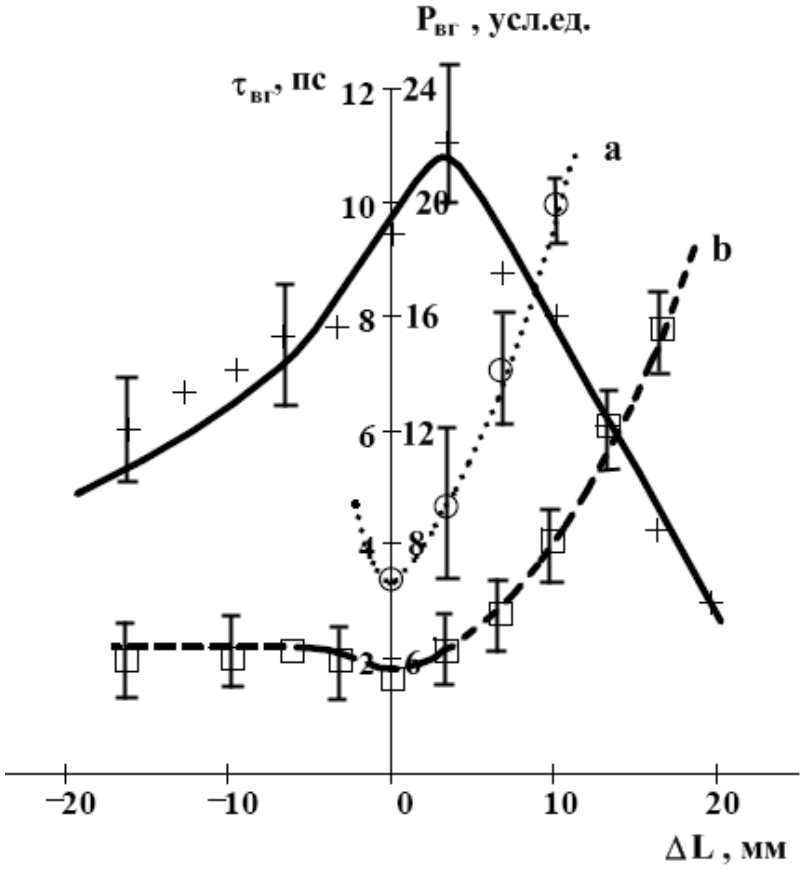


Рисунок 4.5- Зависимости полуширины автокорреляционных функций - $\tau_{вг}$ (а, в) и мощности второй гармоники - $P_{вг}$ - (с) от величины рассогласования резонаторов ΔL, кривые (в) и (с) относятся к комбинированной синхронизации мод, (а)- чисто синхронному возбуждению

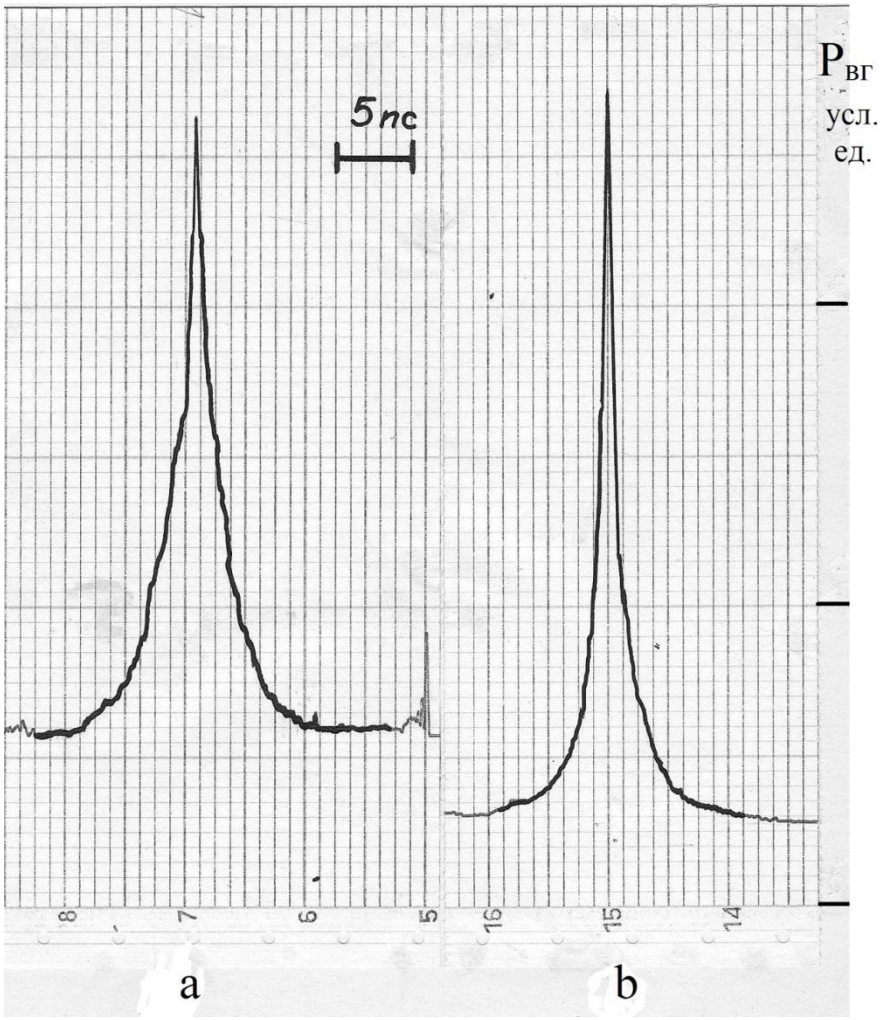


Рисунок 4.6- Типичный вид прописываемых автокорреляционных функций при чисто синхронном возбуждении Rh6G -(а) и при комбинированной синхронизации мод с добавкой Малахитового зеленого - (в), длина волны генерации Rh6G - $\lambda_г$ = 620 нм, концентрация поглотителя 1.7 x 10^{-5} М

Уменьшение крутизны зависимости $\tau_{вг}$ при комбинированной синхронизации мод (кривая (в) на рисунок 4.5) в области $\Delta L > 0$ и слабая зависимость в области $\Delta L < 0$) приводят к ослаблению влияния флуктуации ΔL на длительность световых импульсов.

В случае чисто синхронного возбуждения характерным является появление импульсов-сателлитов в области $\Delta L < 0$. Режим генерации лазера при этом становится крайне нестабильным.

Автокорреляционная функция в области $\Delta L < 0$ имеет вид, приведенный на рисунке 4.7. Наличие двух боковых максимумов означает появление во

временной структуре излучения лазера на красителе дополнительного импульса, импульса – сателлита.

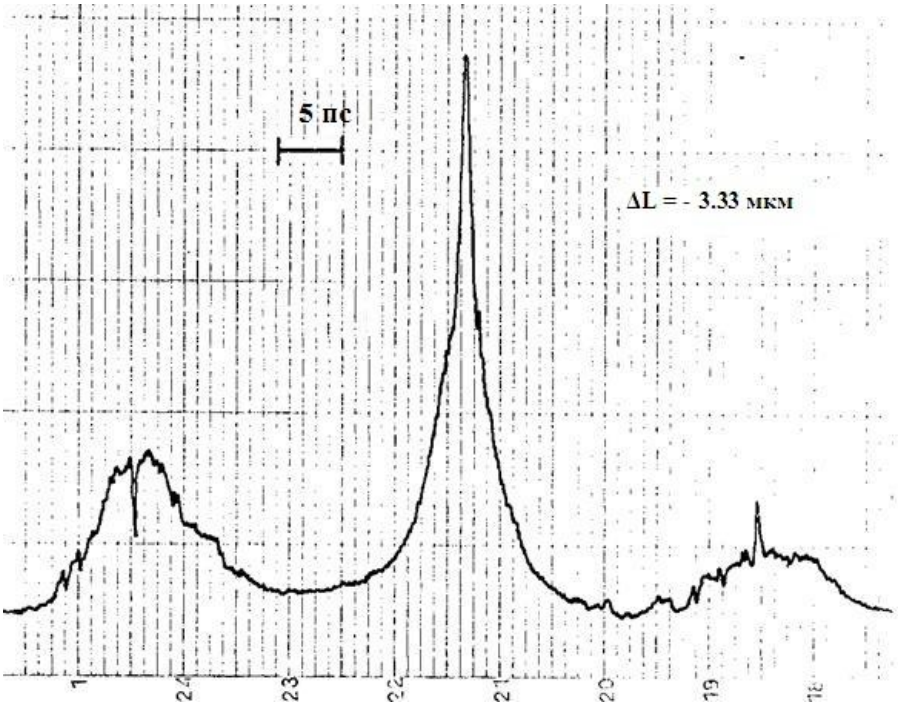


Рисунок 4 .7 - Автокорреляционная функция излучения лазера на красителе Rh6G в области отрицательных расстроек (см. рисунок 4.5) при чисто синхронном возбуждении Rh6G , $P_н$ = 300 мВт, $T_н$ = 9 нс, $\lambda_г$=620 нм, ΔL = - 3.33 мкм

Вид автокорреляционной функции не дает полной информации о временной структуре излучения и является усреднением в определенном интервале времени. Прямые наблюдения с помощью электронно-оптических камер сверхвысокого временного разрешения позволяют корректно определить временную структуру излучения в каждом конкретно выбранном условии генерации лазера [116].

Необходимо отметить, что полученное сжатие длительности световых импульсов в два раза является далеко не предельной возможностью метода комбинированной синхронизации мод. Малахитовый зеленый, который был использован в качестве насыщающегося поглотителя, не позволяет получить большие значения параметра S´. Оптическое сечение перехода для М3, приведенное на рисунке 4.2, сильно отличается от данных в [30]. Оказалось, что существует несколько разновидностей красителей М3 [117] . Результаты измерений (рисунок 4.2) хорошо согласуются с данными [117] только для одной

разновидности М3. Согласно [117] более подходящим для комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G является краситель "Кристаллический фиолетовый", имеющий максимум полосы поглощения вблизи максимума линии усиления Rh6G. Условие (4.4) хорошо выполняется также для красителей п-Метоксималахитовый зеленый (λ_{max} = 600 нм) и п-Метилмалахитовый зеленый (λ_{max} =611 нм).

Таким образом, условие (4.4) можно рассматривать как критерий выбора эффективного поглотителя по спектральным характеристикам для комбинированной синхронизации мод лазера на красителе.

Выбранный краситель Малахитовый зеленый приводит к повышению стабильности режима генерации лазера и укорочению длительности генерируемых световых импульсов в два раза в режиме комбинированной синхронизации мод. При комбинированной синхронизации мод возможность использования красителей с большим параметром насыщения значительно расширяет диапазон выбора насыщающегося поглотителя.

Однако экспериментальные результаты не дали ответ на такие важные вопросы как:

- Механизм дополнительного сжатия длительности световых импульсов за счет насыщающегося поглотителя.
- Причины появления несимметричного вида зависимости и исчезновения импульсов-сателлитов при комбинированной синхронизации мод.

Эти вопросы будут рассмотрены в следующих разделах путем численных расчетов.

4.4 Моделирование режима комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G

Теоретическому рассмотрению режима синхронного возбуждения лазера на красителе посвящены работы [13,301]. В этих работах использована многоуровневая модель для описания усиливающей среды, что близко к

реальному в случае лазеров на красителе [113]. Полученные результаты численных расчетов [13,301] хорошо согласуются с результатами эксперимента [103].

Теоретических работ по комбинированной синхронизации мод на сегодняшний день не существует. Однако, численный метод решения задач создает определенные удобства в подобных случаях.

В частности, режим комбинированной синхронизации мод можно рассматривать как систему с синхронным возбуждением [13,301] и учесть при этом существование насыщающегося поглотителя внутри резонатора. Процессы взаимодействия светового импульса с поглощающей средой описываются достаточно просто, что в счетной программе приводит к появлению дополнительного звена, которое учитывает это взаимодействие.

Структура счетной программы приводится на рисунке 4.8(в). Все процессы, происходящие в усиливающей среде и при учете наличия спектрального фильтра в резонаторе, в точности соответствуют описанной в [13,301]. Взаимодействие светового импульса лазера на красителе с поглощающей средой описывается на основе следующих уравнений,

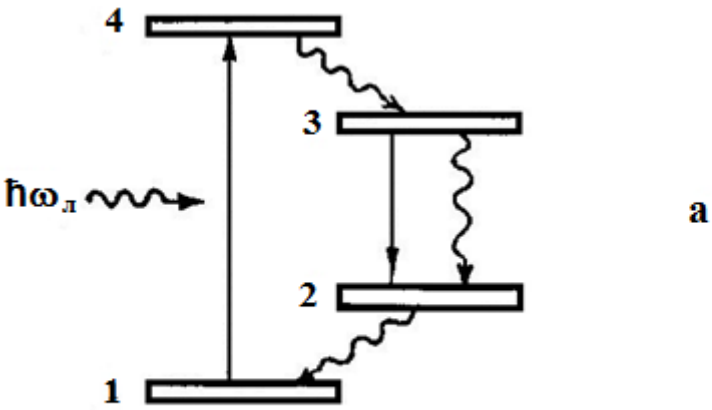
$$I_{л}\ z,t\ = I_{л}^{п}(0,t)e^{-K_0(N_1-N_4)} \quad , \qquad (4.6)$$

$$K_0\frac{\partial N_1}{\partial t} = K_0 A_{21}N_2 - \frac{I_{л}^{п}(0,t)(1-e^{-K_0\ N_1-N_4\ })}{K_0} \quad , \qquad (4.7)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} + A_{32}N_3 = A_{43}N_4 \quad , \qquad (4.8)$$

$$\frac{\partial N_4}{\partial t} + A_{43}N_4 = \frac{I_{л}(0*t)(1-e^{-K_0\ N_1-N_4\ })}{K_0} \qquad (4.9)$$

которые написаны для четырехуровневой модели поглощающей среды с резонансным поглощением на длине волны генерации, чему соответствует



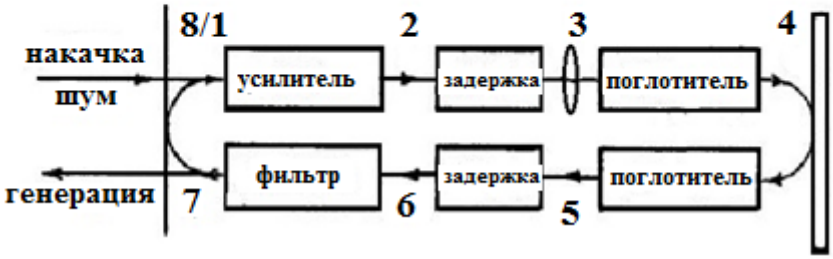


Рисунок 4 .8 - Схема энергетических уровней поглощающей среды - (а) и численного эксперимента – (в) исследования режима комбинированной синхронизации мод и синхронного возбуждения лазера на красителе с линейным резонатором

переход между уровнями 1 и 4 на рисунке 4.8(а). В уравнениях (4.6) - (4.9) индексом "п" обозначены величины, соответствующие поглотителю, для отличия от аналогичных величин усиливающей среды, $K_0 = k_0 l_п$ - величина ненасыщенного поглощения, $l_п$ - протяженность поглотителя, $t = \tau - z/c$ -текущее время, $A_{kl} = (T_{kl})^{-1}$ - вероятность перехода между уровнями k и l на рисунке 4.8 (а) (k, l = 1,2,3,4) , $N_k = \int_0^{l_п} \rho_{kk}\, z, \tau\, dz$ - суммарное значение населенности k – го уровня, $I_л^п\ 0, t\ = S * I_л(0, t)$- огибающая светового импульса лазера на красителе перед входом в поглощающую среду, $I_л(0, t)$ - огибающая светового импульса лазера после спектрального фильтра и до линзы, S - учитывает выполнение условий (4.1),(4.2) или (4.3).

В соответствии со схемой рисунка 4.8(в) процесс генерации лазера на красителе рассматривается следующим образом. Импульс лазера накачки $\hbar\omega_л$ создает инверсию населенности в усиливающей среде от первоначального шумового поля, вводимого одновременно с импульсом накачки, и происходит формирование импульса лазера на красителе. Далее рассматриваются изменение спектра светового импульса при прохождении через спектральный фильтр и процессы взаимодействия с поглощающей средой. Отразившись от зеркала с коэффициентом отражения 1, импульс вновь попадает в поглотитель, проходит через спектральный фильтр и попадает в генератор задержки. Линия задержки имитирует рассогласование длины резонатора лазера на красителе и накачки. После задержки часть энергии импульса выходит из резонатора в виде излучения, остальная часть возвращается в усиливающую среду, куда успевает поступить следующий импульс лазера накачки. Реально такая схема соответствует лазеру на красителе с линейным резонатором, внутри которого поочередно расположена усиливающая среда, спектральный фильтр и насыщающийся поглотитель, с той только разницей, что не учитывается второй проход импульса лазера на красителе через усилитель [302].

В принципе это не приводит к существенному изменению режима генерации лазера и поэтому в расчетах не учитывается [13,301].

Большую роль играют линза, расположенная между поглотителем и спектральным фильтром (рисунок 4.8(в)), которая позволяет увеличить плотность излучения в поглотителе по сравнению с усилителем.

При численных расчетах были использованы следующие значения параметров: амплитудный коэффициент отражения выходного зеркала лазера на красителе 0.70 при синхронном возбуждении и 0.92 для комбинированной синхронизации мод, пиковая плотность мощности лазера накачки, нормированная на параметр насыщения красителя (усилителя) - 9, ненасыщенное значение величины поглощения в усилителе на длине волны накачки - 12, полоса пропускания спектрального фильтра - 0.25 пс, время релаксации поляризации в усилителе – 10^{-13} с, время релаксации разности населенностей усилителя – 10^{-9} с,

длительность световых импульсов накачки - 100 пс, время релаксации между уровнями 2-1 и 4-3 в поглотителе – 10^{-12} с, время релаксации разности населенностей в поглотителе, взятое близким к $T_п$ для Малахитового зеленого - 3 х $I0^{-12}$ с.

Режим чисто синхронного возбуждения лазера на красителе соответствовал значениям величин K_0 =0 и S = 1 (см. формулу (4.6)).

Структура счетной программы позволяет рассчитывать через каждый полный обход резонатора лазера на красителе в точке 2 (схема (в) на рисунке 4.8) энергию светового импульса лазера на красителе, мощность второй гармоники, пиковую мощность и длительность световых импульсов. Для исследования динамики (кинетики) насыщения усиления и поглощения на каждом проходе (по выбору) можно получить информацию о текущем времени, формы светового импульса накачки, зависимости величин усиления и поглощения и формы импульса лазера на красителе в точках 2, 3 и 4.

4.5 Физические основы повышения стабильности режима генерации лазера на красителе при комбинированной синхронизации мод

Рассмотрим процесс формирования световых импульсов лазера на красителе при синхронном его возбуждении. Проведенные численные расчеты режима комбинированной синхронизации мод на базе теоретической модели [13] позволяют проследить динамику формирования коротких световых импульсов при заданном режиме работы лазера. На рисунке 4.9 (кривая а) приведена зависимость длительности импульсов лазера на красителе τ_p от числа проходов по резонатору – N (рисунок 4.8 (в)).

Двухступенчатый характер изменения τ_p соответствует существованию двух этапов сжатия длительности световых импульсов при синхронном возбуждении. Первый этап линейного сжатия является достаточно сильным и определяется неравномерностью усиления по профилю светового импульса, что приводит к сильному усилению его максимума и слабому усилению боковых крыльев. В результате происходит уменьшение длительности световых импульсов

еще до проявления нелинейности усиления.

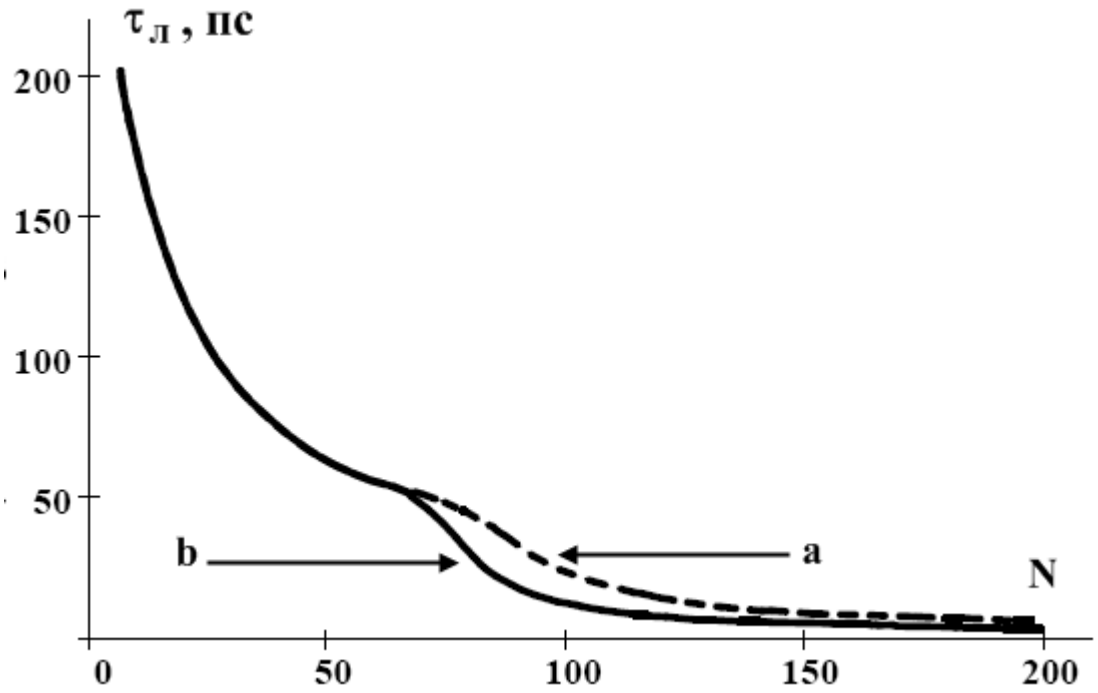


Рисунок 4 .9 - Расчетная зависимость длительности световых импульсов лазера на красителе от числа проходов внутри резонатора N, чисто синхронное возбуждение - **а** , комбинированная синхронизация мод - **в** , для комбинированной синхронизации мод χ = 5, K_0= 0.27, для чисто синхронного возбуждения χ = 1, K_0 =0.00

После достижения определенных амплитуд импульсов оказывается существенным процесс насыщения усиливающей среды. В результате появления дополнительного механизма сжатия длительности импульсов за счет подавления их заднего фронта ход зависимости τ_p меняется и наступает нелинейный этап сжатия импульсов. Процесс сжатия постепенно замедляется и длительность импульсов стремится к постоянному значению, что соответствует установлению стационарного режима генерации лазера на красителе.

Кривая (в) на рисунке 4.9 соответствует комбинированному режиму синхронизации мод. Видно, что с добавлением нелинейного поглотителя возникает условие для более сильного сжатия длительности световых импульсов по сравнению с чисто синхронным возбуждением. Однако такое условие реализуется не всегда, а только при выполнении неравенства (4.3), которое в

рассматриваемом случае достигается за счет разницы в плотности мощности излучения:

$$\chi \equiv \frac{A_{\text{у}}}{A_{\text{п}}} > 1 \quad . \qquad (4.10)$$

Естественно возникает вопрос о том, какую роль играет выполнение условия (4.10).

Удобно объяснить это на основе зависимостей, приведенных на рисунке 4.10. Рассмотрим процессы взаимодействия светового импульса лазера на красителе с усиливающей и поглощающей средой, в начальном участке проявления отличия зависимостей (а) и (в) рисунок 4.9. Световой импульс лазера на красителе, который формируется после N = 67 проходов, имеет форму, приведенную на рисунке 4.10(а). При взаимодействии этого импульса с усилителем и поглотителем величины усиления и поглощения меняются в соответствии с зависимостями, приведенными на рисунке 4.10 (в). Резкое возрастание усиления G(t) связано с действием импульса накачки, более медленный его спад - с затуханием разности населенности в усилителе и с характерным временем жизни верхнего уровня лазерного перехода. Насыщение усиления пока не существенно и это соответствует линейному этапу сжатия длительности световых импульсов лазера на красителе.

В связи с тем, что здесь рассматривается случай S > 1, насыщение поглощения K(t) уже наблюдается. Время релаксации поглотителя много меньше длительности светового импульса и поэтому насыщение поглощения определяется значением $I_{\text{л}}^{\text{п}}\ t$, что наблюдается как полное повторение огибающей $I_{\text{л}}^{\text{п}}$ в зависимости $K(t) + K_{\text{пот}}$, $K_{\text{пот}}$ - величина линейных потерь.

Суммарное усиление светового импульса при прохождении через усилитель и поглотитель определяется как

$$\Delta G(t) = G(t) - (K(t) + K_{\text{пот}}) \ . \qquad (4.11)$$

Зависимость величины $\Delta G(t)$ представлена на рисунке 4.10(с).

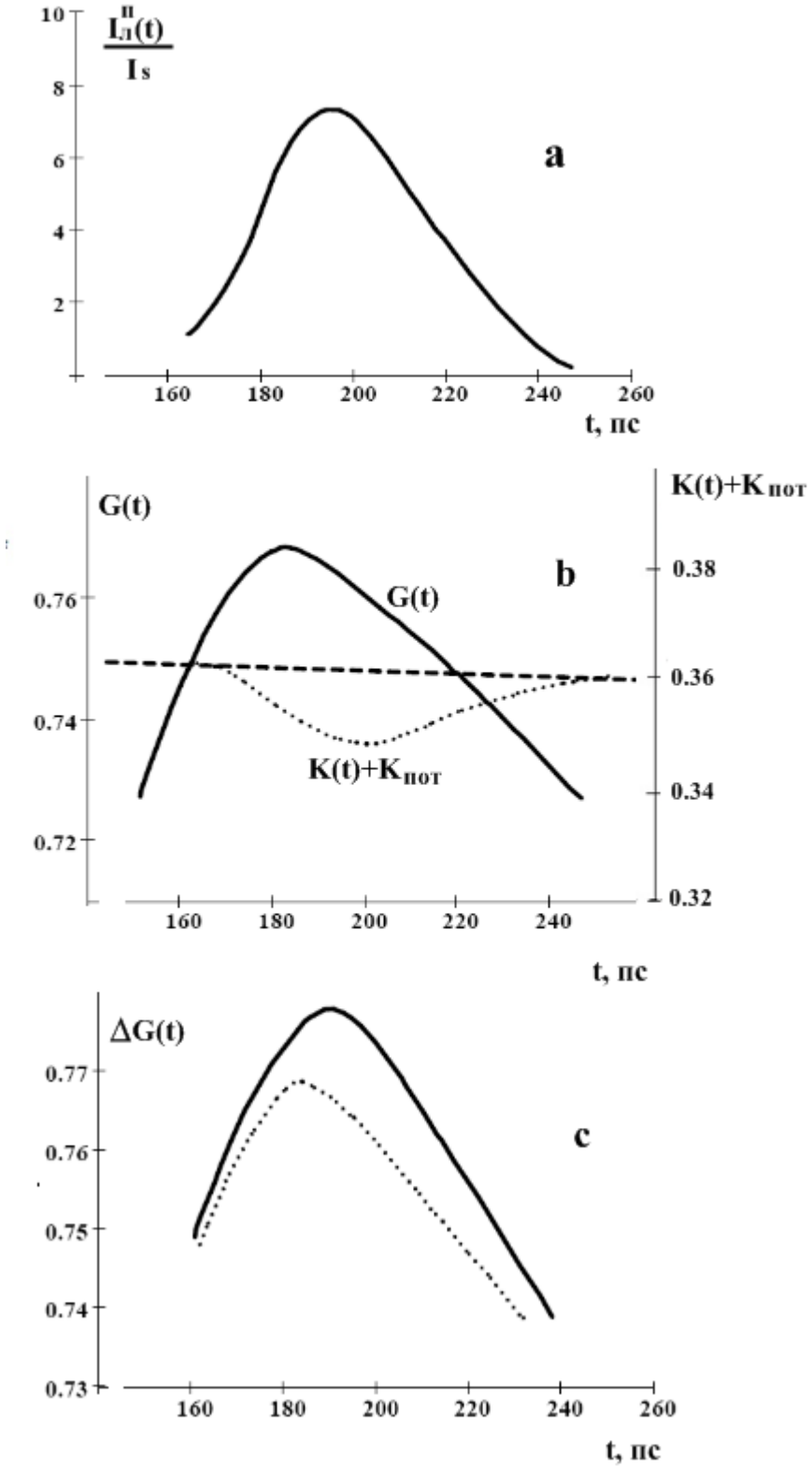


Рисунок 4.10 - Расчетные зависимости огибающей светового импульса лазера на красителе - **а**, величин усиления и поглощения - **в** и суммарного усиления системы от времени для комбинированной синхронизации мод (сплошные линии) и синхронного возбуждения (пунктирные линии) , N =67, S=10, K_0= 0.27, Δ L = 0

В отличие от чисто синхронного возбуждения (пунктирная линия на

рисунке 4.10 (с)) наличие нелинейного поглотителя, для которого справедливо (4.10), приводит к появлению некоторой надбавки к суммарному усилению ΔG (сплошная кривая на рисунке 4.10(с)). Необходимо отметить неодинаковую по абсолютному значению величину дополнительного усиления, которое возникает благодаря отсутствию насыщения усиливающей среды. Различие величины суммарного усиления по всей огибающей светового импульса приводит к преимущественному усилению его в области максимума. Подобный характер усиления световых импульсов лазера на красителе приводит к увеличению крутизны передних фронтов и таким образом к более благоприятным условиям сжатия их длительности в нелинейном усилителе [75,6].

Для внесения еще большей ясности в действие условия (4.10) рассмотрим к чему приводит его невыполнение - в частности, когда S=1. Это означает, что насыщение усиливающей и поглощающей сред наступает одновременно. В рассматриваемом случае, приведенном на рисунке 4.10(в), когда насыщение усиления еще не наступило, должно отсутствовать и насыщение поглощения (прямая пунктирная линия в зависимости $K(t) + K_{пот}$). Суммарному усилению в этом случае будет соответствовать пунктирная зависимость на рисунке 4.10 (с). Отсутствие дополнительной надбавки к $\Delta G(t)$ не приводит к появлению дополнительного механизма сжатия длительности световых импульсов лазера на красителе. Однако, при определенных значениях амплитуды импульсов наступает этап насыщения поглощения, но в связи с тем, что $\chi = 1$ одновременно наступает и насыщение усиления и, в чем нетрудно убедиться, в зависимости (рисунок 4.10(в)) не появляется дополнительной неоднородности, приводящей к увеличению крутизны переднего фронта световых импульсов.

Еще более неблагоприятное условие реализуется , когда параметр $S < 1$. При этом насыщение усилителя наступает раньше, чем насыщение поглотителя, что приводит к уменьшению крутизны переднего фронта.

Резюмируя можно сказать, что роль используемого насыщающегося поглотителя заключается в увеличении крутизны переднего фронта световых импульсов, что благоприятно влияет на процесс сжатия их длительности за счет

нелинейности усиливающей среды [75,6]. Самая большая эффективность увеличения крутизны переднего фронта световых импульсов достигается только в том случае, когда нелинейность поглотителя проявляется раньше, чем нелинейность усилителя (выполнение условия (4.10)).

Расчетная зависимость формы световых импульсов лазера на красителе после определенного числа проходов для разных режимов генерации лазера приводится на рисунке 4.11. Световой импульс с формой (а) образуется при чисто синхронном возбуждении,(в) и (с) - когда имеет место режим комбинированной синхронизации мод. Световой импульс формы (с) формируется, если $\chi = 5$ (условие (4.10) выполнено), а (в), когда $\chi=1$ (условие (4.10) не выполнено). Видно, что сжатие длительности световых импульсов с одновременным увеличением их энергии и амплитуды достигается только в случае выполнения условия (4.10).

При синхронном возбуждении лазеров на красителе особое внимание всегда уделяется зависимости длительности получаемых световых импульсов от степени рассогласования длин резонаторов лазера накачки и самого лазера на красителе, которая является своего рода статической характеристикой стабильности режима синхронизации мод. Подобные зависимости рассматриваются на рисунке 4.12, где (а) - зависимость длительности световых импульсов при чисто синхронном возбуждении, (в)- аналогичная зависимость для комбинированной синхронизации мод, (с) - зависимость мощности второй гармоники для случая комбинированной синхронизации мод.

Уширение световых импульсов в области $\Delta L < 0$ после достижения минимального значения $\tau_л$ при чисто синхронном возбуждении обусловлено ухудшением условия насыщения усиливающей среды. Связано это прежде всего со слабой амплитудой нормируемых световых импульсов, которые насыщают усиление незначительно и после их прохождения через усилитель в системе усиления все еще превалирует величина потерь (участок II на рисунке 4.13(в)).

Расчеты показывают, что добавление нелинейного поглотителя приводит не только к уменьшению длительности получаемых световых импульсов, но и существенно увеличивает их энергию и амплитуду.

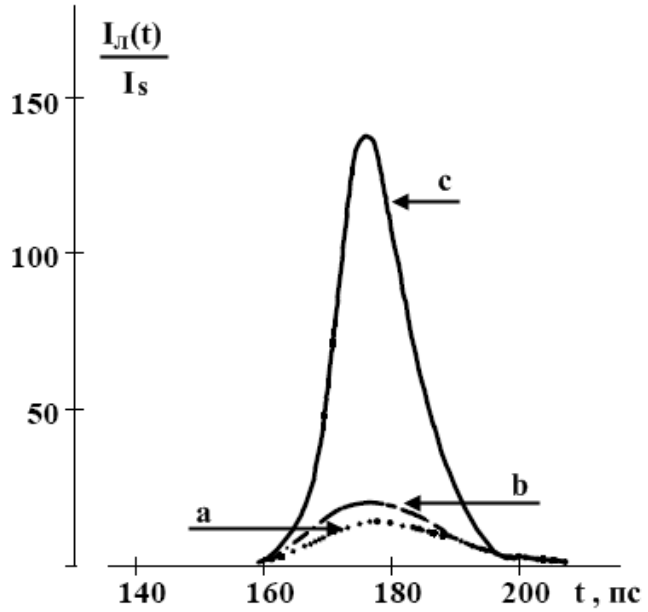


Рисунок 4.11 - Расчетные формы световых импульсов в режиме комбинированной синхронизации мод- в, с и чисто синхронного возбуждения - а, разница между случаями (в) и (с) заключается в невыполнении условия (4.10) для (в). N =90, K_0= 0.27, χ = 1 -(в) и 5 - (с)

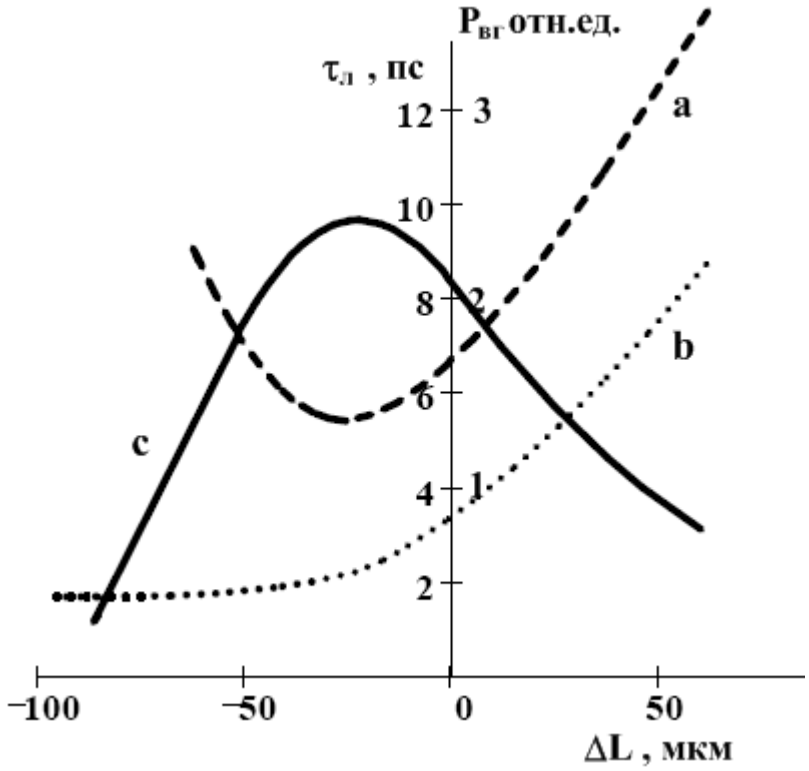


Рисунок 4.12 - Расчетные зависимости длительности световых импульсов -(а),(в) и мощности второй гармоники - (с) лазера на красителе для комбинированной синхронизации мод - (в), (с) и чисто синхронного возбуждения - (а), K_0 = 0.27, χ = 5

Для величины расстройки ΔL, аналогичной случаю рисунка 4.13, форма светового импульса в зависимости величины усиления от времени приведена на рисунке 4.14.

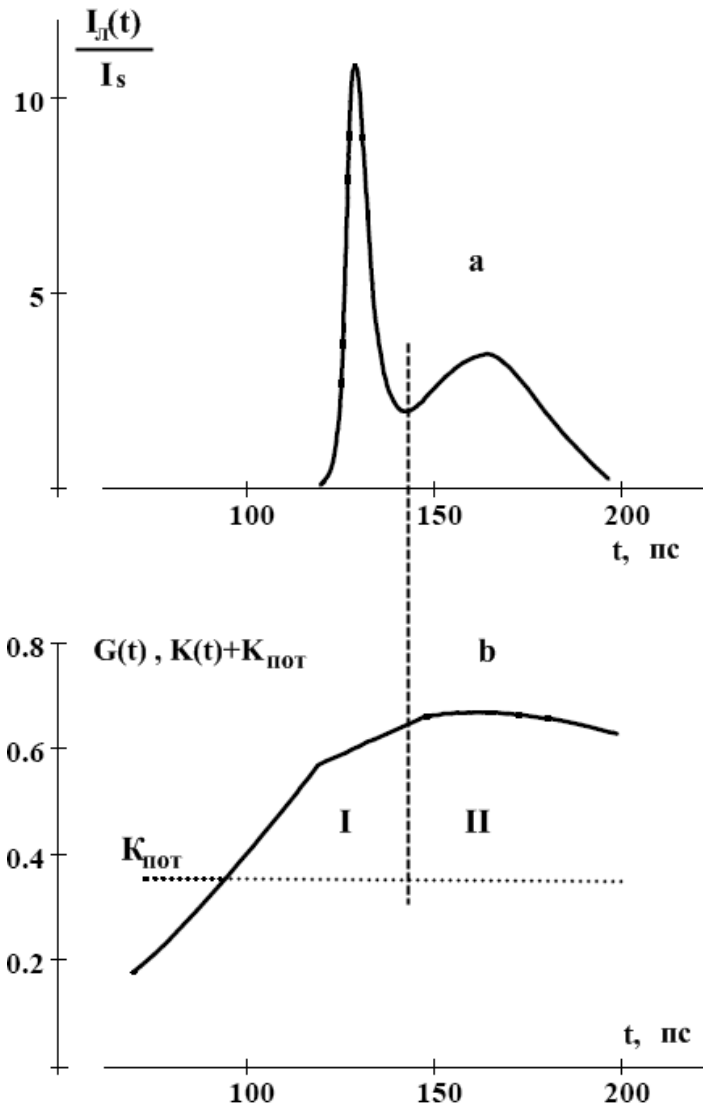


Рисунок 4.13 - Расчетная форма светового импульса - (а) и зависимость величины усиления - (в) во времени для чисто синхронного возбуждения лазера на красителе, ΔL = -60 мкм, χ =1, K_0=0.00, N = 200

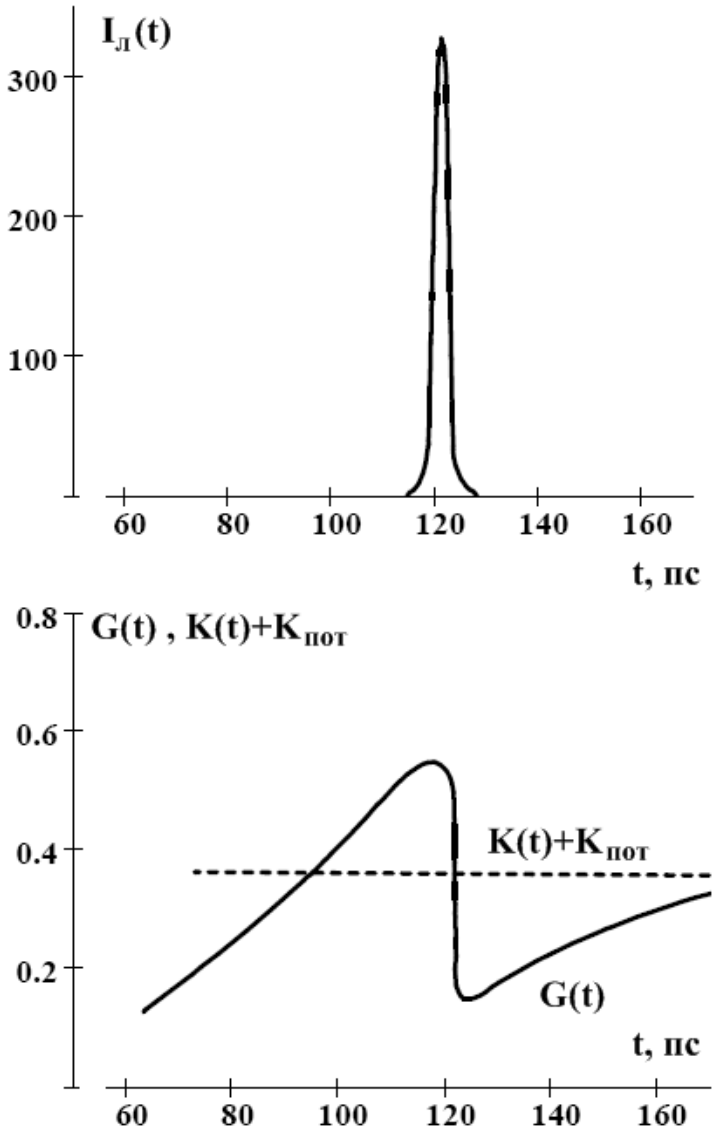


Рисунок 4.14 - Расчетная форма светового импульса - (а) и зависимость величины усиления - (в) во времени при комбинированной синхронизации мод лазера на красителе, ΔL =-60 мкм, N = 200, K_0=0,27, χ = 5

Подобный характер зависимости усиления при больших отрицательных значениях экспериментально наблюдался в работе [302]. Небольшие расстройки длины резонатора в области $\Delta L < 0$ приводит к уширению длительности световых импульсов, а большие - к возможности появления дополнительных световых импульсов-сателлитов (рисунок 4.13(а)). Экспериментально подобный характер изменения временной структуры излучения наблюдался на автокорреляционной функции, как это показано на рисунке 4.7.

При тех же расстройках для комбинированной синхронизации мод не

наблюдается появление импульсов-сателлитов. Энергия формируемых световых импульсов оказывается достаточной для сильного насыщения усиления, что исключает возможность появления дополнительных световых импульсов.

Выход на горизонтальный участок зависимости $\tau_л$ в области $\Delta L < 0$ (рисунок 4.12 (а)) означает ослабление механизма сжатия длительности световых импульсов, что связано с уменьшением их амплитуды (зависимость (с) на рисунке 4.12) в результате более раннего прихода в усилитель.

Ослабление процесса сжатия длительности световых импульсов обусловлено также возрастанием усиления за счет неистощенного импульса накачки. Хотя рост усиления и не приводят к появлению импульсов-сателлитов, однако, может сказываться на процессе сжатия длительности световых импульсов.

Сравнивая результаты теории с экспериментом, необходимо отметить, что программа численного расчета была, не полностью адекватна условиям эксперимента и поэтому результаты можно, сопоставить лишь качественно.

Примером хорошего согласия может служить сравнение зависимостей, приведенных на рисунках 4.5 и 4.12.

Эффективное действие насыщающегося поглотителя при комбинированной синхронизации мод и его соответствие результатам экспериментальных исследований проявлялось только в случае реализации условия (4.4).

Результаты численных расчетов показывают, что усиление в динамическом режиме как бы возрастает на величину, равную глубине просветления поглотителя и это обстоятельство позволяет получить стационарную генерацию коротких импульсов в области $\Delta L < 0$ (см. рисунок 4.12).

Глава 5. Корреляция временных и спектральных характеристик излучения лазеров с синхронизацией мод

5.1 Критерии когерентной синхронизации мод непрерывных лазеров

Кроме синхронизации мод за счет эффекта насыщения усиливающей и поглощающей сред возможна также синхронизация за счет когерентного взаимодействия излучения [118] когда длительность импульсов становится меньше чем время релаксации не только инверсии населенности но и времени релаксации поляризации. Соотношение времен релаксации инверсии населенности - T1 и поляризации - T2 для конденсированных сред составляет $T2/T1 = 10^{-9} - 10^{-5}$. Объясняется это тем, что энергия, затрачиваемая для изменения фазы волновой функции частиц (атомов, ионов, молекул и т. д.) на много меньше, чем энергии затрачиваемой для релаксации инверсии населенности активных сред лазерных источников. Такое взаимодействие имеет место в случае, когда длительность импульса меньше времени жизни поляризации (времени фазовой памяти) уровней лазерных переходов как поглощающей, так и усиливающей сред. В этом случае процесс взаимодействия света со средой имеет когерентный характер, и значение наводимой поляризации зависит от поля, в том числе за предшествующие моменты времени. В качестве примера проявления фазовой памяти можно привести явление само индуцированной прозрачности, заключающийся в распространении светового импульса в среде без потерь - 2π импульс

Для случая сильного поля - $\mu*E/\hbar \geq 1/\tau_{имп}$, которое соответствует лазерным системам, при $\tau_{имп} << T_2$ решение материальных уравнений инверсии населенности и поляризации имеют следующий вид:

$N = N_0 \cos(\Phi)$ и $P = \mu*N_0 \sin(\Phi)$, где

$\Phi = \frac{\mu}{\hbar} * \int_{-\infty}^{+\infty} E\ x,t\ dt$ - площадь импульса полностью определяющий состояние двухуровневой системы по окончании когерентного взаимодействия. В

частности при $\Phi=\pi$ квантовая система полностью инвертируется и «активная» среда становится «пассивной» т.е. поглощающей средой и наоборот если она была «пассивной» то становится «активной» т. е. усиливающей. В этом плане если площадь импульса $\Phi = 2\pi$ (или вообще $\Phi = n*2\pi$ где - целое число) то любая квантовая система («активная» или «пассивная») после полного взаимодействия полностью возвращается в исходное состояние. Например, когда поглощающая среда - «пассивная», в процессе взаимодействия импульса площадью $\Phi = 2\pi$, проходит две фазы с начало поглощает энергию, а затем полностью отдает поглощенную энергию обратно. Импульс, имеющий такую площадь, проходит через поглотитель без потерь - индуцированная прозрачность [75].

Световой импульс успевает получить обратно энергию поглощенную средой распространения. Поскольку такой характер взаимодействия светового импульса со средой протекает в условиях сохранения фазовой памяти средой то получило название когерентного взаимодействия. Когерентное взаимодействие устраняет многие другие направления передачи поглощенной энергии в среде распространения приводящие нежелательным результатам к примеру тепловому нагреву ограничивающим возможности режима генерации лазеров. С точки зрения поднятия эффективности генерации сверхкоротких световых импульсов явление само индуцированной прозрачности имел огромное значение и стал предметом исследований многих авторов [118]. Следует отметить, что когерентная синхронизация мод раздвигает общепринятое правило ограниченности минимальной длительности световых импульсов в лазерах с синхронизацией мод шириной полосы генерации $\tau_{мин}\sim 1/\Delta\nu$. Становится возможным генерация световых импульсов длительность которых меньше значения обратной ширины полосы лазерного перехода $\tau_{мин} < 1/\Delta\nu$.

Динамика процесса когерентного взаимодействия показывает, что импульс в усиливающей среде, при отсутствии линейных потерь, стремится к форме из «2π» импульсов, а в случае наличия линейных потерь к «π» импульсам.

Исследования когерентного взаимодействия для двухкомпонентной среды является сложной задачей и связаны с решением системы многих

дифференциальных уравнений [75]. Однако численными расчетами была показана, что необходимо обеспечить существования разницы сечений переходов поглощающей и усиливающей сред - $\sigma_b >> \sigma_a$. Было отмечено, что наиболее благоприятным условием формирования световых импульсов является случай когда площадь импульса для усилителя равняется «π», а для поглотителя - «2π». Это соответствует тому, усаливающая среда полностью отдает свою энергию для усиления импульса, а поглощающая среда за время взаимодействия со световым импульсом, в сумме, не изменить его энергию. Такая возможность оперативного изменения площади импульса возможна как за счет изменения его длительности - в продольном направлении, так и изменением площади импульса в поперечном направлении за счет геометрии резонатора [87]. Авторами данной работы использован телескоп сжимающий в два раза световое излучение в поперечном направлении обеспечивающий π импульс [119] в отдельном усиливающем кристалле рубина длинной 11 см. При одинаковой затрате энергии накачки как в кристалле лазера так и отдельного кристалла усилителя достигалось 30 кратное усиление за один проход усилителя.

На основе анализа полученных результатов можно утверждать, что для процесса формирования сверхкоротких световых импульсов, в двухкомпонентной среде, важную роль играет разница площади импульса при распространении через усиливающую и поглощающую среду. Согласно формуле $\Phi = \frac{\mu}{\hbar} * \int_{-\infty}^{+\infty} E\ x,t\ dt$, в процессе работы лазера для распространяющегося светового импульса разную площадь в усилителе и поглотителе можно создать, прежде всего, за счет μ, x и t. Двухкратное изменение площади импульса, занимаемой в усиливающей и поглощающей средах только за счет параметра t, представляется невозможным. Потому, что сжимать или растянуть импульс во времени по ходу его распространения невозможно. Однако за счет выбора значения μ в усиливающей и поглощающей средах это возможно и это в основном и привлекает внимание исследователей. Совершенно уникальным является обеспечение условия встречи двух импульсов распространяющихся навстречу

друг другу в кольцевом резонаторе, который автоматически увеличивает в два раза разницу площади импульса встречающихся импульсов в поглотителе и по отдельности проходящих усиливающую среду. Это способ изменения площади импульса в формуле не учитывается. Для этого в модели численных расчетов вводится дополнительный параметр.

Записанная форма величины электрического поля импульса указывает на то, что имеется возможность изменения площади светового импульса взаимодействующего со средой в поперечном направлении - это направление x соответствующий поперечному сечению светового излучения определяющим геометрией резонатора лазера.

Численные расчеты для случая когерентности взаимодействия с обеими компонентами двухкомпонентной среды также подтверждают формирование стационарных импульсов имеющих симметричную относительно максимума [107]. Однако условием достижения наиболее короткой длительности импульсов, по мимо требований к временным характеристикам $T_2^a = T_2^b >> t_и$, являются еще и определенное соотношение между оптическими сечениями поглощающей и усиливающей компонент ($\sigma_b >> \sigma_a$). В случае разделения компонент на отдельные части появляется новые возможности обеспечения этого важного условия, за счет разного значения геометрического сечения пучков в каждой компоненте, и «встречей» импульсов внутри поглотителя и раздельному прохождению их через усиливающую компоненту. В зависимости от типа используемых компонент могут быть использованы и другие способы обеспечения разницы в условиях взаимодействия импульса в усиливающей и поглощающей компонентах. Дополнительные возможности позволяют дальнейшему сокращению длительности получаемых импульсов и повышению стабильности режима синхронизации мод. Совершенно уникальным становится режим формирования импульсов отличающийся сохранением формы импульсов в процессе сжатия. По сравнению с другими режимами формирования световых импульсов режим когерентного взаимодействия, одновременно в отдельно расположенных усиливающей и поглощающей среды является самой

оптимальной конфигурацией лазера с пассивной синхронизации мод рекомендуемой для применения в других типах лазеров ставящих цель получения наилучших временных характеристик импульсов.

Известно, что режим пассивной синхронизации мод имеет область существования в поле изменения коэффициентов ненасыщенного усиления и поглощения. При выходе из этой области временная структура излучения лазера с пассивной синхронизацией мод состоит из повторяющихся через определенный интервал времени импульсов «сателлит» [21]. Природа такого развития временной структуры может быть связано с присутствием эффекта когерентного взаимодействия света в усиливающей среде, приводящим к разбиению светового импульса на множество «2π импульсов», подробно изученной в работе [75]. Для светового излучения внутри резонатора лазера при значительном превышении усиления над порогом генерации лазера и формирования коротких импульсов пиковой мощности на несколько порядков превосходящих среднюю мощность как раз соответствует случаю взаимодействия сильного поля ($\mu*E/\hbar \geq 1/\tau_{имп}$) и отсутствию линейных потерь ($\gamma=0$) [75].

Следует заметить, что приведенные примеры являются подобием π и 2π импульсов, однако световые импульсы с реальной нулевой площадью, получаются при сокращении их длительности до размера одного периода колебания световой волны. Такие импульсы обладают уникальными свойствами, а именно высочайшими пиковыми и одновременно умеренными средними мощностями в предельно короткий интервал времени, позволяющие исследование нелинейных эффектов высокого порядка с минимальными побочными результатами воздействия. Предельно короткие импульсы уникальны для быстрой передачи информации по оптическим каналам связи, что является актуальной в условиях сверхвысоких объемах обрабатываемой информации при высоких требованиях на их качества. Достигнутые предельные технические характеристики другими источниками света на несколько порядков улучшаются применением сверхкоротких импульсов от лазерных источников с синхронизацией мод.

5.2 К волновой теории пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров

Синхронизация мод непрерывных лазеров является методом получения предельно коротких импульсов достигающих одного периода колебания светового излучения, которое было целью многих исследований в течении нескольких десятков лет. При этом совершенствовались как сами источники таких импульсов, так и методы их регистрации, что позволяло широкому их применению в смежных областях науки, техники и технологии. Эти применения, в свою очередь ставят все новые требования как качеству источников предельно коротких световых импульсов, так и созданию новых источников. В связи с этим исследования режима пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров, как способ получения предельно коротких световых импульсов, ставят новые проблемы выбора соответствующих друг другу усиливающих и поглощающих сред. Поэтому правильное использование физических параметров достижения наилучшего режима пассивной синхронизации, является актуальной задачей, при создании каждого нового источника излучения предельно коротких световых импульсов.

Режим синхронизации мод, с волновой точки зрения, представляет собой генерацию лазера на строго определенных частотах в пределах спектральной частоты активной среды.

Для таких колебаний действует закон интерференции, обеспечивающий формирование суммарного электрического поля которую в фиксированной точке внутри резонатора лазера можно записать в виде

$$E\ t\ =\ \ {}_{l=-N}^{N} E_0 * \exp\{i\ \ \omega_0 + l * \Delta\omega\ \ t + l * \alpha\ \} \qquad , \qquad (5.1)$$

где ω_0 - циклическая частота центральной моды, $\Delta\omega$ - расстояние между циклическими частотами соседних мод. В предположении, что начальные фазы мод равно нулю (α=0) и постоянного значения интервала частот, между модами определяемого $\Delta\omega=\pi*c/d$, где d - длина резонатора лазера интегрирование

формулы (5.1) дает следующее выражение

$$E\ t\ = A\ t\ * \exp(i * \omega_0 * t)\ \ , \qquad (5.2)$$

где

$$A\ t\ = E_0 * \frac{\sin[\ 2N+1\ * \frac{(\Delta\omega * t+\alpha)}{2}]}{\sin[\frac{\Delta\omega * t+\alpha}{2}]} \qquad - \qquad (5.3)$$

амплитуда несущей синусоидальной волны E(t) с центральной частотой ω_0. Расчет квадрата амплитуды поля от времени выражает интенсивность излучения в формированном световом импульсе:

$$I\ t\ = A(t)^2 \quad .$$

Зависимость интенсивности поля от времени для разных количеств синхронизованных мод приведены на рисунке 5.1.

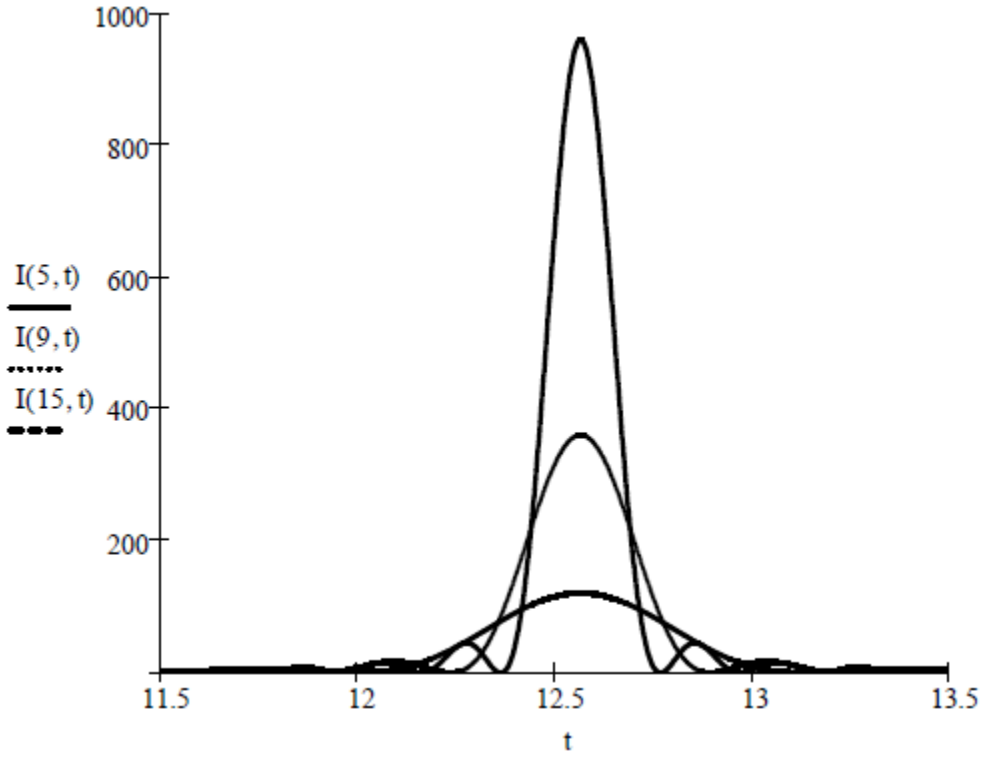


Рисунок 5.1 - Расчетные данные интенсивности поля от времени для количества продольных мод N = 5,9 и 15

Результаты показывают сильную зависимость максимальной интенсивности (пиковой мощности импульса) и длительности от количества синхронизованных мод лазера. Для примера рассчитаем данные по предполагаемой количестве

продольных мод Ar++ лазера.

С учетом данных по аргоновому лазеру d=2м, общая ширина полосы генерации $\Delta\nu=4*10^9$ Гц предполагаемое количество продольных мод будет равно

$$N = \frac{\Delta\nu}{c/2d} = \frac{4*10^9}{(3*10^8)/(2*2)} \approx 53.$$

На самом деле это количество может быть еще больше и это указывает на возможность получении достаточно коротких световых импульсов с большими значениями пиковой мощности. Однако создание условия фазовой синхронизации и равных значений интервала частоты между всеми соседними модами является достаточно сложной задачей, которые решаются при синхронизации мод лазеров. Прежде всего, это создание условия равных значений интервала между частотами всех соседних мод. Дело в том, что это условие, реализуемое для пустого резонатора нарушается из за существования зависимости показателя преломления активной среды лазера от частоты. В результате происходит «затягивание» мод, в пределах его полосы, к центральной частоте генерации лазера [120].

Сдвиг фазы электромагнитной волны проходящего через среду протяженности b с показателем преломления n со скоростью c/n определяется формулой

$$\varphi = \frac{2\pi n\nu b}{c} = m\pi\ ,\ \text{где } m = 1,2,\ldots,10^6,\ldots$$

Поэтому частота моды при наличии усиливающей среды внутри резонатора определяется формулой

$$\nu = m * \frac{c}{2nb}\ .$$

Следовательно, для вакуума n=1 частота волны не меняется, и все моды будут расположены через равные интервалы c/2b. При наличии усиливающей среды показатель преломления в пределах полосы усиления меняется в соответствии с (1.1).

Результаты, приведенные на рисунке 1.1(а) указывают, что все частоты справа от центральной частоты, за счет воздействия усиливающей среды будут смещены влево а все частоты находящиеся слева от центра будут смещены вправо. В конечном итоге все частоты будут «затянуты» в сторону центральной

частоты ν_0. Первой задачей является обеспечение условия обратного «отталкивания» частот от центральной. Для этого нужно установить внутри резонатора среду которая обеспечить обратное воздействие на электромагнитные поля, а именно его поглощение.

Следует отметить, что при достаточно сильных значений пиковой мощности световых импульсов значимыми становятся нелинейный составляющий показателя преломления среды определяющийся нелинейной восприимчивостью третьего порядка и интенсивностью светового излучения. Это позволяет созданию искусственного насыщающегося поглотителя внутри кристалла сапфира за счет эффекта самофокусировки излучения [112].

Показатель преломления поглощающей среды выражается формулой (1.5).

Зависимости приведенные на рисунке 1.1(б) показывают, что при наличии внутри резонатора поглощающей среды частоты электромагнитных волн будут «отталкиваться» от центральной частоты. Таким образом если внутри резонатора разместить усиливающую и одновременно поглощающую среду центральные частоты которых совпадают, то можно компенсировать эффект «затягивания» частот и обеспечить условие равных интервалов между соседними модами резонатора лазера. Идеальным случаем будет случай когда в качестве усиливающей и поглощающей сред будут использованы одни и те же среды, что соответствует аргоновому лазеру с пассивной синхронизацией мод использующим поглощающую среду в виде аргоновой газоразрядной трубки [21].

Однако условие эквидистантного спектра продольных мод за счет эффектов "затягивания” и "отталкивания" может быть достигнуто только вблизи порога генерации, когда $k(\nu) = g(\nu) = const$ или оба равны нулю.

Поэтому механизм действия поглотителя не может быть сведен только к эффекту "отталкивания" резонансных частот. Наглядным примером в этом плане могут быть результаты экспериментальных работ [55], где обнаружена сильная зависимость режима синхронизации мод не только от величины ненасыщенного поглощения, но и от местоположения усиливающей и поглощающей среды.

Для этого рассмотрим распределение суммарного электрического от

нескольких эквидистантных мод пустого резонатора и попробуем выбрать соответствующие условия эффективного воздействия как усиливающей, так и поглощающей среды на существование заданных мод путем выбора их местоположения.

С точки зрения создания условия "захвата" необходима достаточно сильная связь между основными модами и их комбинационными тонами что достигается, в первую очередь, за счет большой амплитуды основных резонансных частот.

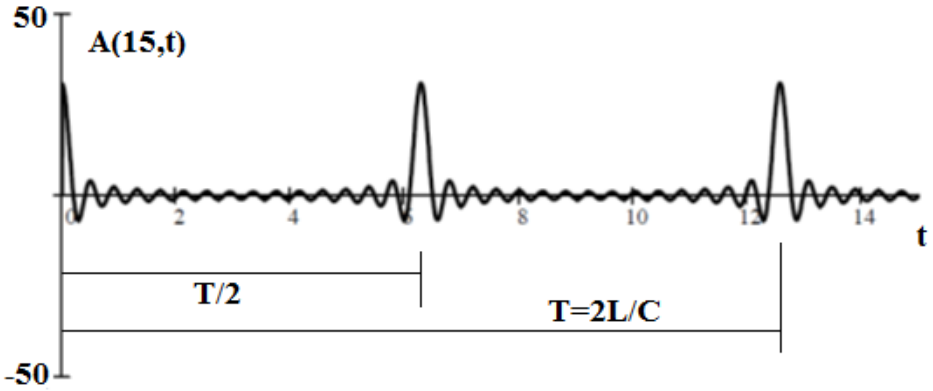


Рисунок 5.2 - Зависимость распределения амплитуды электрического поля от времени для 15 мод

Нелинейность поглощающего элемента может привести к высокой добротности определенного спектра продольных мод по сравнению с другими. Распределение результирующего поля пустого резонатора (рисунок 5.2) говорит о том, что благоприятное условие для существования заданных продольных мод соответствует размещению поглотителя в нулевой точке, что соответствует местоположении одного из зеркал резонатора. Поэтому, как правило, в лазерах с пассивной синхронизацией мод поглотитель размещают на одном из зеркал резонатора. Однако видно, что с таким же успехом для поглотителя может быть благоприятным условием существования заданных мод, в положении соответствующим интервалу времени T/2 от зеркало резонатора (T =2L/C - период времени полного обхода резонатора длинной L, C - скорость света в вакууме), что и было использовано в случае протяженного поглотителя для пассивной синхронизации мод аргонового лазера [55].

Таким образом, правильный выбор местоположения поглотителя является тем фактором, который изменит условие превышение порога генерации лазера с поглотителем внутри резонатора. Это условие в свою очередь указывает наличие двух порогов генерации лазера. Во-первых, в условии отсутствия интерференции продольных мод и во вторых в условии их интерференции. Побочным эффектом, наличия двух условий превышения порога генерации, является гистерезисные эффекты, как правило, наблюдаемых при пассивной синхронизации мод, подтверждающий правильность данных здесь объяснений достижения условия синхронизации мод в лазерах непрерывного действия с поглотителем внутри резонатора. Размещение поглощающей среды в точке максимального значения суммарного поля равнозначно увеличению глубины модуляции коэффициента усиления. Когда частота этой модуляции соответствует, интервалу частот между соседними модами, происходит «захват» частоты и достигается режим синхронизации мод.

5.3 Анализ спектральной полосы отдельных импульсов

Сигналы, используемые в информационных системах, обычно, состоят из периодической последовательности электрических импульсов. Из общего случая сигнала с периодическими импульсами к частному случаю, сигнала в виде отдельного импульса, можно перейти путем стремления к бесконечности значения периода следования импульсов ($T \to \infty$). При этом интервал между спектральными составляющими, сигнала выраженного с помощью ряда Фурье, стремится к нулю ($\omega_0 = 2\pi/T \to 0$) и спектр сигнала становится непрерывной. Соответственно дискретная величина частоты $\omega_к$ в ряде Фурье заменяется непрерывной переменной ω и ряд Фурье преобразуется в интеграл Фурье [121].

$$\Phi\ t\ = \frac{1}{2\pi}\ \ {}_{-\infty}^{\infty} S\ \omega\ * e^{i\omega t} d\omega \qquad . \qquad (5.2)$$

Под интегральная функция $S(\omega)$ называется спектральной плотностью

сигнала и в свою очередь может быть выражена с помощью следующего интеграла:

$$S\ \omega\ =\ \int_{-\infty}^{\infty} \Phi\ t\ * e^{-i\omega t} dt \qquad . \qquad (5.3)$$

Интегралы (5.2) и (5.3) соответственно называются прямым и обратным преобразованиями Фурье. Одним из условий применения этих преобразований является абсолютная интегрируемость функции Ф(t) в формуле (5.3).

Под интегральную функцию в формуле (5.3) можно выразить в следующем виде:

$$\Phi(t)e^{-j\omega t} = \Phi(t)\cos\omega t - j\,\Phi(t)\sin\omega t \qquad . \qquad (5.4)$$

В связи с этим спектральная плотность формулы (5.2) примет следующий вид:

$$S\ \omega\ = A\ \omega\ - jB\ \omega\ =\ S(\omega)\ e^{j\varphi(\omega)} \quad , \qquad (5.5)$$

где составляющих определяются интегралами:

$$A\ \omega\ =\ \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t)\cos\ \omega t\ dt\ , \qquad (5.6)$$

$$B\ \omega\ =\ \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t)\sin\ \omega t\ dt\ . \qquad (5.7)$$

Амплитуда и фаза спектральной плотности выражаются следующими формулами:

$$S(\omega)\ =\ \sqrt{A(\omega)^2 + B(\omega)^2} \quad , \qquad (5.8)$$

$$\varphi\ \omega\ = -arctg\ \frac{B(\omega)}{A(\omega)} \qquad . \qquad (5.9)$$

Рассмотрим физический смысл прямого и обратного преобразования Фурье для случая отдельного импульса. На основе формулы (5.2) можно сказать, что отдельный импульс имеющий произвольную форму выраженную вещественной функцией Ф(t) можно рассматривать как сумму бесконечного числа простых синусоидальных колебаний (интеграл от заданной функции). Сами эти колебания имеют бесконечно малую амплитуду и отличаются друг от друга на бесконечно малую частоту. Эта разница выражена величиной частоты dω и амплитуда

отдельной составляющей равна величине S(ω)dω, где S(ω) спектральная плотность имеющий единицу измерения В/Гц. С помощью него можно выразить мощность сигнала для нагрузки 1 Ом в пределах частотного спектра находящего в пределах от f_1 до f_2 с помощью следующей формулы:

$$\Delta P = {}_{f_1}^{f_2} S(f)^{\,2}\, df \qquad . \qquad (5.10)$$

С точки зрения обеспечения высокой эффективности использования заданного диапазона частот в информационных системах необходимо разместить единицу информации (бит или кубит) внутри наименьшего диапазона частот.

По нашему мнению в решении этой проблемы важным моментом является использование определенной формы импульса, который позволяет занимать наименьший диапазон частот.

Форма импульса применяемой в информационных системах зависит от среды распространения и в микропроцессорах импульс обычно имеет прямоугольную форму [122], в телекоммуникационных системах используют синусоидальные формы [123], в системах обработки видеоинформации пилообразную [124] которая также подходит под треугольную форму сигнала, а в оптических и лазерных системах связи импульсы могут иметь колоколообразную форму [124,125]. Таким образом нам необходимо рассмотреть перечисленные выше формы импульсов на предмет анализа их спектральной плотности и выяснить какая из этих форм являются более эффективными для заданной полосы частот.

Ниже приводится программа расчета спектральной плотности для отдельного импульса прямоугольной формы в среде программы Mathcad 11.

$fh := -50 \qquad \tau := 0.1 \qquad AM := 10$

$DF := 0.5 \qquad N := 200 \qquad \Phi\ t := \begin{matrix} AM\ \ if\ \ 0 \le t \le \tau \\ 0\ if\ t > \tau \end{matrix}$

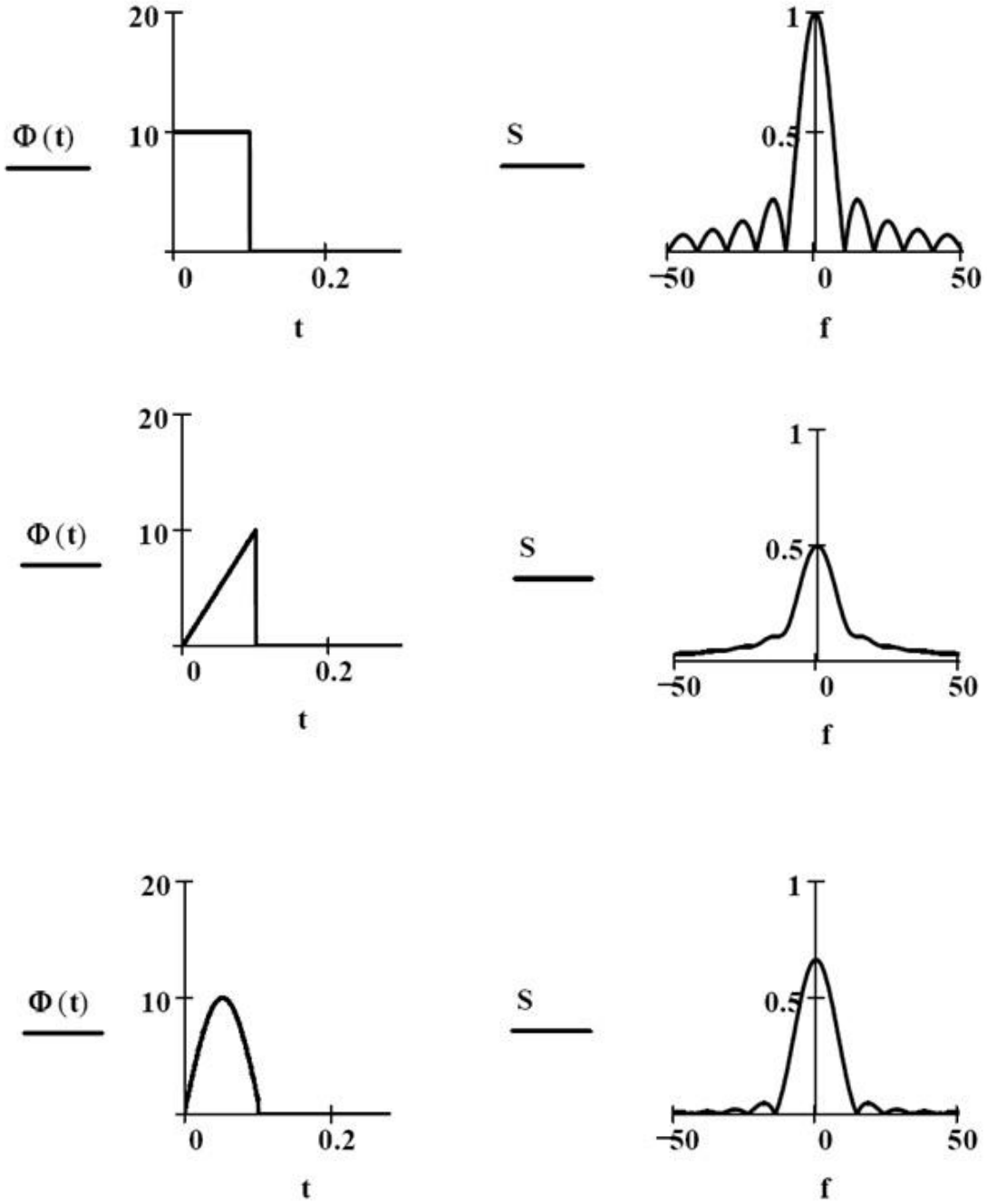
$n := 0 \ldots N \qquad f_n := fh + (n * DF)$

$$A_n := \int_0^{\tau} \Phi\ t\ * \cos(2 * \pi * f_n * t)\, dt\ ,$$

$$B_n := \int_0^{\tau} \Phi\ t\ * \sin(2 * \pi * f_n * t)\, dt\ ,$$

$$S_n := \sqrt{A_n{}^2 + B_n{}^2}.$$

В целях сравнения спектральных характеристик были проведены численные расчеты для разных форм импульсов. Расчеты выполнены с соблюдением одинаковых параметров импульсов, и разница была только в форме импульсов. Результаты расчетов представлены на рисунке 5.3.



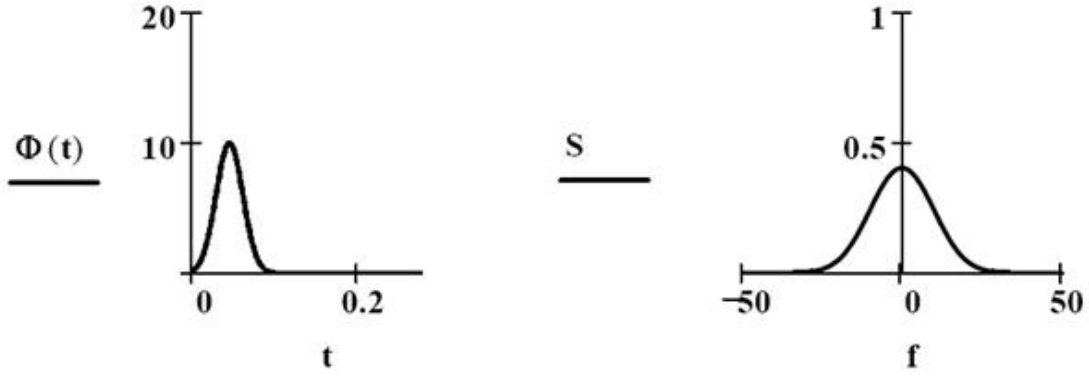


Рисунок 5.3 - Формы импульсов и их спектральная плотность

На основе сравнения спектра различных форм импульсов можно сделать следующие выводы и заключения:

- Спектр синусоидального и экспоненциального импульсов занимают меньшую полосу частот, и это говорит о том, что их спектральная плотность больше который позволяет эффективному использованию заданного диапазона частот в системах связи и телекоммуникации.
- Спектральная плотность импульсов прямоугольной и треугольной формы относительно ниже и они занимают большую полосу частот, что не выгодно с точки зрения эффективного использования заданного диапазона частот.

5.4 Спектральный анализ излучения периодических импульсов сателлит

Известно, что имеется однозначная зависимость спектра заданного периодического сигнала от его временной структуры и наоборот структуры сигнала от его спектра, определяемого прямым и обратным преобразованиями Фурье [122]:

$$A\ \lambda\ = \frac{1}{2\pi}\ {}_{-\infty}^{+\infty} f(u)e^{-i\lambda u}du \quad , \qquad (5.11)$$

$$f\ x\ = \ {}_{-\infty}^{+\infty} A(\lambda)e^{i\lambda t}\, d\lambda \quad . \qquad (5.12)$$

Взаимная зависимость спектральных и временных характеристик источников информации широко применяются для интерпретации результатов экспериментальных исследований при возможности регистрации лишь одной из этих характеристик. Сегодня, когда легко можно производить расчеты по формулам (5.11) и (5.12), применением программных и вычислительных средств, расчеты прямого и обратного преобразования Фурье способствует существенному сокращению затрат времени и аппаратных ресурсов. Важным моментом цифровой технологии обработки данных, является возможность моделирование на основе полученных экспериментальных результатов, обоснование их достоверность и определение критериев получения нужных результатов.

Аналогичная ситуация имело место при исследовании временной структуры Ar + - лазера с пассивной синхронизацией мод [21]. Авторами были получены зависимость временной структуры излучения лазера от величины усиления и поглощения. Временная структура менялась при увеличении коэффициента усиления появлением дополнительных световых импульсов на заданном периоде которые были названы сателлитами. Сначала появлялось один, затем при росте коэффициента усиления наблюдались два сателлита, затем три и так далее. При этом расстояние между импульсами сателлитами сокращалось по мере увеличения их количества. На некотором значении коэффициента усиления наблюдалось пачка близко расположенных сателлитов. Режим генерации световых импульсов контролировалось непосредственным наблюдением и фотографированием с помощью сверхскоростной камеры, а также путем регистрации сигнала межмодовых биений как индикатор спектральной составляющей излучения.

В связи с тем, что сегодня имеется возможность моделирования такого эксперимента численными методами, попробуем рассчитать спектр излучения лазера имеющую сложную, но периодическую структуру используя возможностями преобразований Фурье в среде программы Mathcad.

Используем дискретное преобразование Фурье в данной программе и задаем исходный сигнал в виде двух прямоугольных импульсов расположенных

на расстоянии T = 200 с друг от друга:

$N:=500 \qquad t:= 0..N-1 \qquad f_s := 1$

$t1 := 100..110$

$t2 := 300..310$

$x_t := 0$

$$x_{t1} := \begin{matrix} 1 & \text{if} \quad 100 \le t1 \le 101 \\ 0 & \text{otherwise} \end{matrix} \qquad x_{t2} := \begin{matrix} 1 & \text{if} \quad 300 \le t2 \le 301 \\ 0 & \text{otherwise} \end{matrix}$$

Временную структуру сигнала можно представить в виде графика и она приведена на рисунке 5.4.

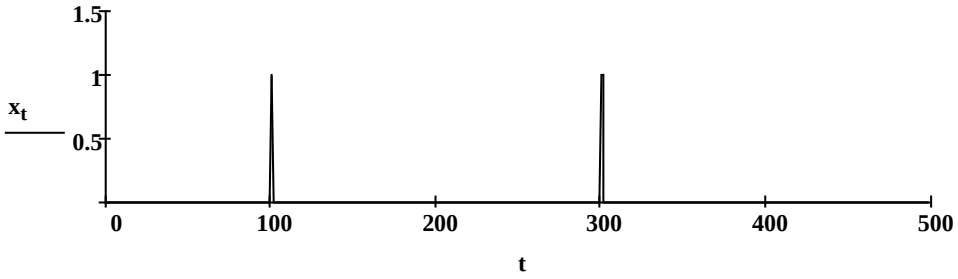


Рисунок 5.4 - Форма исходного сигнала из двух импульсов длительностью 1 сек. и амплитудой равной 1 усл. ед.

Спектр сигнала рассчитывается применением функции дискетного преобразования Фурье который в среде программы MathCAD имеет следующий вид:

$X := \mathrm{CFFT}(x)$.

Для задания дискретных точек расчета производится расчет по формуле:

$\mathrm{freq}_t := \frac{t}{N} * f_s$.

Форма спектра сигнала рассчитанная по этим формулам приводится на рисунке 5.5.

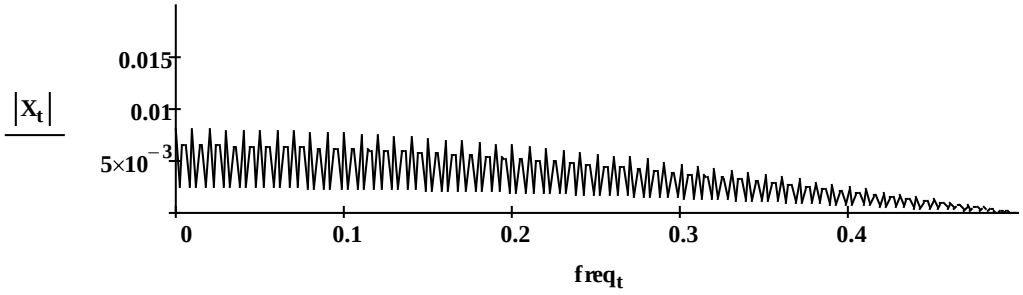


Рисунок 5.5 - Форма спектра заданного сигнала

Видно, что спектр состоит из набора частот расположенных строго через равные интервалы и их амплитуда плавно уменьшается в области больших частот - $freq_t$. При проведении серии расчетов было обнаружено однозначная зависимость интервала частот от выбираемого интервала времени между двумя прямоугольными импульсами x_{t1} и x_{t2} поскольку известно, что период между импульсами обратно пропорционально интервалу частот. Следует отметить, что эквидитантность спектра сигнала является надежным свидетельством режима синхронизации продольных мод лазера и аппаратная регистрация данного факта, это резкое возрастание амплитуды и сжатие частоты сигнала межмодовых биений на анализаторе спектра С4-27 [21].

Одним из примечательных событий исследований переходных процессов режима синхронизации мод является изменение временной структуры излучения лазера. В качестве примера можно рассмотреть переход от режима одиночных импульсов на заданном периоде к режиму пары импульсов на периоде. Временная структура такого режима генерации приведена на рисунке 5.6.

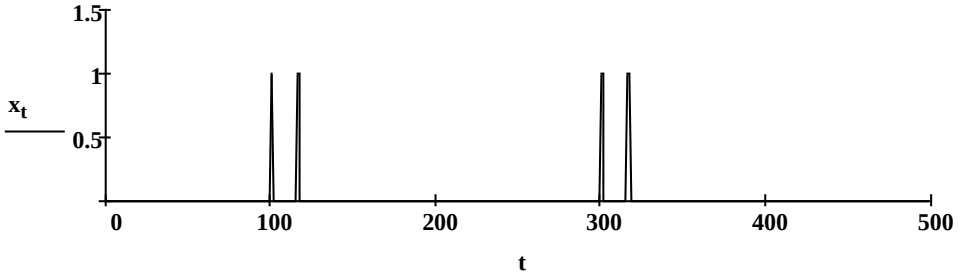


Рисунок 5.6 - Временная структура пары импульсов на заданном периоде

Расчетные данные спектра временной структуры рисунка 5.6 приведена на рисунке 5.7 в котором рассматривается процесс стабильной генерации двух одинаковых по амплитуде импульсов.

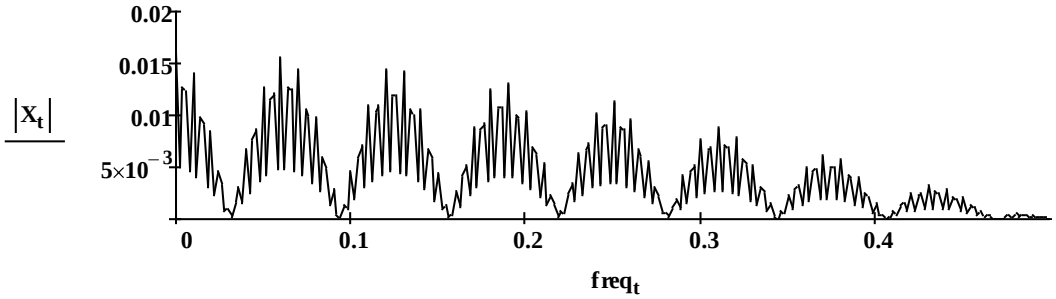


Рисунок 5.7 - Спектр структуры пары одинаковых по амплитуде импульсов на периоде

На основе приведенной зависимости можно сделать следующие выводы и заключения. Прежде всего имеет место образование новой периодической структуры связанной непосредственно по одному импульсу сателлит рядом с каждым основным импульсом. Периодичность структуры непосредственно определяется равными интервалами между основным и импульсом сателлит. Величина периода на спектре измениться пропорционально величине интервала времени между основным импульсом и его сателлитом.

Согласно результатам работы [55], между режимами одиночных импульсов и пары импульсов имеется определенная область, где, судя по величине ширины сигнала межмодовых биений, наблюдается нарушение режима стабильности генерации лазера. Однако непосредственной регистрации временной структуры нестабильного режима затруднительно. Поэтому можно численными методами экспериментировать случай нестабильного режима возможностью генерации импульсов сателлит с меньшей амплитудой по сравнению с основным импульсом. Корректность постановки такого эксперимента обоснован тем, что данный режим возникает при увеличении коэффициента усиления, который создает энергетическую базу для появления сателлитов.

Временная структура со слабыми импульсами сателлит представлен на рисунке 5.8

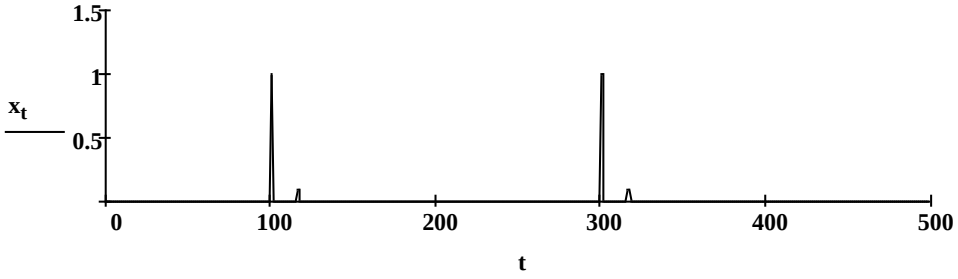


Рисунок 5.8 - Временная структура со слабыми импульсами сателлит (амплитуда основного импульса и импульса сателлит отличаются 10 раз)

Спектр сигнала временной структуры рисунка 5.8 приведена на рисунке 5.10.

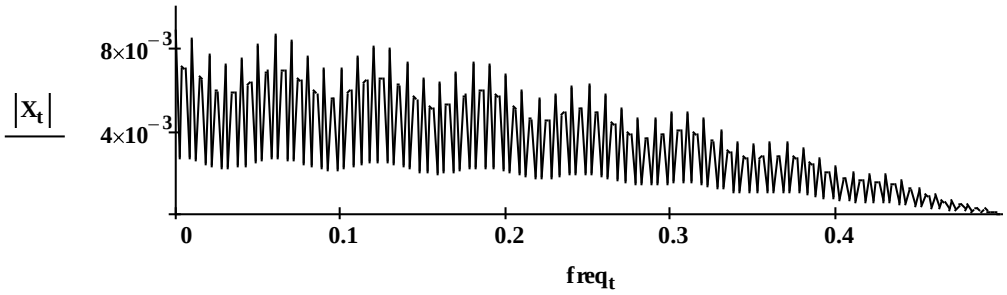


Рисунок 5.9 - Спектр структуры пары разных по амплитуде импульсов на периоде

Сравнение результатов рисунка 5.7 и рисунка 5.9 показывают, что в случае начального появления импульсов сателлит, амплитуда которых еще не равна с амплитудой основного импульса, спектр имеет слабовыраженную периодичность. Этим объясняется относительное увеличение ширины сигнала межмодовых биений как следствие слабого режима синхронизации продольных мод. Аналогичные нестабильности наблюдались при переходе между режимами с двух на трех, а также при переходе между режимами генерации трех на четырех импульсов на одном периоде.

Поскольку стабильные режимы генерации лазера имели структуру двух, трех, четырех и т. д. импульсов на периоде, то было интересно численно

рассчитать спектральную структуру этих режимов. Однако по свидетельствам результатов эксперимента одновременно с увеличением количества импульсов сателлит интервал времени между ними уменьшалось и это обстоятельство учитывалось при выборе временной структуры задаваемых сигналов. Например, структура с тремя импульсами на периоде имел отличие от структуры с двумя импульсами, и она представлена на рисунке 5.10.

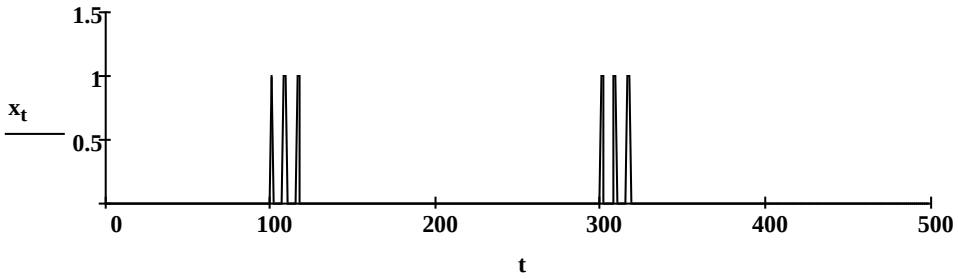


Рисунок 5.10 - Временная структура с тремя импульсами на периоде

Результаты численного расчета спектра данного сигнала представлена на рисунке 5.11.

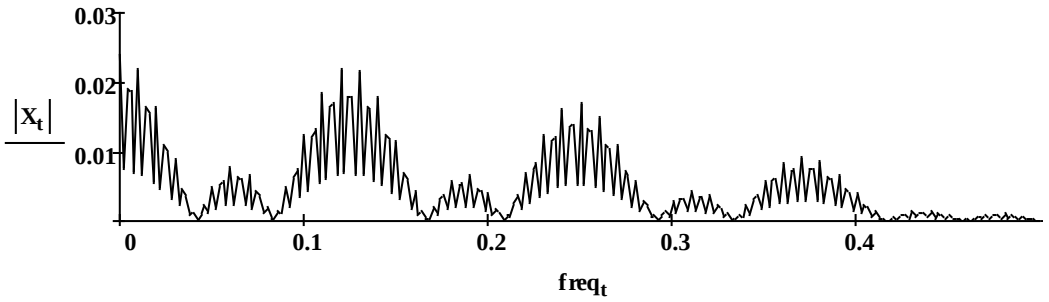


Рисунок 5.11 - Спектральная структура сигнала с тремя импульсами на периоде

Представленные результаты свидетельствую о наличии новой периодичности в спектре сигнала. Этот период непосредственно связан с интервалами между основными импульсами и импульсами сателлитами в пачке импульсов повторяющихся через период следования основных импульсов. В целях подтверждения данного вывода был проведен численный расчет для

структуры сигнала с четырьмя еще ближе расположенных одинаковыми импульсами на периоде (рисунок 5.12).

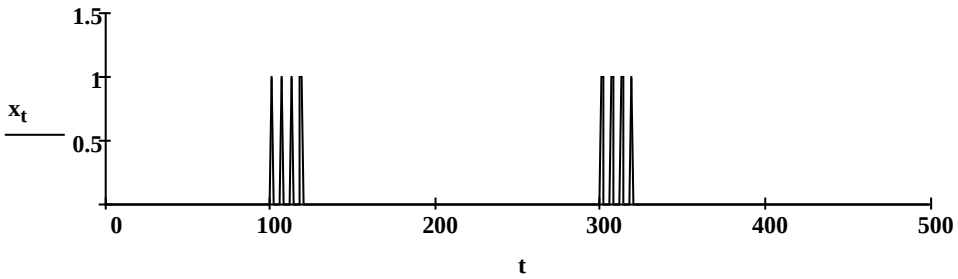


Рисунок 5.12 - Временная структура сигнала с четырьмя импульсами на периоде

Форма спектра такой временной структуры представлена на рисунке 5.13 который показывает увеличение интервала между максимумов. Наличие таких максимумов в спектре является свидетельством благоприятных энергетических условий для определенных частот или длин волн который способствует их синхронизации и повышению стабильности режима генерации наблюдаемых как резкое увеличение амплитуды сигнала межмодовых биений и резкому уменьшению его ширины.

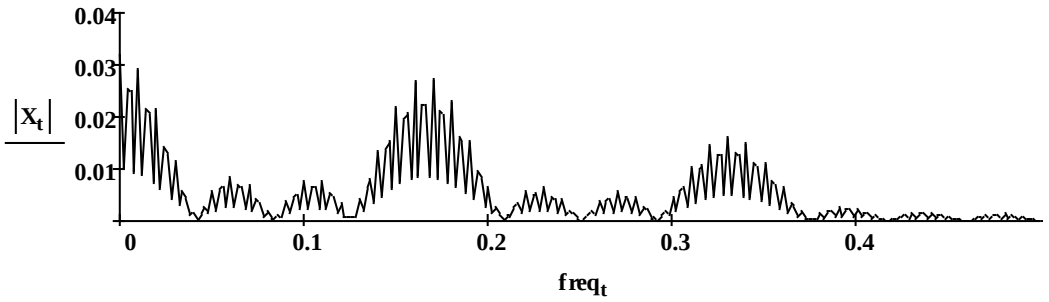


Рисунок 5.13 - Спектр сигнала с четырьмя импульсами на периоде

Таким образом на основе проведенных численных расчетов спектра периодически повторяющихся сложных временных структур можно сделать следующие выводы.

1. Спектр сигнала последовательности одиночных импульсов на периоде имеет эквидистантно расположенные составляющие и этому соответствует экспериментальные результаты измерения стабильного сигнала межмодовых биений в режиме синхронизации продольных мод.

2. Появление импульса сателлит на периоде приводит к появлению периодичности спектра величина которого зависит от интервала между основным и его импульсом сателлит.

3. При переходе от одной временной структуры в другую создается условие формирование импульса сателлит меньшей амплитуды и это существенно снижает разницу между максимумами и минимумами (периодичности) спектра в результате чего возможно происходит нарушение стабильности режима синхронизации.

4. Величина периодичности спектра непосредственно определяется интервалом времени между импульсами в пачке которая повторяется через каждый период.

5.5 Механизм высокой стабильности сложной временной структуры излучения лазера в режиме синхронизации мод

Сложную структуру отдельного импульса, можно выразить как комбинацию двух импульсов, разной длительности следующим образом:

$$f\ \ t\ \ = G1 * e^{\frac{-\ t-t1\ \ ^{2}}{2*\sigma 1^{2}}} + G2 * e^{\frac{-(t-t2)^{2}}{2*\sigma 2^{2}}},$$

где G1и G2 – амплитуда, t1 и t2 – моменты времени максимума импульсов , σ1 и σ2 – длительность импульсов. Для сравнения представлены расчеты временной структуры двух случаев, когда их максимумы совпадают – рис.5.14 и когда импульсы смещены друг относительно друга достаточно далеко – рис.5.15.

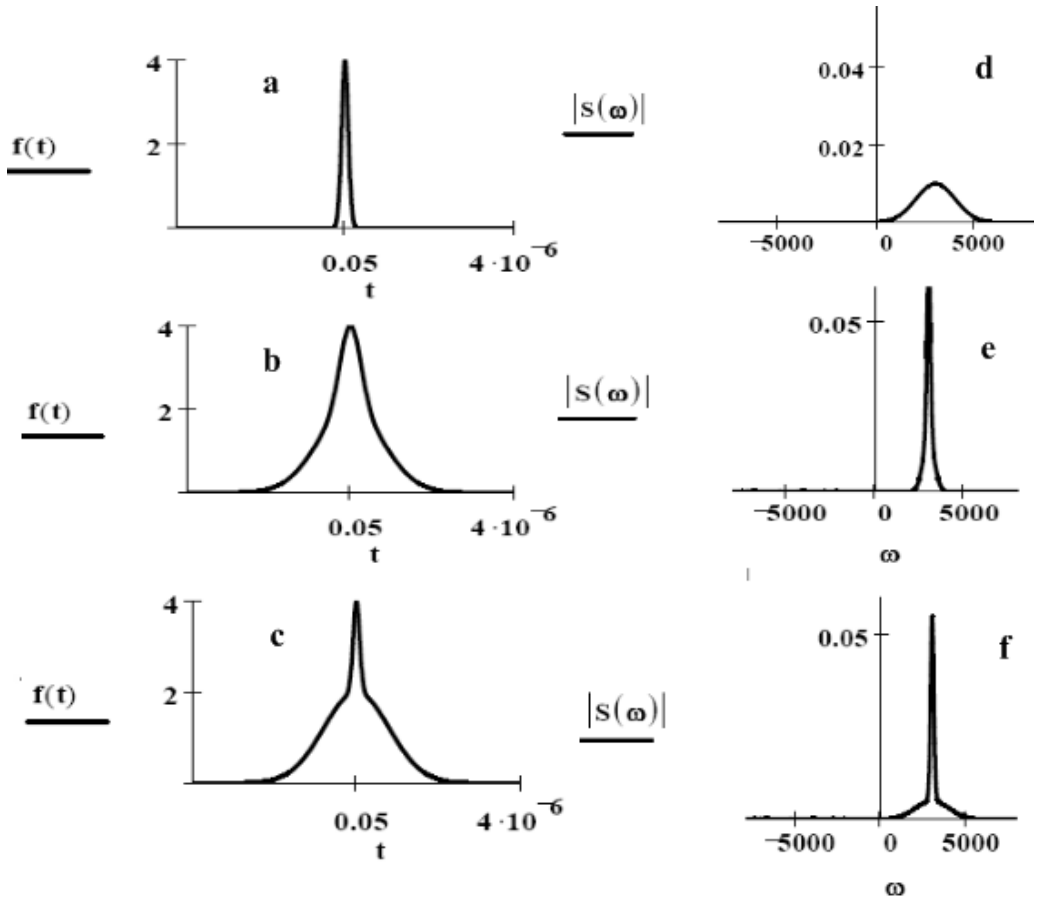


Рисунок 5.14 Расчет формирования импульса из комбинации двух отдельных импульсов одинаковой – a и разной длительности – b,c и спектр суммарного импульса – d,e,f

Форма импульса, представленная на рис.5.14 (c) довольно часто встречается в экспериментальных исследованиях излучения лазера с синхронизацией мод, в том числе и в наших результатах[12]. Поскольку форма импульса с резким максимумом в центре наблюдается на пределе режима генерации одиночных импульсов, за которым следует структура излучения с дополнительными импульсами сателлит на периоде, можно предполагать, что формирование импульса сателлит начинается с момента изменения формы импульса. Поэтому форму импульса рис.5.14(c) можно рассматривать как комбинацию двух импульсов представленных на рис.5.15 (a). Такое предположение приводит к утверждению, что импульс сложной структуры является результатом суммирования двух групп продольных мод, частоты которых совпадают. Разница этих мод, может быть в плоскости их поляризации или в пространственном их

распределении, другими словами возможно спектр лазерного перехода имеет тонкую структуру наблюдаемых при больших значениях мощности излучения.

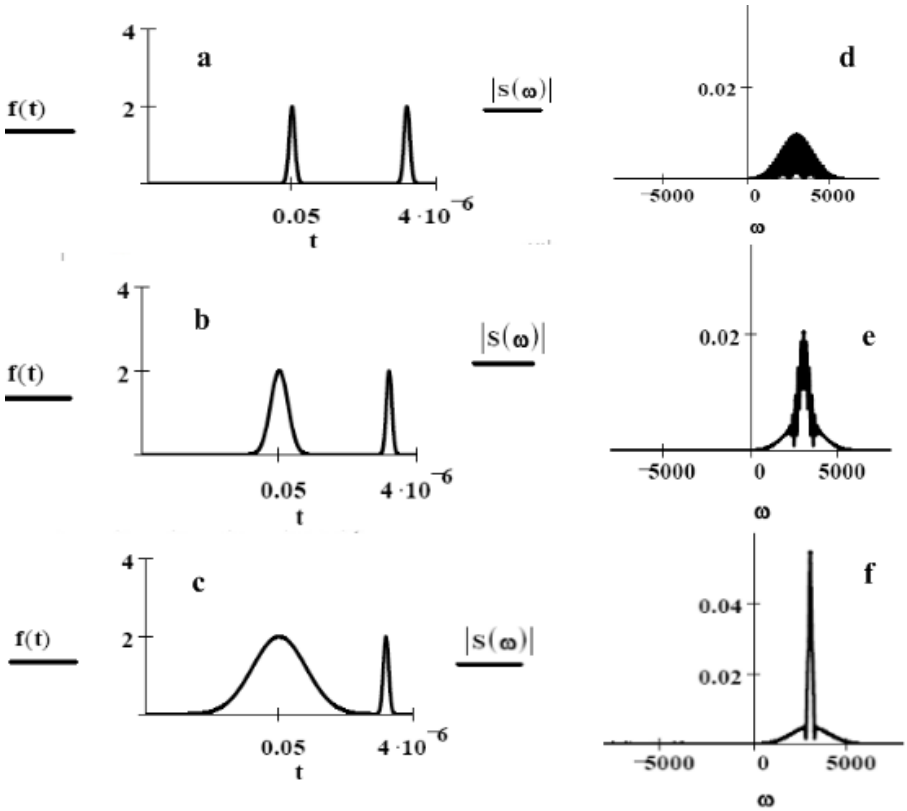


Рисунок 5.15- Расчет структуры двух отдельных импульсов одинаковой – a и разной длительности – b,c и спектр импульсов – d,e,f

Сложная структура импульсов, проявляется в том, что в периоде между импульсами формируются дополнительные импульсы - «сателлит» или импульс состоит из набора импульсов – квазиимпульс. По контролируемым параметрам, режим генерации, сложной временной структуры является достаточно стабильной, который дает надежду их применения на практике [126]. Поскольку генерация световых импульсов сложной структуры наблюдается как при активной [127], так и пассивной синхронизации [12] продольных мод непрерывных лазеров, определение механизма процесса их формирования становится актуальной задачей.

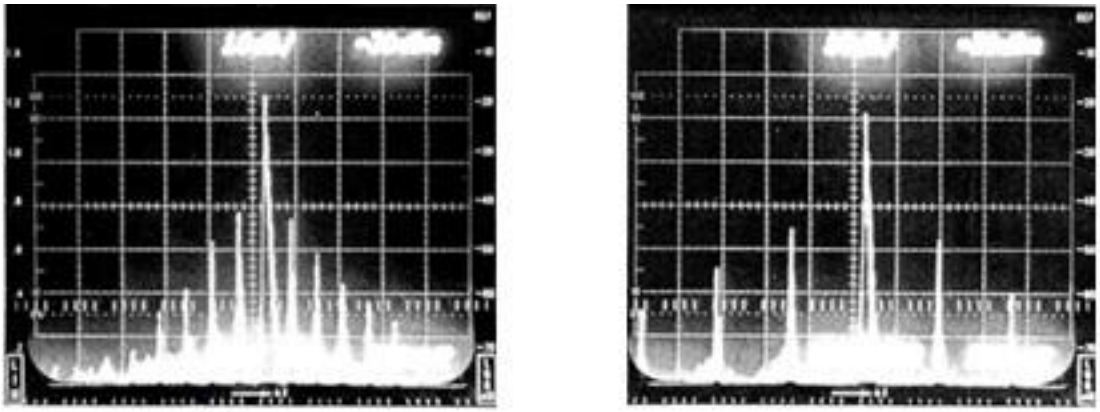
Сравнение результатов расчета на рис.5.14 и 5.15 показывает однозначную сложную структуру как временной, так и спектральной плотности частот. Кроме

случая рис.5.14 (c) и рис5.15 (c) где имеет место незначительная разница в спектрах связанная достаточно большой разницей в длительности импульсов. Сложная спектральная структура имеет непосредственное влияние при экспериментальном измерении сигнала биений с помощью анализатора спектра [303] .

В наших экспериментальных исследованиях, режима синхронизации мод непрерывных лазеров, показателем высокой стабильности является ширина сигнала биений между модами, на анализаторе спектра С4-27. Сигнал биений представляет собой реперную линию шириной аппаратной функции прибора равную 1 кГц – рис.2.2(а). Длина резонатора составляет L = 4 метра, и поскольку насыщающийся поглотитель находился посередине резонатора L/2 = 2 м. сигнал биений наблюдается вблизи частоты c/L = 75 ГГц. Поскольку оптическая длина зависит, от коэффициента усиления наблюдалось смещение положения сигнала биений при изменении последнего в пределах области существования.

Согласно экспериментальным данным, работы [303, с.1147, рис. 3], значимым результатом является формирование сложной временной структуры излучения лазера работающего в режиме синхронизации мод, при существенном рассогласовании частоты модуляции и интервала частот между продольными модами, определяемого длинной резонатора – c/2L. Сигнал биений между модами, наблюдаемый на анализаторе спектра, состоял из большого количества пиков расположенных симметрично относительно некоторой центральной частоты – $\nu_{opt} = c/2L_{opt}$. Частотный интервал между максимумами и оптимальной частотой зависел от величины рассогласования длинны резонатора и становился больше при увеличении последнего [303, стр 1147, рис. 3d]. Сложная структура сигнала биений наблюдалось и при уменьшении длинны резонатора от оптимального значения [303, стр 1148, рис. 5b, рис. 6b], где расстояние между пиками увеличивался. Исходя из сложной временной структуры излучения, в каждом из этих случаев, можно утверждать, что имеет место формирования множества групп продольных мод и каждая группа синхронизована, поскольку мы наблюдаем резкий сигнал биений от каждой группы. В связи с тем, что

геометрическая длинна резонатора, остается постоянной то для каждой группы продольных мод, имеет место, разные значения оптической длинны резонатора, определяемого умножения величины показателя преломления лазерной среды и геометрической длинны резонатора – $L_0*n_{g(t)}$. Величина $n_{g(t)}$ зависит от времени и однозначно связана со значением рассогласования длины резонатора, через значение коэффициента насыщенного усиления g(t). Чем меньше значение g(t) тем меньше затягивание продольных мод к центру спектра усиления и интервал между продольными модами больше. Поэтому при большем изменении длины резонатора имеет место увеличение расстояния между пиками сигнала биений – рис.5.16 (d) и уменьшение расстояния между пиками сигнала биений при меньшем изменении длины резонатора – рис.5.16 (b).



b d

Рисунок 5.16 - Сигналы биений между продольными модами при большей длине резонатора: (b) $L = L_{opt} + 125$ мкм и (d) $L = L_{opt} + 320$ мкм. согласно [303, стр. 1147, рис. 3], масштаб экрана по горизонтали 200 кГц/дел. и по вертикали 10 dB/дел, частота центра экрана около 80.5-МГц , что соответствует интервалу между модами резонатора пустого резонатора - $c/2L_0$

Интервал между сигналами биений в случае b составляет 120 кГц, а для случая d эта величина равна 340 кГц. Эти данные получены после векторизации изображения рис.5.16 с помощью программы Easy Trace с учетом масштаба указанный авторами [303]. Если предположить, что эти сигналы связаны, только с изменением геометрической длинны резонатора, то расчет показывает, для b $c/2(L-L_{opt}) = 800$ ГГц , а для случая d эта величина получается равным 469 ГГц.

Сравнение этих величин с интервалами пиков сигнала биений, говорит о том, что механизм образования эквидистантных сигналов биений заключается не только в изменении геометрии резонатора.

В последнее время обсуждается один из механизмов возникновения сложной временной структуры излучения в лазерах с синхронизацией мод [128] который заключается в проявлении времени когерентности лазерных переходов. Временные и частотные интервалы, определенные по сигналу биений работы [127] имеют близкое соответствие с этим механизмом образования сложной структуры сигнала биений. Поскольку ширина спектра генерации и время релаксации поляризации для красителя родамина 6Ж соответственно составляют порядка 10^{12} Гц и 10^{-12} с.

Структура сигнала биений говорит об экспоненциальном падении амплитуды пиков сигнала биений, относительно максимальной. Подобная зависимость указывает на вклад релаксационных процессов, которые происходят в усиливающей среде, с учетом импульса накачки и формируемых импульсов лазера на красителе. Основными параметрами определяющими структуры формируемых импульсов являются соотношение между периодами импульсов накачки и импульсов лазера на красителе, длительности импульсов, время релаксации инверсной населенности – T1 и время релаксации поляризации – T2 для лазерного перехода красителя.

С целью оценки влияния процессов насыщения на формирование сложной структуры сигнала биений была определена зависимость амплитуды пиков сигнала биений от их порядкового номера исходя их данных рис. 5.16(b). Данные полученные после векторизации сигнала биений с учетом масштаба развертки приведены на рис.5.17.

Расчет характерного интервала времени спада экспоненциальной зависимости дает значение $\tau = 4{,}17 \times 10^{-9}$ с = 4 нс который указывает на близость к времени релаксации инверсной населенности красителя.

Аналогичную экспоненциальную зависимость наблюдаем при формировании сложной временной структуры излучения аргонового лазера с

пассивной синхронизацией мод – рис.3.4 (Г).

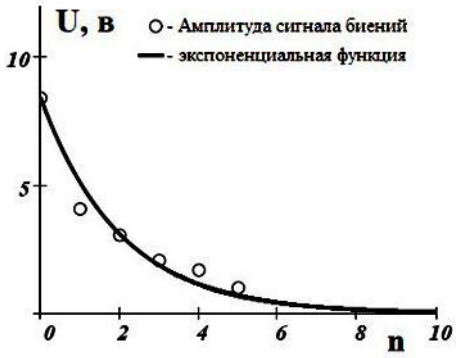


Рисунок 5.17 - Зависимость амплитуды пиков сигнала биений от их порядкового номера относительно центрального пика

Световой квазиимпульс состоит из большого количества импульсов и их амплитуда монотонно спадает до нуля в интервале времени близкое в половине периода следования T = 12 нс. Это время близка к значению времени релаксации населенности верхнего уровня ионов аргона, которая судя по ширине спектра излучения составляет величину T_y = 10 нс [55]. Временная структура имеет строгую периодичность и согласно разверткам высокоскоростных камер прямого наблюдения ФЭР-2 и АГАТ излучение не имеет случайного светового фона в интервале периода следования импульсов [55]. Судя по этому, лазер генерирует импульсы с максимальной энергетической эффективностью, которая и обеспечивает высокую стабильность формированной временной структуры.

Известно, что временные и спектральные характеристики однозначно связаны между собой согласно преобразованиям Фурье [122]. Это позволяет однозначно определить временную структуру согласно измерениям спектральных характеристик излучения. Более того, измерения ширины сигнала биений, с высокой точностью, показывают однозначную зависимость временной структуры излучения и спектрального состава излучения [130]. Для наглядной демонстрации этой возможности проведем численные расчеты сигнала биений и временной структуры результата интерференции различных вариантов гармонических колебаний как аналог режима синхронизации продольных мод непрерывного

лазера. Также следует отметить значение анализа, стабильности неординарных режимов складывания гармонических колебаний используемых для формирования много битной информации [127]

Согласно анализу временной структуры излучения непрерывных лазеров может иметь место генерация, как одиночных, так и групп импульсов на периоде, определяемого оптической длинной резонатора [305,310-315]. Известно, что оптическая длина резонатора, зависит от величины насыщенного усиления и поглощения. Для учета этих условий мы выбираем две группы гармонических колебаний. Центральная частота для одной группы колебаний задается переменной ω, а другой переменной Ω. Интервал частот между колебаниями в одной группы задается значением переменной Δω, а в другой группе значением переменной Δω1. Количество колебаний в каждой группе задается значением переменной p.

Интерференция учитывается как сумма всех заданных колебаний согласно формулой:

$$e_i = \cos\ 2\pi\omega t_i\ +\ {}^{p}_{m=1}\ \cos\ 2\pi(\omega + m\Delta\omega)t_i\ + \cos\ 2\pi(\omega - m\Delta\omega)t_i\ \ ,$$

$$e_i = e_i + \cos\ 2\pi\omega t_i\ +\ {}^{p}_{m=1}\ \cos\ 2\pi(\Omega + m\Delta\omega 1)t_i\ + \cos\ 2\pi(\Omega - m\Delta\omega 1)t_i\ \ .$$

Такое суммирование позволяет рассматривать суммирование двух групп продольных мод с одинаковыми так и различными значениями центральной частоты, интервала частот и количества колебаний участвующих в процессе интерференции. Распределение интенсивности от времени вычисляется по формуле:

$$I_i = \ e_i\ ^2.$$

Шкала частот привязывается к временной согласно $f_i = i$. Сигнал биений рассчитывается по формуле:

$y = \mathrm{cfft}(I)$.

График сигнала биений от частоты строится согласно формуле:

$A_i = \ y_i$.

На рис.5.18 приводятся результаты расчета зависимости амплитуды и

длительности интенсивности - I_i от количества складываемых колебаний – p.

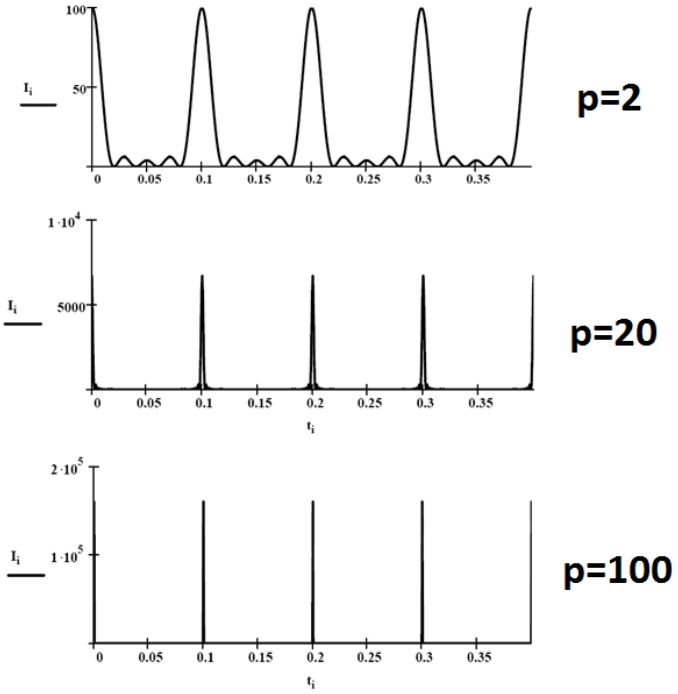


Рисунок 5.18 - Временная зависимость интенсивности интерференции от количества суммируемых колебаний для $\Delta\omega = 10$, $i = 0 \ldots .10000$, $\omega = 5000.0$, $\Omega = 5000.0$, $\Delta\omega 1 = 10.0$ $dt = 0.0005$, $t_i = i * dt$

Для сравнения на рисунке 3.4 (А) приводится снимок временной развертки излучения лазера в режиме синхронизации около 100 продольных мод.

Сигнал биений для режима пассивной синхронизации продольных мод аргонового лазера приведена на рис 2.2 (а). В центре рисунка сигнал биений, а две реперные линии с двух сторон указывают масштаб частоты прибора С4-27 равной 100 кГц. Согласно приведенному рисунку, ширина сигнала биений определяется аппаратной функцией данного прибора и равна 1 кГц. Если учесть, что интервал между частотами $1/12*10^{-9}$ Гц = $80*10^{6}$ Гц то относительная стабильность частот колебаний составляет $1*10^{3}$ Гц/ $80*10^{6} = 0{,}012*10^{-3} \approx 10^{-5}$.

Результаты расчета амплитуды биений, возникающий как следствие суммирования две группы гармонических колебаний, в соответствии с условиями рис.5.18 приводятся на рис.5.19. Видно, что амплитуда сигнала биений сильно зависит от количества складываемых колебаний. Если при p=2 амплитуда биений

составляет около 1500 условных единиц то при значении p=100 эта величина равна $6*10^4$, другими словами увеличивается в 40 раз. Аналогичная картина наблюдается и при переходе лазера в режим синхронизации продольных мод и сигнал биений резко увеличивается по амплитуде [3].

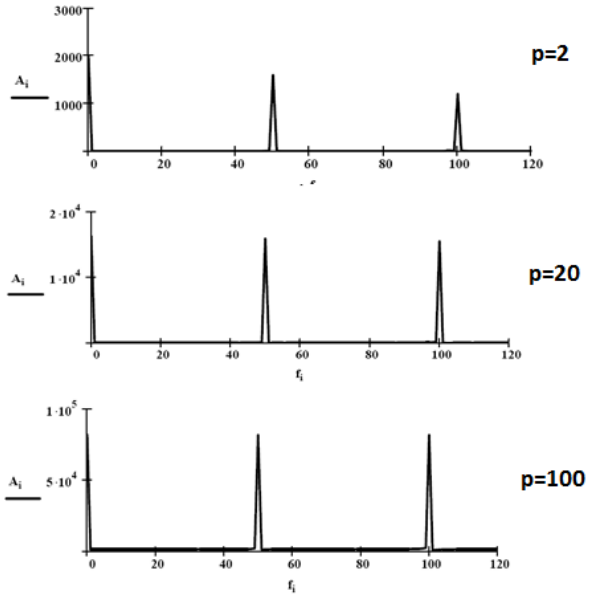


Рисунок 5.19 - Зависимость амплитуды сигнала биений от количества суммируемых колебаний (остальные условия как на рис.5.18)

Сравнивая результаты расчетов (рисунки 5.18 и 5.19) с экспериментальными результатами (рисунке 2.2) мы видим их полную качественную аналогию. Это позволяет нам проводить расчеты более сложных возможных случаев и сравнить их с результатами экспериментов, для получения ответа на вопросы установления каждого конкретного режима синхронизации мод. С этой целью были проведены расчеты временной и спектральной зависимости для двух групп гармонических колебаний, центральная частота которых отличаются ($\omega \neq \Omega$) но интервал между частотами в обеих группах одинаковы ($\Delta\omega = \Delta\omega 1$). Результаты расчетов приведены на рис. 5.20.

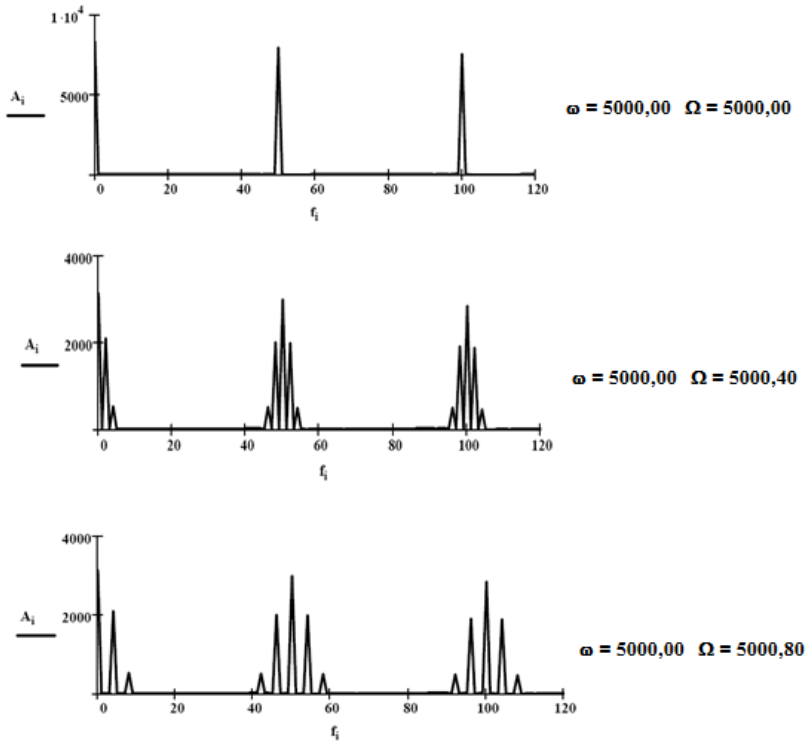


Рисунок 5.20 - Зависимость структуры сигнала биений - A_i от частоты - f_i для разных центральных частот в одной из групп гармонических колебаний

Результаты аналогичные рис. 5.20 были получены в экспериментах авторов [303], по исследованию влияния рассогласования длинны резонаторов при активной синхронизации мод непрерывного лазера на красителе. Для сравнения эти результаты приведены на рис. 5.18.

Полное качественное согласие результатов приведенных на рис. 5.20 и 5.18 подтверждают логическую правильность проведенных расчетов для формирования последующих выводов.

В непрерывных лазерах возможна одновременная синхронизация нескольких групп продольных мод. Если центральная частота групп разная, то это однозначно проявляется на сигналах биений. Наблюдается набор сигналов биений, и разница между этими сигналами определяет разницу центральных частот групп, определяемая разницей в оптической длине резонатора зависящая в свою очередь от значения насыщенного усиления и поглощения активной и пассивной среды. Это подтверждает механизм формирования сложной структуры излучения с несколькими импульсами на одном периоде как следствие появления

достаточного усиления или энергии для формирования новых импульсов на одном периоде, при увеличении коэффициента усиления лазера.

Сравнение результатов численных расчетов показывают возможность интерференции нескольких, а значит и множества групп гармонических колебаний. Это в свою очередь представляет собой, режим синхронизации, множества групп продольных мод непрерывных лазеров. Известно, что результат интерференции зависит от направления поляризации складываемых колебаний. Поэтому для формирования групп продольных мод, имеет значение направление вектора поляризации активной среды лазера. Если направление поляризации излучения будет квантованным, то это окажется выгодным и эффективным способом формирования множества групп продольных мод в непрерывных лазерах.

Асимметричная конфигурация резонатора приводит к отчетливой динамике наращивания и развития двух встречные импульсов. Двунаправленные волоконные лазеры с синхронизацией мод стали многообещающими источниками света, способными генерировать две гребенки оптических частот с небольшой разницей в частоте повторения в одном волоконном лазере полость. Благодаря общим оптоволоконным компонентам и окружающей среде двунаправленная связь с синхронизацией мод импульсы обладают такими преимуществами, как высокая взаимная когерентность и синфазный шум. В последнее время двунаправленные лазеры с синхронизацией мод стали объектом серьезных исследований и промышленное внимание к высокоточному, измерению высокоскоростного вращения [132–136] и спектроскопии двойной гребенки [137–141].

Для получения двунаправленных импульсов с синхронизацией мод критически важным компонентом является насыщающийся поглотитель. В резонаторе двунаправленного волоконного лазера без изолятора и усилительный элемент, и насыщающийся поглотитель обычно разделяется встречными импульсами, что приводит к сильной конкуренции импульсов внутри резонатора [142,143]. Для двунаправленной синхронизации мод насыщающийся поглотитель

должна быть одновременно насыщена для обоих импульсов. В большинстве предыдущих исследований использовались углеродные нанотрубки [142,144–147] и полупроводниковые насыщающиеся поглотительные зеркала [148–150]. Однако эти насыщающийся поглотители имеют определенные ограничения, в том числе низкий уровень порога повреждения и ухудшение производительности с течением времени. Кроме того, химический синтез, насыщающийся поглотителя на основе нанотрубок, и последующий процесс переноса на кончики волокон требуют точных операций. Недавно, гибридные лазеры, сочетающие в себе как реальный насыщающийся поглотитель, так и методы нелинейного вращения поляризации были разработаны для генерации двунаправленных импульсов синхронизации мод [151–153]. Эти системы синхронизации мод на основе нелинейного вращения поляризации чувствительна к поляризации и окружающей среде, которые могут вызвать колебание разницы частоты повторений и даже исчезновение синхронизации мод [154,155].

Чтобы преодолеть эти ограничения, идентификация новых нелинейно-оптических материалов с помощью простых производство и высокий порог повреждения для создания двунаправленных лазеров с синхронизацией мод весьма желательно и еще предстоит разработать.

Золотые наноматериалы рассматривались как один из наиболее многообещающих кандидатов для реализации насыщающиеся поглотители, которые могут проявлять большую нелинейность третьего порядка, быстрое время отклика и замечательные свойства поверхностного плазмонного резонанса (ППР). Золотые наноматериалы, такие как золото наностержни и ультратонкие золотые нанопроволоки использовались в качестве НП для создания синхронизированных мод волоконные лазеры, работающие от 1 до 2,8 мкм [156,157]. Однако эти НП на основе золотых наноматериалов обычно изготавливались с помощью сложного процесса химического синтеза, что может создавать трудности в точный контроль их оптических свойств. Напротив, золотые нанопленки являются еще одним многообещающим НП, преимуществом, которого является простота и точный контроль при изготовлении, высокий порог

повреждения и высокая стабильность. Однако двунаправленные лазеры с синхронизацией мод на основе НП из золотых нанопленок не были разработаны, продемонстрировано до сих пор.

Насыщающие абсорбционные свойства изготовленные НП зависят от таких параметров, как длина полировки, глубина полировки, пленка толщина (или концентрация материала) и морфология поверхности [158–160].

На самом деле, нанопленка состоит из металлического золота и медного бислоя. Медный затравочный слой толщиной 1 нм образует энергетически выгодные места зародышеобразования для поступающих атомов золота, способствуя снижению оптические потери устройства [161–163].

Широкополосное поглощение в диапазоне от 600 до 2100 нм, обусловлено наличием изолированных металлических островков внутри золотой нанопленки [164–166].

Отсутствие оптических повреждений золотой нанопленки НП указывает на то, что порог оптического повреждения НП нанопленки золота должен быть выше чем 125 ГВт/см2. Высокий порог повреждения был прописан эффекту разрушения взаимодействием типа материи и поля, которое значительно уменьшало фототермический эффект в золотой нанопленке [167,168].

По сравнению с поглотителем на основе нанотрубок, предлагаемая нами поглотитель нанопленки золота демонстрирует меньшую интенсивность насыщения. Этот объясняется низкой плотностью поверхностных дефектов, широкополосным поверхностным плазмонным резонансом и большим сечением поглощения на 1,5 мкм золотой нанопленки [169,170]. Столь низкая интенсивность насыщения поглотителя способствует низкий порог генерации синхронизации мод [11]. Диапазон разрушения поглотителя на основе нанотрубок находится в диапазоне 220-240 MW/cm2 [171].

Асимметричная конфигурация резонатора обеспечивает работу при разных значениях длины волны генерации и выходной мощности [172-176]. Асимметричные профили усиления между встречными импульсами приводят к различным эффективности в двух направлениях [177].

В приложениях спектроскопии двойной гребенки для поддержания взаимно однозначного соответствия между оптической и радиочастотной областях, оптическая спектральная полоса пропускания должна удовлетворять критерий Найквиста [178].

Таким образом, несмотря на утверждения авторов [303], что проблема сложной временной структуры впервые теоретически и экспериментально рассмотрена ими, она не является новой и имеет место, как при пассивной, так и при активной синхронизации мод сопровождаемая эффектом гистерезиса [318]. Результаты всех работ указывают на нестабильность в промежутке перехода от одной временной структуры к другой и стабильности режима установившей временной структуры.

Глава 6. Значение управления временными характеристиками лазера с синхронизацией мод в прикладных задачах

6.1 Формирование многобитной информации синхронизованными продольными модами непрерывного лазера

В обычных компьютерах основной единицей измерения объема информации является бит или bit – binary digit – двоичное число.

Один бит равен объему информации одного разряда двоичного числа, который с равной вероятностью может принимать значения 0 или 1.

В микропроцессорных системах для обработки и хранения информации применяется двоичная система счисления использующих только 0 и 1. Также мы знаем, что логическую основу компьютеров составляет Булева алгебра или алгебра логики, основанная на логических аргументах и логических функциях принимающих только два значения 0 или 1. Принятие такой основы было связано с тем обстоятельством, что создать электронное устройство с двумя состояниями проще. Например, триггер, это ключ, который может быть замкнут или разомкнут, или участок твердого тела намагниченный или размагниченный и т. д.

Однако, сегодня мы имеем ситуацию стремительного роста потребности в вычислительных мощностях и разрабатываются всё новые системы с применением параллельного выполнения многих задач, направленные на решение сложных проблем. В связи с этим уже разработаны и выпускаются различные варианты многоядерных микропроцессоров. Потребность к более быстрому решению сложных задач с обработкой большого объема информации в научных исследованиях, безопасности и управления, которые привели к идее создания квантовых компьютеров.

В связи с бурным интересом к данному направлению науки, техники и технологии сформулированы основные требования к составным частям - элементной базе и самим суперкомпьютерным системам [180,181]. Среди основных идей по элементной базе квантовых компьютеров наиболее перспективными названы полупроводниковые квантовые компьютеры ядерного

магнитного резонанса (ЯМР), квантовые компьютеры на переходах Джозефсона и квантовые компьютеры на квантовых точках. В качестве уникальной альтернативы к модели полупроводникового квантового ЯМР - компьютера назван полупроводниковый квантовый ЯМР-компьютер с использованием СВЧ и лазерных импульсов, который облегчает задачу анализа и считывания состояний отдельных кубитов. Исследования данного направления ведется целенаправленно и интенсивно, поскольку уже известны создание элементов гибридных квантовых систем, объединяющие квантовый электродинамическую цепь с легированными ионами твердых тел для хранения и обработки квантовой информации [181]. Магнитные ионы служат в качестве когерентных элементов памяти и элементов обратимых преобразований микроволн, оптических кубитов проходящих через кристалл. Среди всевозможных легированных твердых тел, ионы эрбия имеют уникальную возможность для когерентного преобразования микроволновых фотонов в полосе связи около 1.54 нм, используемый для на больших расстояниях [181].

Единицей информации в квантовых компьютерах называется кубит, квантовый бит или qbit – quantum binary digit – квантовое двоичное число.

Разница qbit от bit заключается в том, что в отличие от bit, qbit имеет большой объем информации. Каждый кубит является суперпозицией или запутанности n-бит информации и один кубит может иметь 2^n значений. В данном случае получается, что один кубит равен 2^n бит информации. Таким образом, если создать такой компьютер, то он за один раз обрабатывает 2^n раз больше объема информации. Мало того, если этот процесс обеспечивается за счёт квантовых эффектов, то нет необходимости распространения электрического сигнала в электронной схеме требующий гораздо большего времени связанное с процессами переноса и рассасывания носителей зарядов. Это огромный выигрыш во времени, позволяющий ускорить процесс обработки данных привлекает многих разработчиков, новых компьютерных систем - квантовых компьютеров. Исходя из задач, решаемых использованием квантовых компьютеров, сформулированы основные требования к элементной базе в числе которых можно

назвать содержание более 10^3 хорошо различаемых кубитов, возможность перехода в исходное состояния (инициализация), устойчивость внешним воздействиям (стабильность кубитов), быстродействие выполнения логических и других преобразований и достаточно высокая надежность измерения состояния квантовой системы на выходе [180].

Анализ многочисленных исследований связанных с квантовыми компьютерами показали наличие многообразия и в тоже время конкретных задач интересующих ряд влиятельных научных центров и групп[182-187]. Полученные результаты находят широкое обсуждение в публикациях на международных журналах. Конечно, предложить что-нибудь дельное по элементной базе, технологии, структуре, свойствах и способах для квантовых компьютеров это прежде всего большая ответственность. С другой стороны квантовые компьютеры сегодня не изготавливаются серийно, а являются уникальными устройствами и много нерешенных задач находятся в стадии научных исследований и любая новая информация может полезной для создателей и разработчиков квантовых компьютеров. Поэтому авторы предлагают использовать синхронизацию продольных мод лазера и формирование сверхкоротких световых импульсов в качестве источника многобитной информации (оптических кубитов).

Режим синхронизации продольных мод лазера характеризуется достаточно сильной связью набора эквидистантных, в шкале частот, электромагнитных волн с высокой стабильностью, формирующий сверхкороткие световые импульсы. При этом, чем больше число волн тем короче длительность светового импульса. Если каждая синхронизованная волна является носителем одного бита информации, то получается, что чем больше объем информации в одном таком импульсе, тем меньше ее длительность. Это уникальная возможность сжатия информации, которую на сегодняшний день не применяют в квантовых компьютерах.

Применение лазеров с высокой частотой повторения импульсов открывает путь к увеличению среднего поток высших гармоник, генерирующихся в абляционной плазме, содержащей ионы и наночастицы на поверхности различных металлических мишеней [131]. Авторами демонстрируется генерация гармоник

импульсов 37 фс, частотой повторения 150 кГц, длиной волны 1030 нм и энергией 0,5 мДж в различной плазме. Образование плазменных факелов на поверхности углерода, мишени из титана, бора, цинка и марганца выполнялись в ходе лазерной абляции с использованием импульсов длительностью 250 фс. от того же лазера. Абляция смешанного порошка наночастиц бора и микрочастиц серебра. использовался для генерации гармоник с высоким выходом. В углеродной плазме была получена генерация гармоник до сорокового порядка. Оценка эффективности преобразования в лазерной плазме было $\leq 10^{-5}$. Поток излучения для генерации одиночной гармоники в углеродной плазме оценен в $8*10^{13}$ фотонов/с.

Исследование эффективности генерации высоких гармоник в лазерно индуцированной плазме (In, C, CdS, Zns, Ag2S) в зависимости от поляризации излучения накачки, для линейной, радиальной и азимутальной поляризации, проведен в работе [188].

Спектр поглощения наночастиц Pd, Ru, Au (с излучением на длине волны 1064 нм) соответствует для использования наночастиц Au в качестве насыщающегося поглотителя на длине волны 532 нм (вторая гармоника) [189].

Авторами [190] Сообщается об исследовании нелинейно-оптических свойств наноэллипсоидов из оксида меди с использованием длины волны 800 нм и зондирующих импульсов 60 фс на 400 нм. Изучалось влияние ширины запрещенной зоны наночастиц меди и наноэллипсоидов оксида меди на их нелинейно-оптические характеристики. Наноэллипсоиды из оксида меди были измерены как γ = 1,23 × 10–15 см2 Вт–1 и β = 1,0 × 10–11 см Вт–1. соответственно. Обнаружено четырехкратное усиление нелинейной оптической рефракции оксида меди наноэллипсоиды на длине волны 400 нм, зондирующие импульсы 60 фс по сравнению с излучением 800 нм. Также проанализирован нелинейный отклик высокого порядка наноэллипсоидов CuO посредством генерации гармоник высокого порядка импульсов 800 нм, 60 фс в плазме, образующейся при лазерной абляции цели содержащий наноэллипсоида. Получены гармоники до 35-го порядка (E = 50 эВ) в случае одноцветной накачки

и 24-й (30 эВ) в случае двухцветной накачки.

Наночастицы создаваемые путем лазерной абляции (излчение на 800 нм импульсов длительности 200 пс) тонкой пленки золота может служить в качестве нелинейного поглотителя высоких гармоник в диапазоне длин волн от 27 до 115 нм и время релаксации поглотителя составляет 1.6 пс [191]. Нелинейный коэфициент поглощения, плёнки содержащий наночастиц золота (9*10-6 см*Вт-1), нелинейный показатель преломления (3*10-13 см2*Вт-1) интенсивность насыщения ($1.3*10^{10}$ Вт/см^2) было достигнуто применением имп. 35 фс, на 400 нм. Было достигнута излучение до 29 – й гармоники.

Комбинирование квантовых точек с красителями создает дополнительное уменьшение поглощения для второй гармоники. дополнительное уменьшение нелинейного поглощения по сравнению со средой содержащий только квантовые точки $Cd_{0.5}$ $Zn_{0.5}$ S [26]. Измерения показали, что нелинейное поглощение квантовых точек для длины волны 1064 составляет $1.2*10^{-8}$ см/Вт в то время как для второй гармоники 532 нм в растворе содержащий смесь квантовых точек и краситель нелинейное поглощение на два порядка меньше и составляет около $1*10^{-6}$ см/Вт.

Рассмотрим, какими свойствами обладает результат синхронизации нескольких эквидистантных волн и может ли результирующая волна быть носителем многобитной информации. При синхронизации волн, прежде всего, возможна их суперпозиция и формирование результирующей волны. Поэтому, рассмотрим несколько синусоидальных эквидистантных волн, каждый из которых является носителем одного бита информации и могут создавать некую результирующую волну в виде следующей суммы:

$$y\ t\ =\ {}_{j=0}^{k} D * n_{0,j} * \sin\ \ \omega + j * \eta\ t \qquad , \qquad (6.1)$$

где D - амплитуда волн, ω - начальная частота волн, k- число волн, кроме начальной, $n_{m,j}$ – массив из 0 и 1 и количество элементов равного k+1 , определяющий количество суммируемых волн и определяет размер информации результирующей волны , которую назовем лайбит = 2^{k+1} бит (libit - light binary digit - световое двоичное число).

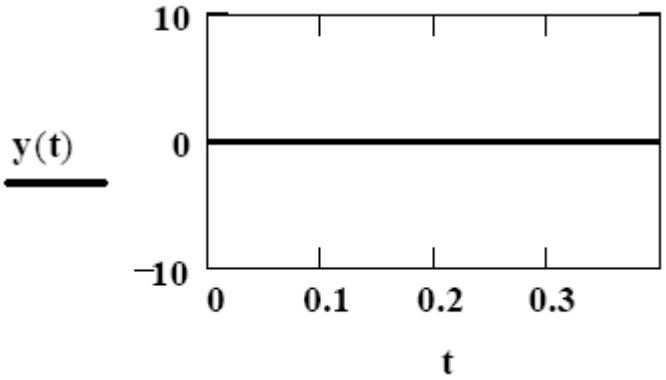
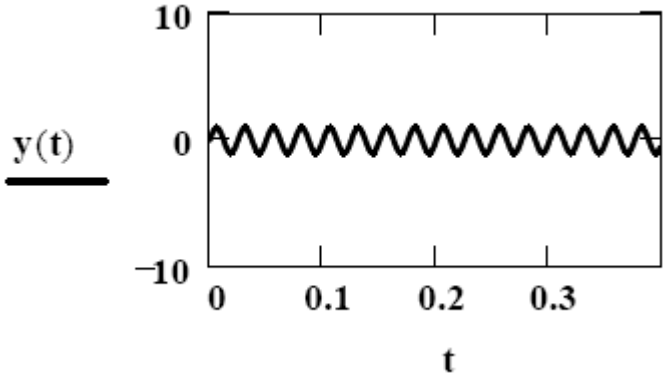
Рассчитаем эту величину для всевозможных значений битов $n_{m,j}$ и лайбит по формуле (6.1).

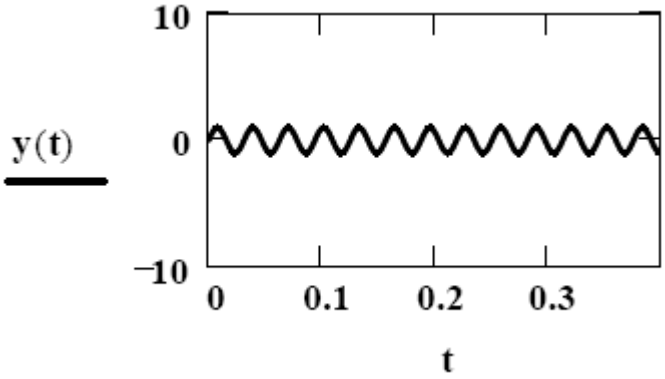
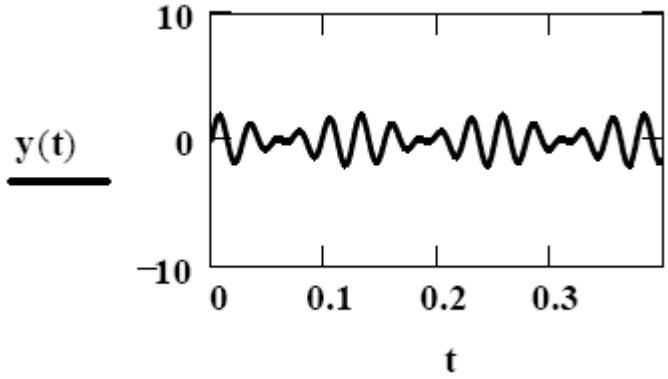
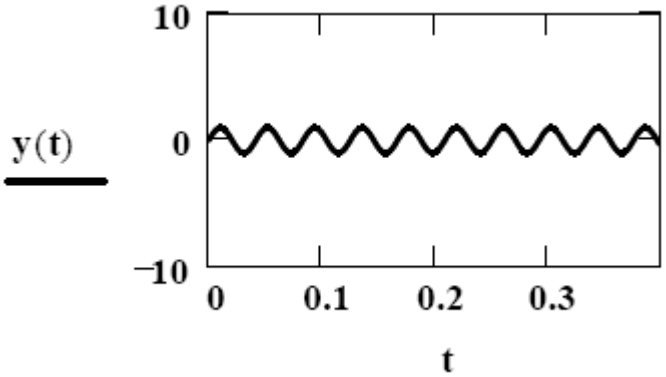
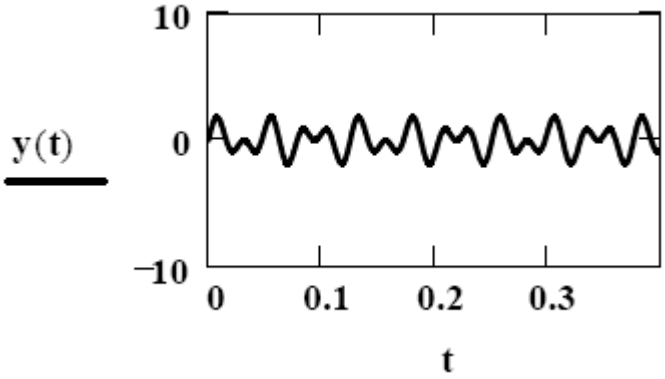
В качестве начальных параметров синусоидального сигнала берем четыре эквидистантные волны с начальной частотой 100 МГц и частотным интервалом между ними равной 50 МГц, амплитуда каждой волны равно 1:

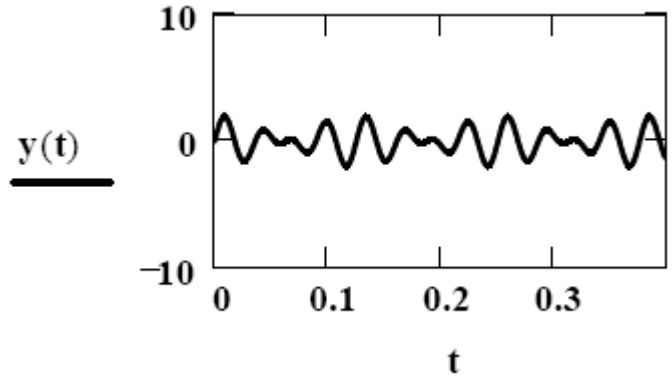
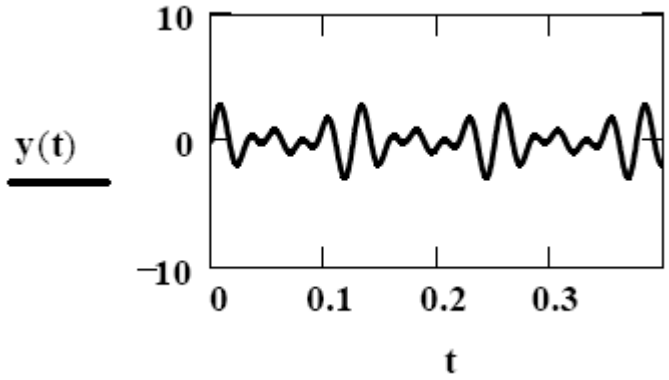
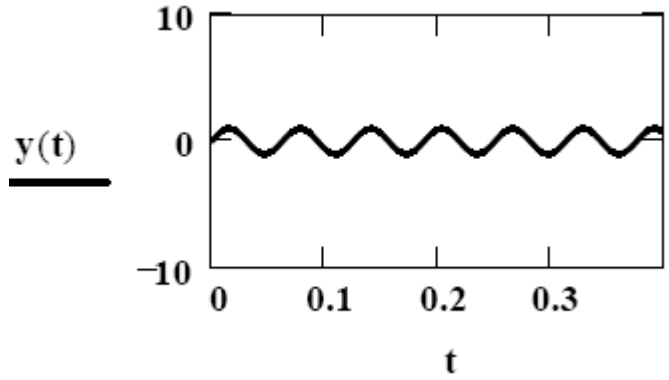
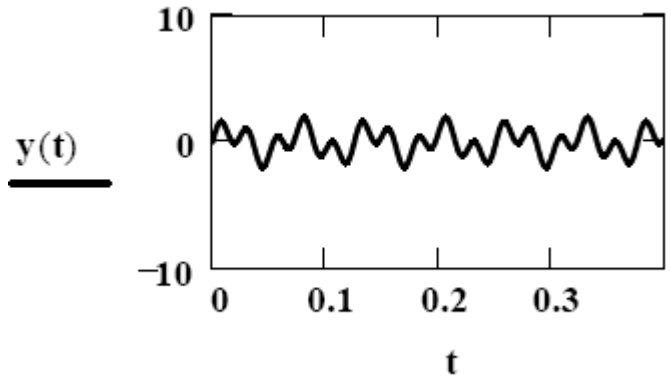
$$\eta := 50 \text{ МГц} \quad \omega := 100 \text{ МГц} \quad k := 3 \quad D := 1.$$

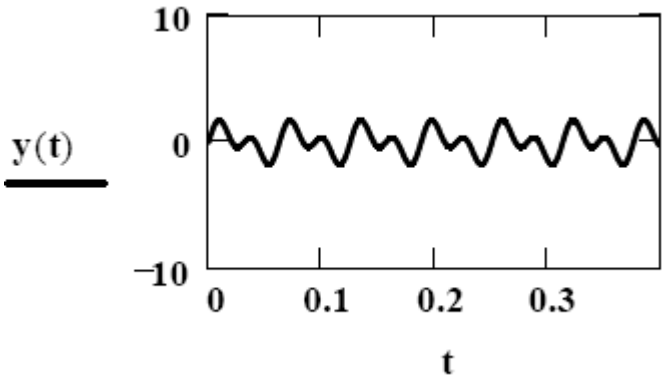
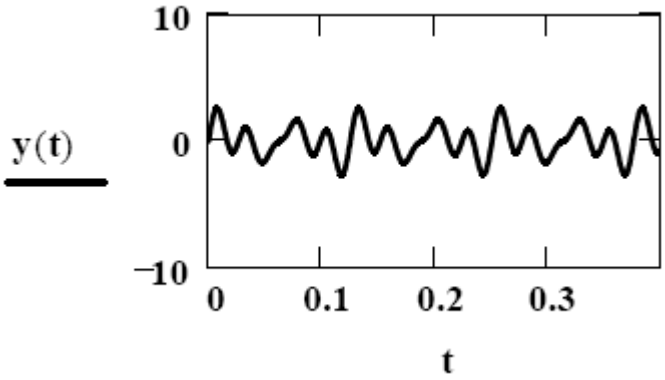
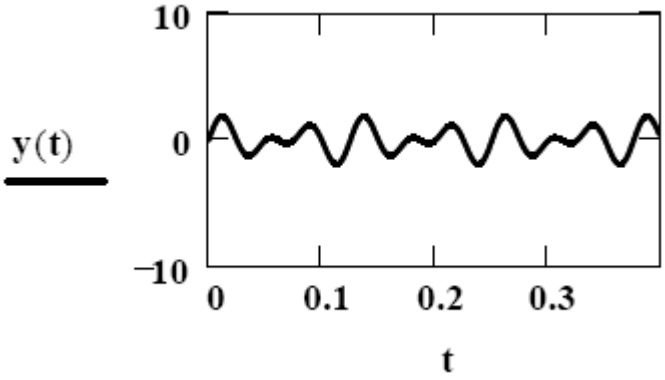
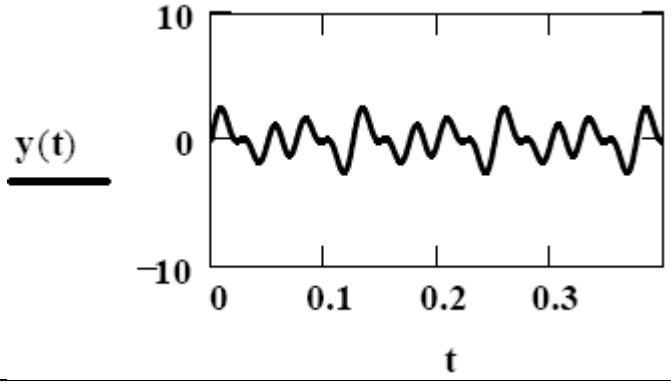
Двоичное число задается в виде однострочной матрицы $n_{0,j}$ содержащий четыре элемента (поскольку k=3 и могут быть варианты j=0,1,2,3). Результаты расчетов приведены в виде таблицы 6.1 [316].

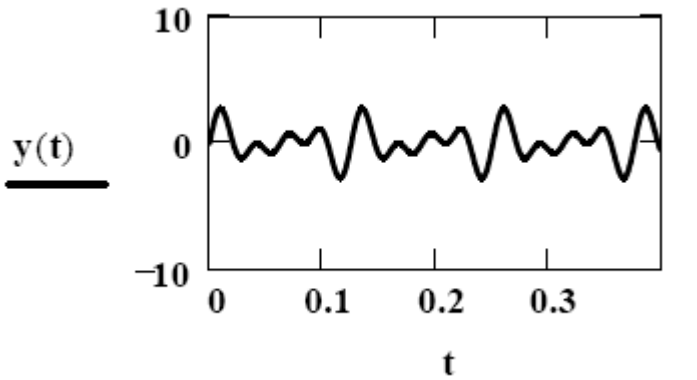
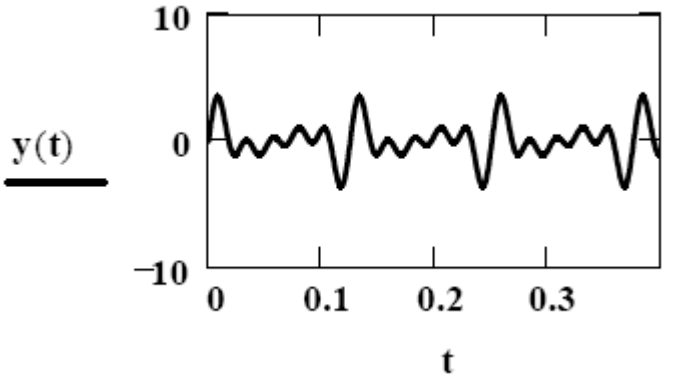
Таблица 6.1 - Зависимость формы результирующей волны от двоичного кода

$n_{0,j}$	y(t) – результат синхронизованных волн - лайбит
0 0 0 0	
0 0 0 1	

0 0 1 0	
0 0 1 1	
0 1 0 0	
0 1 0 1	

0 1 1 0	
0 1 1 1	
1 0 0 0	
1 0 0 1	

1 0 1 0	
1 0 1 1	
1 1 0 0	
1 1 0 1	

1 1 1 0	
1 1 1 1	

Из приведенных в таблице 6.1 результатов видно, что результирующее поле синхронизованных волн за счет интерференции четырёх волн однозначно определяется заданным двоичным кодом $n_{0,j}$ и они хорошо различимы между собой. Результаты работ исследования, режима синхронизации продольных мод, лазеров [192] и возможность создания «частотной гребенки» служащий стандартом высокоточного измерения частот [193]. Действительно описанные в этих работах условия являются примерами реализации условия запутывания, огромного количества электромагнитных волн, имеющего очень большую стабильность [192]. Остается только придумать каким образом, следует кодировать «частотные гребенки» или набор эквидистантных продольных мод согласно заданного двоичного кода количество битов в котором будет определяться количество частот в гребенке или количество продольных мод лазера в режиме синхронизации мод? Для решения этой задачи лучше использовать оптоволоконные системы, где имеются гораздо больше возможности управления взаимодействием множества электромагнитных волн [194].

Другим немаловажным вопросом является то, что каким образом, из

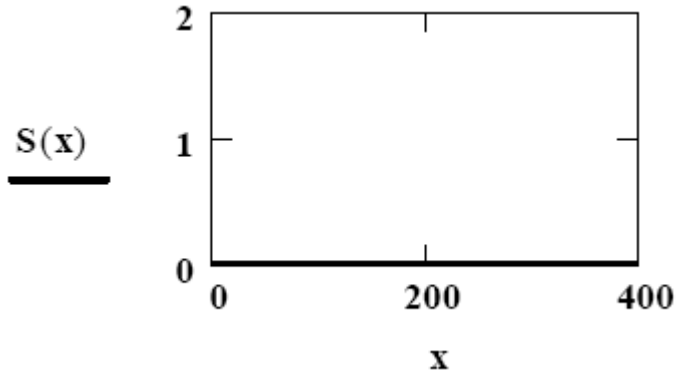
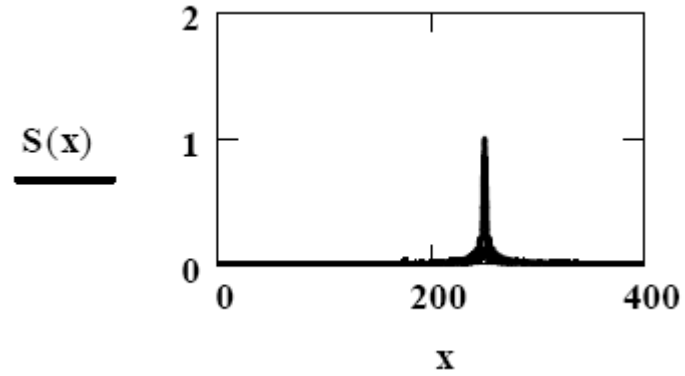
синхронизованных волн можно будет получить информацию о значении двоичного кода $n_{m,j}$. Эта задача связана с определением частотным содержанием синхронизованной волны y(t) , которое называется спектральным анализом. Математическим аналогом спектрального анализа является преобразование Фурье заданного временного сигнала и поэтому нам необходимо будет вычислить функции:

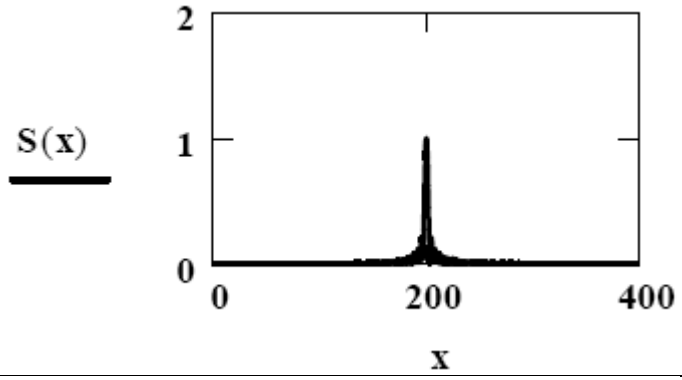
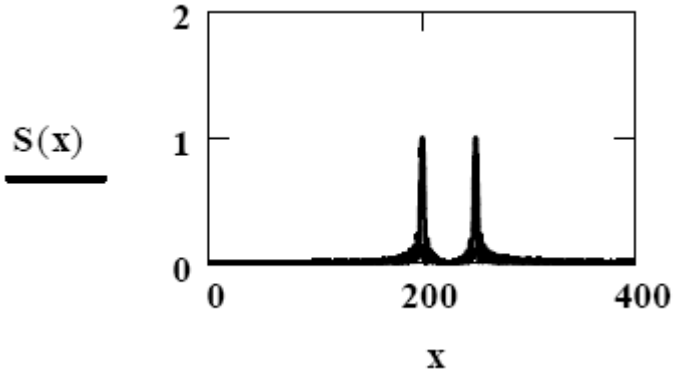
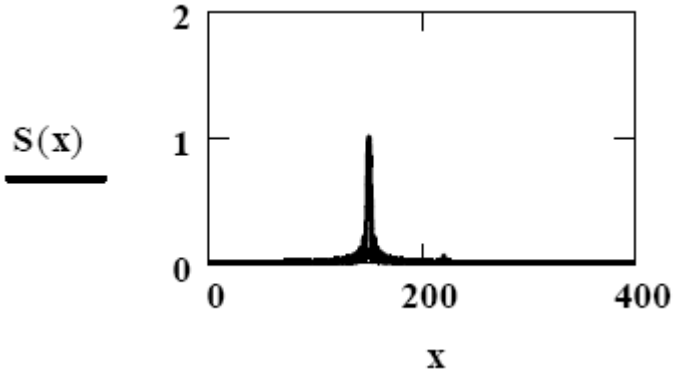
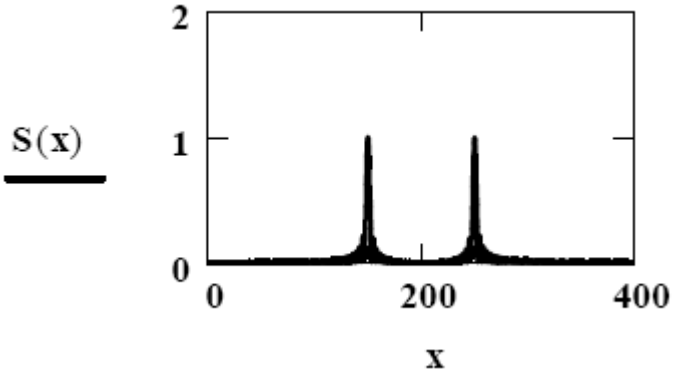
$$S\ x\ =\ \int_{-\infty}^{+\infty} y\ t\ *e^{ixt}\,dt \qquad (6.2)$$

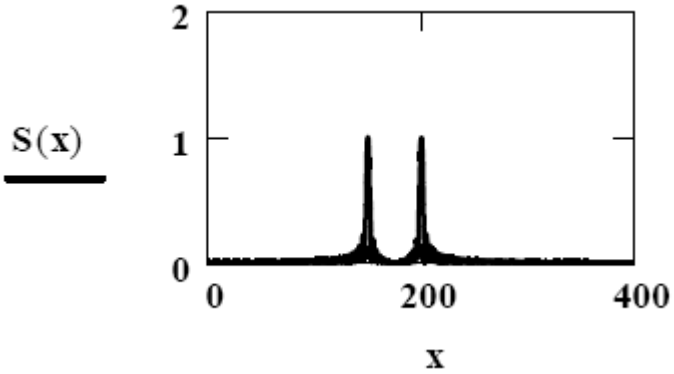
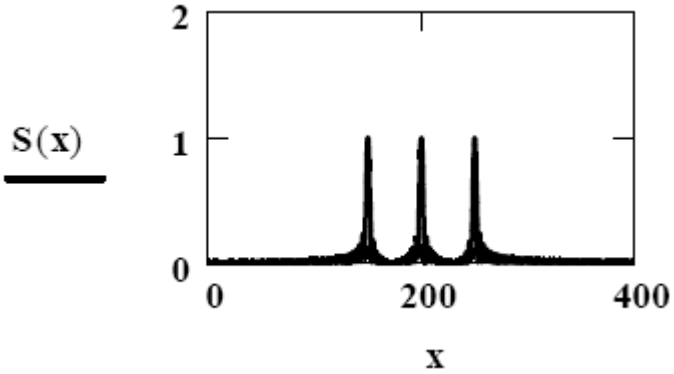
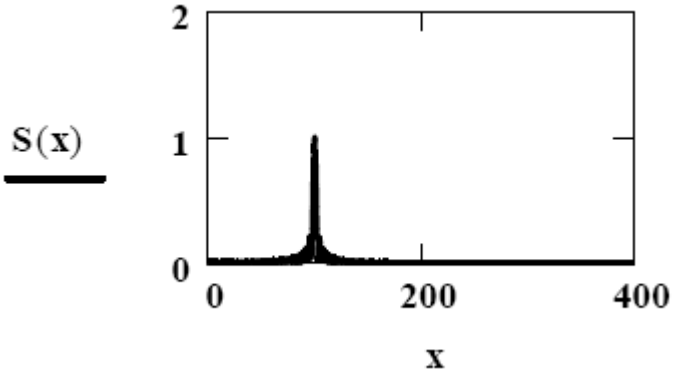
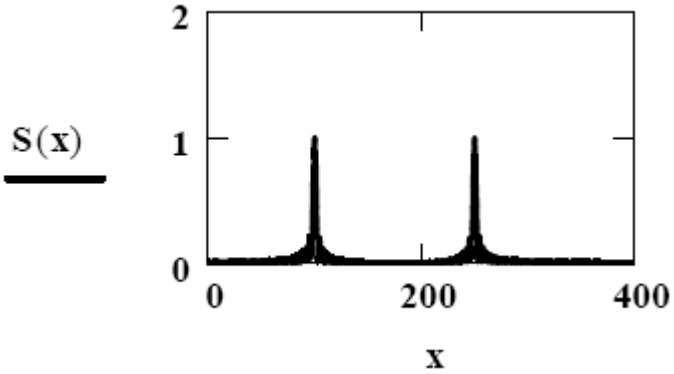
$$S\ x\ =\ S(x) \qquad (6.3)$$

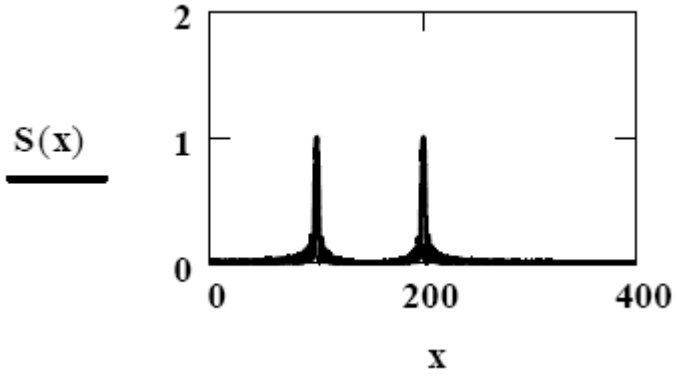
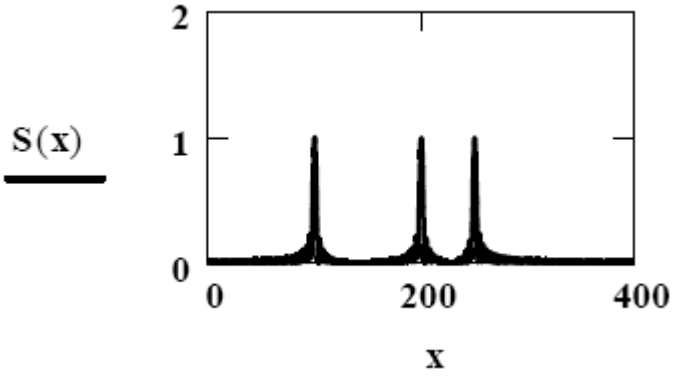
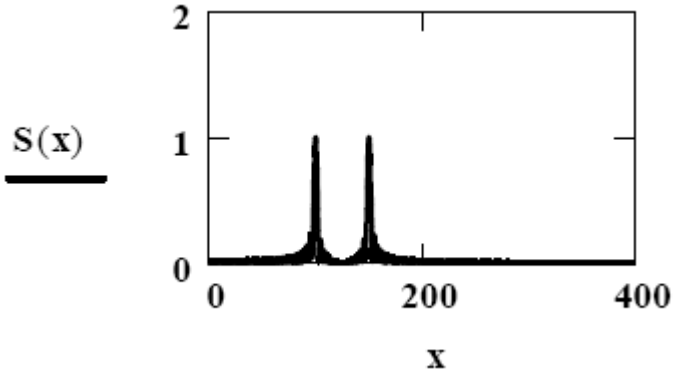
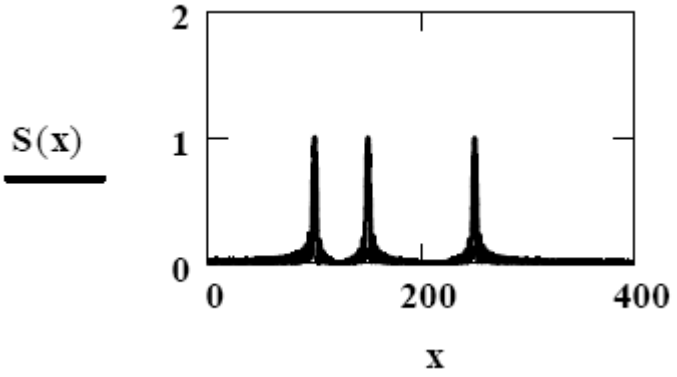
Результаты расчетов приводятся в таблице 6.2 где были заданы начальные условия соответствующие расчетам таблицы 6.1:

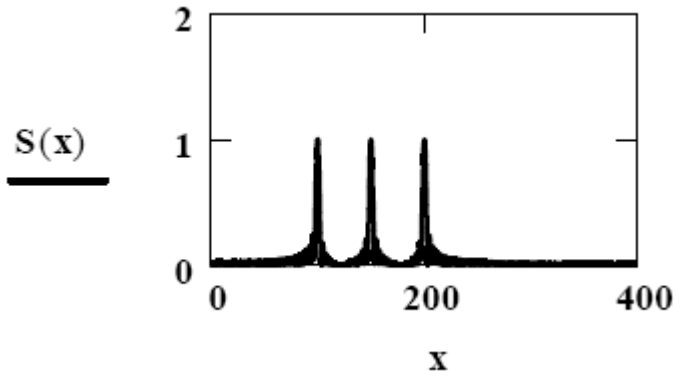
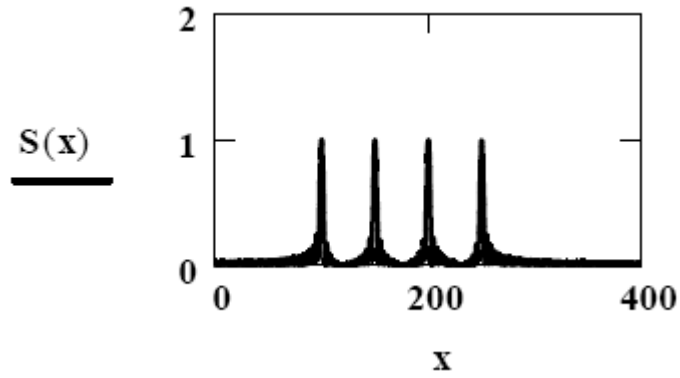
Таблица 6.2 - Зависимость спектра от значения двоичного кода

$n_{0,j}$	|S(x)| - спектр синхронизованных волн (лайбит)
0 0 0 0	
0 0 0 1	

0 0 1 0	
0 0 1 1	
0 1 0 0	
0 1 0 1	

0 1 1 0	
0 1 1 1	
1 0 0 0	
1 0 0 1	

1 0 1 0	
1 0 1 1	
1 1 0 0	
1 1 0 1	

1 1 1 0	
1 1 1 1	

На основе сравнения данных $n_{0,j}$ и $|S(x)|$ приведенных в таблице 6.2 можно отметить однозначное соответствие спектра сигнала двоичному числу, которое было задано при формировании суммарного сигнала y(t). В связи с этим можно сделать следующие выводы:

1. Суммирование волн с кратной разностью частот – эквидистантные волны – «частотная гребенка», являются удобным, для формирования запутанных волн или кубитов (лайбитов).
2. Световой импульс, как результат сложения большого количества гармонических волн, является удобным инструментом считывания информации многобитных квантовых структур (квантовой ячейки памяти или квантового регистра).
3. Синхронизованные эквидистантные волны сохраняют заданное значение многоразрядного двоичного числа – лайбит , которое однозначно выражается в спектре волны.

4. Лазеры работающие в режиме синхронизации продольных мод или излучающие в виде «частотной гребенки» могут быть использованы для формирования лайбит и увеличить объем обрабатываемой информации.
5. Длительность лайбит обратно пропорционально объему информации и чем больше объем информации тем короче длительность лайбит.

6.2 Синхронизация продольных мод кольцевых резонаторов для формирования многобитной информации

Генерация одиночных световых импульсов является основным режимом лазера с активной или пассивной синхронизацией продольных мод. Режим пассивной синхронизации мод, как правило, имеет определенную область существования в координатах величин поглощения - β_0 и усиления - α_0 для слабого сигнала, где необходимо обеспечить отсутствия возможности превышения усиления над поглощением в интервале времени –T между одиночными импульсами [55]. Одиночный импульс должен иметь возможность усиления, а все остальные случайные флуктуации должны подавляться и не расходовать энергию активной среды лазера. Это правило задается условиями отсутствия усиления слабого сигнала для фронта - g_i и среза – g_f одиночного светового импульса.

$$g_i = \alpha_0 - \beta_0 - \gamma - \alpha_0 * \Delta * E \leq 0 \quad , \qquad (6.4)$$

$$g_f = \alpha_0 - \beta_0 - \gamma + E*[3*m*\beta_0 - \alpha_0(1+\Delta)] - 5*E^2*m^2*\beta_0 \leq 0 \quad . \qquad (6.5)$$

Условия (6.4) и (6.5) записаны для лазера с пассивной синхронизацией мод имеющий кольцевой резонатор, содержащий активную среду - 1, насыщающийся поглотитель - 2 и частотно-селективный элемент - 3 (рисунок 6.1) [195,23].

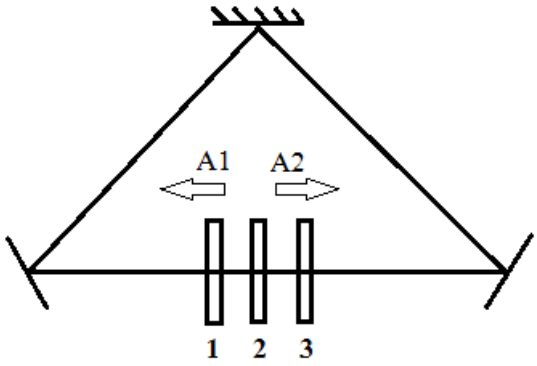


Рисунок 6.1 - Схема кольцевого лазера с пассивной синхронизацией мод

Пороговое условие для данного лазера задается в виде:

$g_0 = \alpha_0 - \beta_0 - \gamma = 0$

где, γ - коэффициент потерь на излучение лазера,

E – энергия одиночного светового импульса,

m – коэффициент определяющий отношение сечения излучения и поглощения,

$\Delta = \exp(T/2*T_{21}^{a})-1$

T – период следования одиночных импульсов,

T_{21}^{a} -время релаксации (восстановления) усиления для трехуровневой усиливающей среды.

Из всей области существования одиночных импульсов наибольшее значение имеет верхняя граница (6.4). Чем больше g_i , тем шире диапазон изменений α_0длязаданного значения β_0 , где можно сохранить стабильный режим генерации одиночных световых импульсов. В условие (6.4) не учитываются ряд процессов имеющие значительное влияние на ширину области существования одиночных импульсов. К этим процессам относятся насыщение поглощения за счет встречи двух световых импульсов [195,23], излучения поглощенной энергии средой поглотителя и размещение поглотителя в собственный кольцевой резонатор, где также возможна генерация встречающихся в поглотителе световых импульсов [307-309]. Размещение поглотителя в отдельном кольцевом резонаторе

является более стабильной схемой чем аналогичная схема с линейным резонатором [196].

Например, если учесть возможность излучения поглотителя, то можно обеспечить более быстрое восстановление поглотителя и расширить область существования одиночных импульсов в сторону больших величин усиления, где достигаются более короткие световые импульсы. Для этого в условие (6.4) введем дополнительное звено обеспечивающий восстановление поглотителя за счет вынужденного излучения под действием генерируемых световых импульсов:

$$g_i = \alpha_0 - \beta_0 - \gamma - \alpha_0 * \Delta * E - \beta_0 * \Delta_в * E \leq 0, \qquad (6.6)$$

где $\Delta_в = \exp(T/2*T_в)-1$ коэффициент обеспечивающий восстановление поглощения за период между одиночными световыми импульсами.

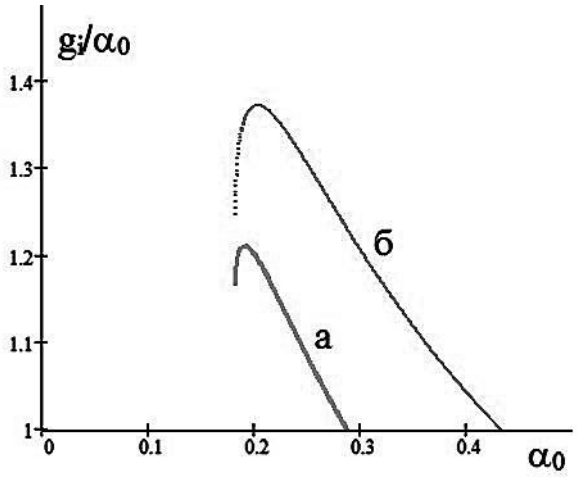


Рисунок 6.2 - Зависимость нормированного значения предельного усиления от коэффициента усиления слабого сигнала при отсутствии излучения поглотителя – **(а)** и наличии излучения–**(б)**

Сравнивая результаты расчетов условий (6.4) и (6.6) можно видеть заметного расширения области существования режима одиночных импульсов лазера при наличии эффекта излучения поглотителя (кривая б на рисунке 6.2). Необходимо отметить, что при выборе меньшой величины $T_в$ область существования становиться еще шире и это закономерно поскольку поглотитель восстанавливается более быстро и обеспечивает надежность сохранения режима

одиночных импульсов.

Вынужденное излучение можно обеспечить образованием отдельного линейного или кольцевого резонатора для насыщенного поглотителя. В принципе таких резонаторов может быть не один а несколько штук с разными размерами (рисунок 6.3). Длинна, одновременно созданных для поглотителя резонаторов, может быть разным и иметь определенное постоянную разницу между двумя соседними по протяженности резонаторами

$L_n - L_{n-1} = \Delta L = const$,

$\Delta t = \Delta L/c = const c = 3*10^8$ м/с - скорость света.

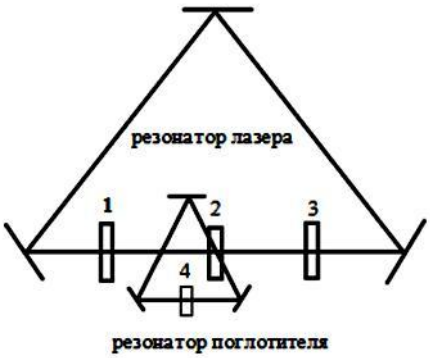


Рисунок 6.3 - Схема лазера с поглотителем в собственном резонаторе

Набор дополнительных резонаторов позволяет формировать последовательность коротких световых импульсов с периодом повторения Δt. Если общая длительность светового импульса $\tau >> \Delta t$, то за счет модуляции добротности резонаторов поглотителя, можно разместить $n = \tau/\Delta t$ бит информацию в одном световом импульсе.

Эффект излучения поглотителя обеспечивает расширение области существования режима синхронизации мод в сторону больших усилений и поглощений и этот режим невозможен при отсутствии данного эффекта. Таким образом лазерная система с дополнительными резонаторами для поглотителя работает в режиме готовности обеспечить генерацию одиночных световых импульсов только при наличии режима излучения насыщенного поглотителя. Обеспечение режима излучения поглотителя для определенной комбинации

резонаторов позволяет достичь режима генерации одиночных световых импульсов которая имеет информацию об этой комбинации. Если используется n резонаторов для поглотителя и каждый резонатор определяет один бит информацию то световой импульс имеет n бит информацию.

Схему резонаторов приводимую в рисунок 6.3 можно легко реализовать в полупроводниковых и волоконных лазерах для формирования многобитной световой информации. Управлением добротности резонаторов поглотителя за счет состояния активного элемента 4 можно управлять информацией размещаемой внутри светового импульса. Объем информации размещаемой в каждом световом импульсе определяется количеством кольцевых резонаторов с насыщающимся поглотителем. Если использовать n поглотителей то объем информации каждого светового импульса будет равен 2^n битам.

Таким образом, обеспечение условия генерации на насыщающимся поглотителе в отдельном резонаторе расширяет пределы существования режима синхронизации мод которую можно использовать для формирования многобитной информации в световом импульсе. Создание условия генерации в насыщенном поглотителе является способом ввода информации в световом импульсе лазера с синхронизацией продольных мод. Чем больше объем информации тем короче длительность формированного светового импульса. Режим синхронизации мод лазера обеспечивает высокую стабильность формируемой многобитной информации имеющий важное значение для цифровых систем приема, хранения, обработки и передачи данных.

6.3 Возможности применения волоконного лазера с насыщающимися поглотителями для обработки цифровой информации

Волоконный лазер, в связи с рядом своих преимуществ, находит все большее применение для решения технических, технологических и научно – исследовательских задач. К числу таких преимуществ можно отнести высокую масштабируемость, низкую стоимость, простые условия эксплуатации,

уникальность и защищенность конструкции резонатора.

Создание волоконных лазеров связано с развитием двух направлений, а именно лазерной физики и волоконной оптики. В 1934 г. американец Норман Р. Френч получил патент на оптическую телефонную систему, речевые сигналы в которой передавались при помощи света по стержням чистого стекла. В 1962 г. был создан полупроводниковый лазер и фотодиод, используемый как источник и приемник оптического сигнала. Повсеместному переходу на технологии волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) мешали высокие затухания в оптическом волокне, поэтому конкуренция с медными линиями была невозможна. Только к 1970 г. компании Corning удалось наладить коммерческое производство оптического волокна с низким затуханием — до 17 дБ/км, а через пару лет — до 4 дБ/км.

Снитцер (Elias Snitzer) который занимался изучением распространения излучения в оптическом волокне [197] первым создал волоконный лазер на кварцевом стекле легированный ионами Nd^{3+} [198].

Оптические волокна использовались в качестве среды уникального свойства для передачи светового излучения на большие расстояния. Одновременно с увеличением расстояния передачи информации решались проблемы уменьшения потерь в оптических волокнах. При достаточно больших расстояниях возникала необходимость дополнительного усиления светового излучения. Одним из способов усиления является прохождение светового излучения через усиливающую среду создаваемого внутри оптоволокна на пути распространения светового потока за счет легирования примесей в состав материала волокна. Как и всякий усилитель оптоволоконный усилитель получал энергию от внешнего источника светового излучения в качестве которого используется лампа, излучающий диод, диодный или другой тип лазера. В связи с этими обстоятельствами начиная с конца 1980 – х волоконные лазеры получили стремительное развитие.

В последние десятилетия развито множество исследований ультракоротких импульсов создание волоконных лазеров на основе технологии пассивной

синхронизации мод. Среди них сверхбыстрые волоконные лазеры на основе естественно насыщаемого поглотителя привлекли большое внимание из-за их автозапуска, высокой стабильности, низкой стоимость и хорошего преимущества совместимости по сравнению с искусственными насыщающимися поглотителями, такими как нелинейное вращение поляризации, нелинейно - оптические петлевые зеркала и нелинейное усиливающее петлевое зеркало [199–202]. Насыщающее полупроводниковое поглощающее зеркало (SESAM) - хорошо зарекомендовал себя устройство синхронизации мод, который нашел широкое применение в твердотельных и волоконных лазерах [203–206]. Однако узкая полоса поглощения, длительное время восстановления и низкий порог повреждения SESAM ограничили его дальнейшее применение. Поэтому новые естественные насыщающиеся поглотители с более высокой производительностью будут разработаны для поддержки разработки сверхбыстрых лазеров. Двумерные материалы с превосходными физическими и химическими свойствами привлекли значительное внимание с момента успешного получения графена [207]. В частности, квантразмерные эффекты, такие, как сильный нелинейный оптический отклик, создаваемый низко размерной структурой, делает 2D-материалы более исключительными элементами [208]. В 2009 году графен был впервые применен в качестве насыщающегося поглотителя в волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод для генерации ультракоротких импульсов [209]. С тех пор было разработано и изучено большое количество 2D-материалов которые продемонстрировали огромный потенциал применения в качестве насыщающегося поглотителя в волоконных лазерах. До сих пор наиболее широко исследованными двумерными материалами в области импульсных волоконных лазеров являются графен [210–218], топологические изоляторы [219–221], дихалькогениды переходных металлов [222–224] и черный фосфор [225–227]. Благодаря широкополосному оптическому отклику 2D-материалов, импульсные волоконные лазеры на основе 2D-материалов, могут работать на разных длинах волн, и связанные с этим исследовательские работы, в основном, сосредоточены на длинах 1 мкм и 1,5 мкм. Методы интеграции, оптоволокна с другими

материалами, создали большое удобство в получении волоконных насыщающихся поглотителей с уникальными свойствами, что в значительной степени способствовало развитию сверхбыстрого оптоволоконных лазеров с пассивной синхронизацией мод. Кроме того, волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод на основе насыщающихся поглотителей с простой конструкцией, простотой эксплуатации и низкой стоимостью также являются идеальной платформой для исследования оптических солитонов. Пассивно использовались различные насыщающиеся поглотители в волоконных лазерах с синхронизацией мод, особенно искусственные, такие как одностенные углеродные нанотрубки [228,229], графен и другие 2D-материалы. За последнее десятилетие большое количество исследований оптических солитонов были исследованы на основе оптоволокнных лазеров с пассивной синхронизацией мод [230–231]. Солитоны в основном группируются в обычные солитоны [232], самоподобные солитоны [233], диссипативные солитоны [234] и солитоны управления дисперсией [235]. В волоконном лазере, солитонный импульс не меняется при распространении из-за точного баланса между линейными и нелинейными эффектами в оптической среде, поэтому солитон не возмущается внешними сигналами, а волноводная структура волокна обеспечивает хорошо распределенное пространственное качество выходного импульса. Благодаря постоянному развитию и исследований оптических солитонов, это также способствует дальнейшему применению сверхбыстрых методов с пассивной синхронизацией мод в волоконных лазерах на основе 2D насыщающихся поглотителей в промышленности, визуализации и связи.

С точки зрения создания миниатюрных источников сверхкоротких световых импульсов большую перспективу имеют полупроводниковые лазеры, где обеспечивается режим синхронизации мод [236]. Результаты, получаемые в режимах пассивной, активной и гибридной синхронизации мод, могут быть значительно улучшены, при правильном выборе конфигурации резонатора которые, однако, не были реализованы авторами [237]. Правильное понимание процесса формирования световых импульсов, в режиме синхронизации мод,

имеет большое значение, при создании насыщающего поглотителя совершенно нового класса [238].

Одним из направлений исследований был связан с совершенствованием применяемых материалов легирования оптоволокна для получения заданных параметров, генерируемого светового излучения. Для легирования в основном применяют ионы щелочных металлов, и за последние годы были достигнут значительное увеличение мощности выходного излучения волоконных лазеров (от 30 Вт в 1997 году до 1 кВт в 2004 году [213]). Наиболее успешно создаются лазеры использованием ионов иттербия для генерации излучения в ближнем инфракрасном диапазоне, длиной волны от 1,06 до 1,07 мкм.

Конструктивно волоконный лазер (рисунок 6.4) как и другие виды лазеров состоит из активной среды и резонатора с отражающими зеркалами обеспечивающие обратную связь (необходимое звено для любого генератора). Активная среда может быть распределена по всей длине или сосредоточена в определенной части оптического волокна. Вместо традиционных отражающих зеркал применяют брэгговские зеркала [213] формируемые непосредственно внутри оптоволокна.

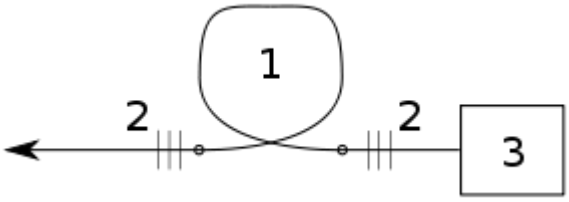


Рисунок 6.4 - Типичная схема волоконного лазера, 1-активное волокно, 2 – брегговские зеркала, 3 – источник накачки

Бреговские зеркала создаются за счет обнаруженного явления фоточувствительности световодов т.е. стабильной зависимости показателя преломления оптоволокна от интенсивности УФ светового излучения [214]. Брегговские зеркала могут быть записаны непосредственно внутри оптоволокна как череда слоев размерами порядка длины волны волоконного лазера с периодически меняющимися показателями преломления по схеме приведенной на

рисунке 6.5. Поскольку создание таких структур требует высокую стабильность создаваемой интерференционной картины, то в качестве источника излучения применяют УФ излучение второй гармоники аргонового лазера длиной волны 244 нм.

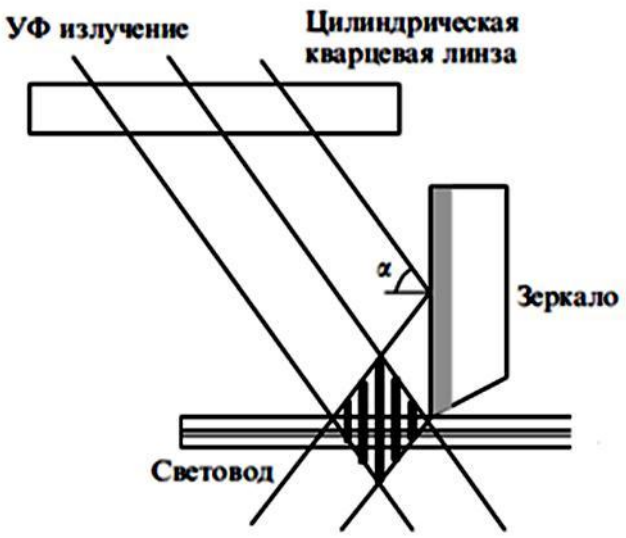


Рисунок 6.5 - Схема записи брегговских отражающих решеток

Активное волокно формируется на основе кварцевого стекла и поскольку оно является прозрачным в ИК области спектра для примеси в основном применяют ионы редкоземельных элементов имеющие ярко выраженные переходы в данной области как это показано на таблице 6.3

Таблица 6.3 - Спектральные данные оптических переходов

Активный ион	Область люминесценции (мкм)	ширина полосы (нм)
Nd^{3+}	0.92 – 0.94 1.05 – 1.1 1.34	20 50 -
Ho^{3+}	1.9 – 2.1	200
Er^{3+}	1.53 – 1.6	70
Tm^{3+}	1.7 – 1.9	200
Yb^{3+}	0.98 – 1.16	180

Из приведенных данных таблицы 6.3 видно, что полоса люминесценции

волоконного лазера является достаточно широким и может обеспечить генерацию сверхкоротких световых импульсов. Поэтому сегодня волоконные лазеры являются одним из основными источниками генерации сверхкоротких световых импульсов [214].

Для накачки активной среды волоконного лазера обычно применяют ввод светового излучения через одного из концов (торцевой) световода как это показано на рисунке 6.4. Недостатком такого способа является возможность использования только одного источника накачки. Существуют и другие виды накачки которые позволяют устранить этот недостаток и вводить в активную среду волоконного лазера излучение от нескольких источников. В качестве примера можно привести схему V-образных канавок рисунок 6.6 [215] и схему применения двойного световода накачки рисунок 6.7 [216].

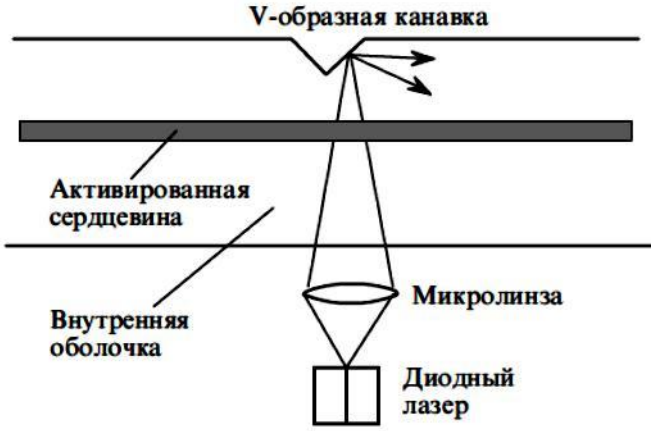


Рисунок 6.6 - Схема накачки V-образных канавок

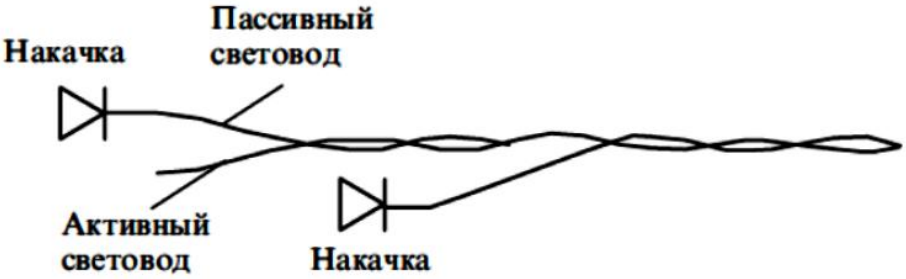


Рисунок 6.7 - Схема накачки двойного световода

Волоконные лазеры, создаваемые сегодня являются основным инструментом инновационных технологий и уникальным источником излучения

для научных исследований в различных областях науки достигли серийного и даже массового уровня производства, что является несомненным подтверждением успеха их применения. Следует особо подчеркнуть, что волоконный лазер занимает лидирующее место по минимальной длительности генерируемых световых импульсов в связи с широкой полосой усиления активной среды. Также нужно отметить, что волоконный лазер и его уникальная конструкция используется для получения «оптической частотной гребенки» имеющий большие возможности применения в системах измерения, приема, передачи и обработки информации в современных цифровых информационных системах[304]. Генерация лазеров с синхронизованными модами в фемтосекундной области открывают уникальные возможности повышения точности измерения времени и частоты [107]. Оптическая частотная гребенка представляет собой излучение лазера спектр, которого состоит из эквидистантно расположенных частот (моды) и расстояние между частотами с высокой точностью сохраняется постоянным. По существу это излучение лазера работающего в режиме синхронизации продольных мод. Частота каждой продольной моды подобна линии на обычной линейке и были использованы для высокоточных спектральных измерений [217].

Частотная гребенка представляет собой Фурье спектр сверхкороткого светового импульса. Для лазеров, работающих в режиме синхронизации мод, она представляет собой набор эквидистантных продольных мод резонатора лазера. При пассивной синхронизации мод генерация двух световых импульсов распространяющихся в противоположных направлениях и встречающихся в насыщающемся поглотителе создается одновременно две частотные гребенки.

Длина волны и интервал между продольными модами двух частотных гребенок могут иметь определенную разницу [239-251]. При суммировании двух частотных гребенок генерируется новая низкочастотная волна измерение которого легко достигается низкочастотными измерительными приборами. Сигнал на частоте биений является носителем спектральной и временной информации двух гребенок. Использованию такого метода посвящается новое направление спектроскопии называемой спектроскопией двух гребенок.

Двугребенчатая спектроскопия сочетает в себе множество достоинств, традиционной спектроскопии и перестраиваемой лазерной спектроскопии, в единой платформе [252–261].

Для проведения спектроскопии образец вводится в один или оба пути оптического луча. Реакция образца кодируется на гребенке этот ответ, затем восстанавливается посредством гетеродинного обнаружения. Точная информация восстановленные данные будут различаться в зависимости от свойств исследуемого образца [262-270].

Использование волоконных лазеров для создания источников излучения с перестройкой в широком спектральном диапазоне стало реальной благодаря достижениям высоких энергетических показателей способствующий проявлению нелинейных эффектов [271-288]. Это явление в нелинейной оптике основателями которого являются всемирно известные ученные Р.В.Хохлов и С.А.Ахманов [18] широко применяется для получения источника лазерного излучения в более длинноволновой области спектра. Оптическое волокно имеющий достаточно большую длину конструктивно удобно для взаимодействия излучения на больших расстояниях когда снижается порог мощности излучения для комбинационного рассеяния света и несмотря на низкие значения сечения комбинационного рассеяния на стекле по сравнению с нелинейными кристаллами оно является значимой.

Первый оптоволоконный лазер применением вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) был создан сразу после появления световодов с низкими оптическими потерями в 1972 г. [289]. В качестве излучения накачки использовалась вторая гармоника импульсного Nd:YAG – лазера (λ=532 нм). Резонатор лазера был образован объемными зеркалами, а излучение накачки вводилась в световод с помощью линзы. Стоксов сдвиг в кварцевом стекле составляет 440 см$^{-1}$, поэтому длина волны выходного излучения равнялась 545 нм. Только благодаря бурному развитию волоконной оптики были созданы целиком волоконные ВКР – лазеры где для ВКР используют излучение самого волоконного лазера [290].

Малое значение стоксового сдвига (430 см$^{-1}$), требовало создание 5-6 пар брегговских решеток внутри световода чтобы за счет генерации стоксовых компонентов высокого порядка получить излучения в области 1,4 – 1,5 мкм. Достижение длины волны до 2,2 мкм стало возможным благодаря использования стоксового сдвига световода из плавленого кварца (рисунок 6.8) с примесями P_2O_5 и GeO_2 в многокаскадном волоконном ВКР – лазере [291].

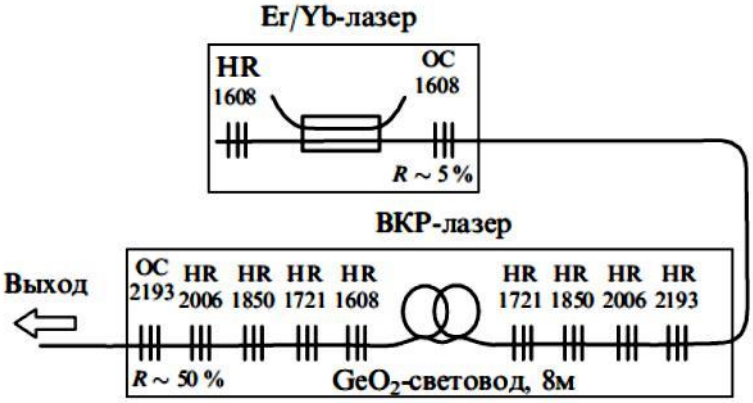


Рисунок 6.8 - Схема четырехкаскадного волоконного лазера с длиной волны излучения 2,2 мкм [121]

На основе проведенного анализа волоконных лазеров можно отдельно отметить следующие их уникальные возможности:

1. Волоконный лазер имеет достаточно большие мощности и генерирует излучение в широком диапазоне длин волн инфракрасного диапазона.
2. Резонатор лазера формируется внутри оптоволокна на любом месте, в любом количестве, для заданного диапазона волн, на любом расстоянии с заданным коэффициентом отражения.
3. Активная среда формируется внутри световода с заданными параметрами и может иметь произвольную длину.
4. Существует несколько способов ввода и вывода излучения в резонатор волоконного лазера (удобный для ввода информации в виде цифрового кода).
5. Длина резонатора может быть достаточно большим.

6. Внутри резонатора и активной среды лазера может иметь место взаимодействие световых волн с возможностью получения некоторой суммарной волны (запутывание волн – формирование qubit) .
7. Волоконные лазеры работают в режиме синхронизации мод и являются источниками сверхкоротких световых импульсов.

6.4 Моделирование воздействия лазерного импульса сложной временной структуры на тепловые процессы в твердых телах

Тепловые процессы, возникающие под действием мощного импульса лазерного излучения короткой длительности, является важным предметом исследования как фундаментальной, так и прикладной науки для развития современных технологий прецизионной обработки твёрдых тел. Сверхкороткая длительность и гигантская пиковая мощность на поверхности твердого тела создают условие для проявления тепловых и нелинейных эффектов в течении короткого интервала времени которую невозможно создать с помощью других источников тепла [292]. Достижения в области генерации сверхкоротких световых импульсов с помощью лазеров с синхронизацией продольных мод, которые имеют возможность управления временной структурой и энергетическими характеристиками позволяют решать совершенно новые задачи прецизионной обработки твердых тел методом лазерной абляции. Следует отметить, что световой импульс, используемый в качестве источника тепла, одновременно служит источником зондирования процесса абляции [293]. В связи с этим нужно обеспечить высокую стабильность, которая достигается при синхронизации мод лазера.

При абляции твёрдых тел возникает ряд других теплофизических и газодинамических эффектов, в том числе образование ударной волны в результате взрывного действия мощного сфокусированного светового импульса, открывающие совершенно новые условия технологии обработки [294]. В зависимости от толщины объекта воздействия, процесс распространения ударной

волны может быть разным, где наибольший интерес представляет распространение ударной волны в направлении абляции [295]. Одновременно с абляционным удалением вещества происходит генерация сверхмощных (мегабарного уровня – 10^2 - 10^3 ГПа) волн давления, что заканчивается генерацией в точке воздействия излучения мощных ударных волн [296]. При этом было отмечено, что параметры процесса абляции металлов начинают зависеть от длительности световых импульсов, когда последние становятся больше чем время охлаждения электронного газа [297]. С практической точки зрения представляет интерес использования ударной волны образованной абляцией для увеличения глубины обработки металлов. Для этого привлекательным является применение не одиночного импульса, а серии импульсов с заданным интервалом следования, сложной структуры или заданной формы [298]. Поэтому исследуем воздействие изменения временных характеристик излучения лазера на процесс абляции в твердом теле, с целью выявить возможности управления характеристиками и эффективного использования возникающей ударной волны.

В теоретической модели, действие лазерного излучения, учитываем через функцию источника в управлении теплопроводности, задавая координатную и временную зависимость интенсивности источника нагрева. При воздействии мощного излучения лазера, материал испаряется, внося потери тепла материала, которую учитываем через граничные условия.

При моделировании действия лазера на материал, исходим из уравнения теплопроводности с начальными и граничными условиями:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + A\ x, t\ , \qquad 0 < x < d \qquad , \tag{6.7}$$

$$T\ x, 0\ = T_0; \qquad 0 \le x \le d \qquad , \tag{6.8}$$

$$\lambda \frac{\partial T(x,t)}{\partial x}_{x=\xi_1} = L_{ev}\rho v_{1Ph};\ -\lambda \frac{\partial T(x,t)}{\partial x}_{x=d-\xi_2} = L_{ev}\rho v_{2Ph};\ \xi_\alpha = {}_0^t v_{\alpha Ph} dt\ , \tag{6.9}$$

где $\rho, c, \lambda, d, T, T_0$ - соответственно плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности, толщина, температура и ее начальное значение для материала образца. Граничные условия (6.9) определяют потери тела на границах из – за испарения ξ_1, ξ_2 - перемещения границ из-за испарения

материала на границах, а скорости перемещения левой v_{1Ph} и правой v_{2Ph} границ определяются формулами:

$$\upsilon_{\alpha Ph} = 0{,}82\frac{P_b}{\rho}\ \frac{m}{2\pi k T_\alpha}^{\frac{1}{2}} \exp\ \frac{\mu L_{e\upsilon}}{R}\ \frac{1}{T_b} - \frac{1}{T_\alpha}\ ;$$

$$\alpha = 1{,}2;\quad T_1 = T\ \xi_1, t\ ,\qquad T_2 = T\ d - \xi_2, t\ ,$$

где P_b давление насыщенных паров при абсолютной температуре T_b, m-масса атома материала, k - постоянная Больцмана, L_{ev} - удельная теплота парообразования, μ – атомная масса вещества, R – универсиальная постоянная газов, T_1,T_2 – соответственно температура левой и правой границ.

Функция источника $A\ x, t$, которая описывает действие лазера на материал образца, задается в следующем виде:

$$A\ x, t\ = J_0 \alpha\ 1 - \gamma\ e^{-\alpha x} f(t)\ \ .$$

Здесь J_0, α, γ - соответственно, интенсивность, коэффициенты затухания и отражения лазера *f(t)* - временная зависимость действия лазера. Интенсивность J_0 удовлетворяет условию нормировки: $J_0\ {}_0^{\infty} f\ t\ dt = F_0$ F_0 - флюенс или плотность энергии лазера (за время действия лазера сколько энергии падала на единицу площади). При численном моделировании задачи (1) – (3) лучше всего от движущих границ, путем преобразования координат, перейти на задачу с фиксированными границами. Нетрудно убедится, при преобразовании координат

$$z = \frac{x - \xi_1}{d - \xi_2 - \xi_1} = \frac{x - \xi_1}{D}$$

границы $x = \xi_1$ и $x = d - \xi_2$ переходят в *z=0* и *z=1*. При таком преобразовании задача (6.7)-(6.9) применяет следующий вид:

$$\rho c\ \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\upsilon_{1Ph}\ 1 - z\ - z\upsilon_{2Ph}}{D}\frac{\partial T}{\partial z}\ = \frac{1}{D^2}\frac{\partial}{\partial z}\ \lambda\frac{\partial T}{\partial z}\ + A\ z, t\ , \qquad (6.10)$$

$$0 < z < 1,$$

$$T\ z, 0\ = T_0\ ; 0 \le z \le 1; \qquad (6.11)$$

$$\lambda\frac{\partial T(z,t)}{\partial z}_{z=0} = D L_{ev} \rho v_{1Ph}(T\ 0, t\ );$$

$$-\lambda\frac{\partial T(z,t)}{\partial z}_{z=1} = D L_{ev} \rho v_{2Ph}(T\ 1, t\ )\ \ . \qquad (6.12)$$

В данной системе уравнений переходим на безразмерные переменные и величины по формулам:

$$T = \frac{T}{T_0};\ \lambda\ T\ = \frac{\lambda\ T}{\lambda\ T_0}\ ;\ C\ T\ = \rho\ \mathrm{T}\ \mathrm{c}\ \mathrm{T}\ ;\quad \mathrm{C} = \ T\ = \frac{C\ T}{C\ T_0};$$

$$D = \frac{D}{d};\qquad t = \frac{t}{t_0}\quad ;\quad \xi_a = \frac{\xi_0}{d}\quad ;\quad \upsilon_{\alpha Ph} = \frac{\upsilon_{aPh} t_0}{d}\quad ;\quad a = 1{,}2;$$

$$k_0 = \frac{\lambda\ T_0\ t_0}{C\ T_0\ d^2}\quad ;\quad A_1 = \frac{\rho d^2 L_{ev}}{\lambda\ T_0\ T_0 t_0}\quad ;\quad A\ z,t\ = \frac{A\ z,t\ t_0}{C\ T_0\ T_0}\ ;$$

$$C\ T\ \ \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\upsilon_{1Ph}\ 1-z\ -z\upsilon_{1Ph}}{D}\frac{\partial T}{\partial z}\ = k_0 \frac{1}{D^2}\frac{\partial}{\partial z}\ \lambda\ T\ \frac{\partial T}{\partial z}\ + A\ z,t\quad ; \tag{6.13}$$

$$0 < z < 1\quad ,$$

$$T\ z,0\ \ = 1;\quad 0 \le z \le 1\ ; \tag{6.14}$$

$$\lambda(T)\frac{\partial T(z,t)}{\partial z}_{z=0} = A_1 D \upsilon_{1Ph}\ T\ 0,t\ \ ;\ \lambda(T)\frac{\partial T(z,t)}{\partial z}_{z=1} = A_1 D \upsilon_{2Ph}\ T\ 1,t\quad . \tag{6.15}$$

В случае, когда вторая граница находится в бесконечности задача (6.13) – (6.15) принимает следующий вид:

$$C\ T\ \ \frac{\partial T}{\partial t} - \upsilon_{1Ph}\frac{\partial T}{\partial z}\ = k_0 \frac{\partial}{\partial z}\ \lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}\ + A\ z,t\ ,0 < z < \infty\quad , \tag{6.16}$$

$$T\ z,0\ \ = 1;\ 0 \le z \le \infty;\quad z = x - \ {}_0^t \upsilon_{1Ph}\ T\ 0,t\ \ \partial t\quad ; \tag{6.17}$$

$$\lambda(T)\frac{\partial T(z,t)}{\partial z}_{z=0}\ \ = A_1 \upsilon_{1Ph}(T\ 0,t\ ;\quad T\ \infty,t\ = 1\quad , \tag{6.18}$$

$$\upsilon_{1ph}(T\ 0,t\ \ = \frac{A_2\, exp\ \frac{\mu L_{ev}}{RT_0}\ \frac{1}{T_b} - \frac{1}{T\ 0,t}}{T\ 0,t}\ ,\ A_2 = 0.82\frac{P_b t_0}{\rho d}\ \ \frac{m}{2\pi k T_0}\ ^{1/2},$$

$$A\ z,t\ \ = A_0 \exp\ -\alpha z\ \ f\ \ t\ ,\ \ \alpha = \alpha d,\ \ A_0 = \frac{F_0 \alpha(1-R)}{c\rho T_0\ {}_0^\infty f\ \ t\ dt}\ .$$

Учет плавления материала производим путем ввода сингулярности в теплоемкость материала, т.е. теплоемкость материала $C\ T$ заменим на $C_{eff}\ T$, для которой выполняется следующее условие:

$$\int_{T_m-\Delta}^{T_m+\Delta} C_{eff}\ T\ \ - C\ T\ \ dT = \frac{\rho L}{C\ T_0\ T_0}$$

Существуют разные выборы функций $C_{eff}\ T$. Выбираем ее как в работе [300].

$$C_{eff}\ T\ \ -C\ T\ \ = D * exp\ \ -\frac{T-T_m\ ^2}{2\delta^2}\ \ ;\quad D = \frac{L}{2\ \ \overline{2}c_s T_0 \delta}\ \frac{1}{\int_0^{\Delta/\ \overline{2}\delta} e^{-\xi^2} d\xi}\ .$$

В дальнейшем черту над безразмерными переменными опускаем, но их подразумеваем безразмерными.

Введем равномерную прямоугольную сетку $x_i = ih_x\ \ i = 0,1,\dots,m$, $t_h = jh_t\ \ j = 0,1,\dots,n$; h_x и h_t – соответственно шаги по переменным x и t.Для решения систем уравнений (6.16)-(6.18) будем использовать следующую явную, конечно- разностную схему [299]:

$$j = 0,1,\dots\dots,n-1$$

$$\lambda_0\ \ T_0^j\ \ \frac{4T_1^{j+1} - T_2^{j+1} - 3T_0^{j+1}}{2h_x} = A_1 \upsilon_{1Ph}\ \ T_0^j\ \ ,\ \ k = 0\ , \qquad (6.19)$$

$$C_{eff}\ \ T_k^j\ \ \ \frac{T_k^{j+1} - T_k^j}{h_t} - \upsilon_{1Ph}(T_0^j)\frac{T_{k+1}^j - T_{k-1}^j}{2h_x}\ \ =$$

$$= k_0\ \ \lambda_{k+1/2}\frac{T_{k+1}^j - T_k^j}{h_x^2} - \lambda_{k-1/2}\frac{T_k^j - T_{k-1}^j}{h_x^2}\ \ +$$

$$+A_k^j, k = 1,\dots,m-1 \qquad (6.20)$$

$$T_m^{j+1} = 1,\ \ k = m \qquad (6.21)$$

$$T_k^0 = 1;\ \ k = 0,1,\dots\dots,m, \qquad (6.22)$$

где $T_k^j = T\ \ x_k, t_j\ \ , A\ \ x_k, t_{j+1}$

Данная схема условно устойчива. Шаги сетки $h_t\ , h_x$ должны удовлетворять следующему условию устойчивости:

$k_0 h_t / h_x^2 < 1\ \ 2.$

Для проверки правильности работы программы численный эксперимент проводим для меди облучаемым лазером и их параметры выбираем как в работе [300].

Таблица 6.4 - Значения параметров численного расчета

Обозначение	Показатель	Численное значение
m	масса атома	$1{,}063\cdot 10^{-25}$кг
c_s	Теплоемкость в твёрдом состоянии	420 Дж/кг
c_l	Теплоемкость расплава	494 Дж/кг
λ_s	Теплопроводность в твёрдом состоянии	380 Вт/мК
λ_l	Теплопроводность расплава	170 Вт/мК
p	Плотность	8960 кг/м^3
T_m	Температура плавления	1358 К
T_{ev}	Температура испарения	2836 К
L	Удельная теплота плавления	$2{,}045\cdot 10^5$Дж/кг
L_{ev}	Удельная теплота испарения	$4{,}793\cdot 10^6$Дж/кг
γ	Коэффициент отражения	0,7284
α	Коэффициент поглошения	$7{,}461\cdot 10^7$м$^{-1}$
T_b	Табличная температура	2883К
P_b	Давление насыщенных паров при температуре T_b	75101 Па
F_0	Флюенс энергии лазера	37 Дж/см^2

Функция действия источника выбираем в виде сумма двух функций Гаусса (см.рисунок 6.9 а)

$$f\ t\ = G_1 exp\ -(t-t1)^2/2\sigma_1^2\ + G_1 exp\ -\ t-t_2\ ^2/2\sigma_2^2\ \ ;\ G_1=2;\ G_2=0{,}5;$$

$$\sigma_1^2=0.0001;\qquad \sigma_2^2=0.002;\qquad t_1=0.05;\qquad t_2=0{,}15\ .$$

Масштабы t_0 , d выбираем, так чтобы безразмерная константа принимало конечное значение. Из-за этого соображения полагаем $t_0=10^{-6}c$, $d=10^{-5}$м $T_0=293K$ При этом константы k_0, A_0, A_1, A_2, D принимают следующие значения:

$$k_0\simeq 1{,}00978;\quad A_0\simeq 64053{,}3856;\quad A_1\simeq 60{,}2993;\quad A_2\simeq 3{,}513\cdot 10^{-4}.$$

На основе полученных результатов приведенных на рисунке 6.10. можно

отметить, что разработанная модель и результаты численных расчетов адекватно отражают тепловые процессы при воздействии светового импульса на выбранный материал. Это хорошо видно на рисунке 6.10 a и b, где показана зависимость скорости перемещения границы испарения и профиля температуры от времени. Также, следует отметить, значения температур достигаемых в процессе воздействия лазерного импульса, соответствует эффективной передаче энергии светового излучения на энергию тепла. Следует особо отметить, что несмотря на меньшую амплитуду эффективность смещения границы испарения вторым дополнительным импульсом является значительным. Совпадение временных зависимостей перемещение границы испарения и скорости его перемещения рисунке 6.10 a-c с заданной формой источника означает корректную связь всех процессов модели. Эта однозначная зависимость, может быть использован, для управления процессом абляции, при использовании импульсов лазерного излучения имеющих сложную временную структуру.

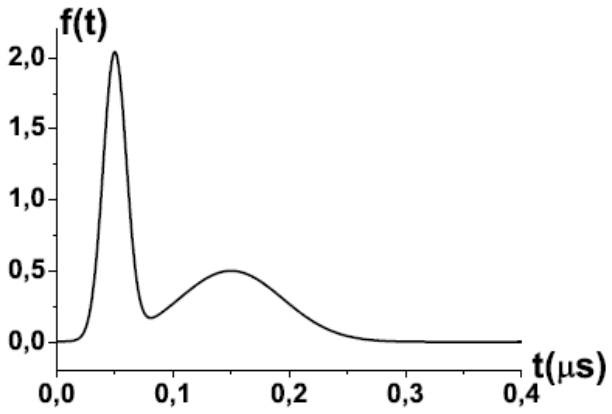


Рисунок 6.9 - Временная зависимость источника

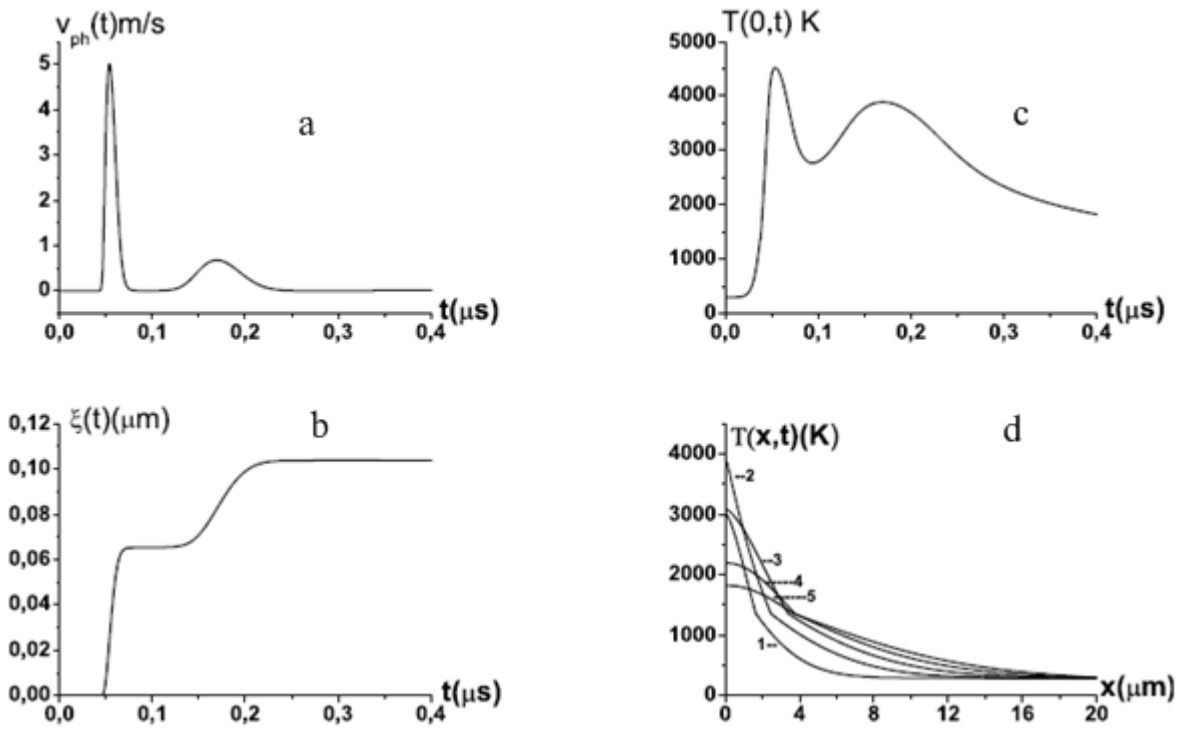


Рисунок 6.10 - Временные зависимости скорости перемещения границы из за испарения - (a), координаты перемещенной границы – (b), температуры на границе x=ξ(t) - (c) и профилей температуры в разных моментах времени скорости перемещения (рисунок 6.10 c) и профиля температуры в момент времени: 1 - t = 0, 08 μs; 2- t = 0, 16 μs; 3- t = 0, 24 μs; 4- t = 0, 32 μs; 5- t = 0, 4 μs; - (d)

Обсуждение полученных результатов

Основные результаты проведенных экспериментальных исследований получили полное объяснение и согласие с численными расчетами теоретических моделей непрерывных лазеров в режиме пассивной и комбинированной синхронизации мод [16,12,23]. Достигнуты минимальные длительности световых импульсов в непрерывных лазерах, являются на порядок меньше чем характерное время восстановления поглощения и усиления, что указывает на значение процессов насыщения. Однако при теоретическом рассмотрении процесса синхронизации мод, авторы учитывают процессы насыщения по значению интенсивности насыщения, что не отражает реальную действительность. Для реальной оценки роли процесса насыщения необходима, учитывать значение энергии насыщения, поскольку она отражает распределение общей энергии излучения на реальную поверхность поперечного сечения излучения. При таком решении ведется учет каждого фотона излучения и реальное поперечное сечение излучения, в усиливающей и поглощающей среде которые могут иметь разные значения. Существенным является то обстоятельство, что таким образом можно учесть разницу в условиях насыщения за счет встречи импульсов в поглотителе и по раздельное прохождение импульсов в усилителя. Учет разницы в условиях насыщения усиливающей и поглощающей среды позволит получить хорошее согласие результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными [68].

На основе экспериментальных исследований, непрерывно действующих лазеров с нелинейным поглотителем в резонаторе, выявлена ведущая роль разницы в условиях насыщения усиления и поглощения, определяемого значением параметра $S = \alpha \frac{A_a}{A_b} \frac{\sigma^b}{\sigma^a}$ [12,317,55].

Для эффективного действия процессов насыщения усиливающей и поглощающей сред, данный параметр должен иметь значение больше единицы, которое может быть обеспечен за счет геометрии резонатора $\alpha \frac{A_a}{A_b} > 1$ и

соотношения между оптическими сечениями переходов поглотителя и усилителя $\frac{\sigma^b}{\sigma^a} > 1$.

В случае кольцевого резонатора реализуется условие, когда значение α=2 и обеспечивается наиболее благоприятное просветление поглотителя. Аналогичные условия создаются при расположении поглотителя в «кратных» положениях по отношению общей длины линейного резонатора.

В случае «кратного» местоположения поглотителя внутри резонатора период следования генерируемых световых импульсов определяется как $T=2z_n/c$, где z_n - расстояние от центра поглощающей среды до ближайшего зеркала. При этом отношение L/z_n является целым и определяет число импульсов на периоде $To = 2L/c$. В результате возникают следующие особенности режима генерации лазера. Световые импульсы, следуя с периодом T, при соответствующем расположении усиливающей среды встречаются попарно в поглощающей среде и по отдельности проходят усиливающую среду. Значительно меньше энергии теряется при просветлении поглотителя и создается условие для эффективного усиления каждого импульса в усиливающей среде. В результате улучшения условия насыщения усиления режим синхронизации мод становится стабильнее по отношению к появлению дополнительных световых импульсов-сателлитов на периоде, что позволяет работать при достаточно больших значениях превышения над порогом генерации. Таким образом, существенного улучшения режима синхронизации мод можно достигнуть при правильном расположении поглощающего элемента внутри резонатора. Однако, по мере использования более тонких насыщающихся поглотителей (толщиной около 10 мкм) и в случае генерации световых импульсов длительностью менее 0,1пс требуется достаточно высокая точность определения «кратных» местоположений для поглотителя. Даже при точном определении этих точек сохранение их положения практически невозможно в виду изменения длины резонатора во времени. Такое неблагоприятное условие в случае линейных резонаторов уменьшает эффективность использования тонких поглощающих элементов. Устранение этого

недостатка оказалось возможным только с использованием кольцевого резонатора лазера. Поскольку временная структура излучения со встречающимися в насыщающемся поглотителе импульсами является энергетически более выгодной, то реализуется именно такой режим генерации. Таким образом, автоматически создается условие встречи импульсов в поглотителе и в результате изменения положения зеркал, образующих резонатор лазера, происходит одинаковое изменение периода следования (обхода) обеих световых импульсов, что не приводит к изменению точки встречи этих импульсов.

Для непрерывного Ar^+ лазера установлено, что для пассивной синхронизации продольных мод необходимо обеспечить условие $S \geq S_{min}$. Значение параметра S определял верхнюю границу области существования режима синхронизации мод, где достигаются максимальные энергетические и минимальные длительности световых импульсов. При этом усиливаются гистерезисные эффекты в мощности излучения лазера, способствующие повышению стабильности режима генерации.

Экспериментальные результаты, подтвержденные численными расчетами, указывают, что влияние энергетических параметров, на верхнюю границу области существования и на длительность световых импульсов является более значимым. В связи с этим для пассивной синхронизации мод введено понятие предельной плотности энергии в поглотителе - $\varepsilon_{п}^{пр}$, величина которой определяет достигаемую глубину модуляции $\varepsilon_{у}^{пр}$ и находится в функциональной зависимости от разницы в условиях насыщения усиления и поглощения, выражаемой параметром S, от величины ненасыщенного поглощения – K_O, ненасыщенного усиления - $\mathbf{G_0}$, времен релаксации усиливающих и поглощающих сред.

Экспериментальными исследованиями зависимости $\varepsilon_{п}^{пр}$, в режиме пассивной синхронизации мод Ar^+ лазера (λ=488 нм), от величины параметра S, ненасыщенного поглощения - K_O и интервала между импульсами – T установлено, что наилучшие характеристики излучения достигаются больших значениях $\varepsilon_{п}^{пр}$. Теоретически невозможно чрезмерное увеличение $\varepsilon_{п}^{пр}$ поскольку это вызывает достаточно легкое просветление поглотителя и слабое

насыщение усиливающей среды. Сохранение достаточной энергии в усиливающей среде способствует появлению новых импульсов на периоде и это понижает верхнюю границу области существования синхронизации мод. Впервые было получено экспериментальное подтверждение существования оптимального значения $S = S_{opt}$, выше которого не наблюдается существенного улучшения характеристик излучения. Результаты экспериментальных измерений показали линейный рост $\varepsilon_{п}^{пр}$ и S_{opt} при увеличении ненасыщенного поглощения K_O.

В связи с тем, что период следования импульсов и времена релаксации усиления и поглощения для исследуемого Ar^+ лазера были соизмеримыми величинами это позволял изучение связи $\varepsilon_{п}^{пр}$ с оптимальным интервалом между импульсами – Т. Установлено, что оптимальный интервал между импульсами соответствует максимальному значению $\varepsilon_{п}^{пр}$.

Поскольку аргоновый лазер применяется для накачки лазера на красителе, имеющий возможность перестройки по длине волны, всегда требуется достижение максимальной мощности в излучении. Для заданного поглощения максимальная мощность достигалось вблизи верхней границы области существования, после чего временная структура излучения содержал один и более дополнительных импульсов сателлит. Поскольку периодичность временной структуры сохранялось, и сигнал биений между продольными модами указывал на сохранение высокой стабильности режима генерации, требовалось определить возможность практического применения периодической последовательности импульсов сложной структуры. Для этого, прежде всего, был установлен механизм появления временных структур в виде групп импульсов в излучении Ar^+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод. Оказалось, что интервал между импульсами может быть, рассчитан исходя из равенства относительных возбуждений усиления для каждого импульса. На границе перехода от одной временной структуры в другую пока нет условия для создания второго полноценного импульса, и формируется импульс сателлит меньшей амплитуды. Численные расчета такой структуры указывает на нарушение спектральной

структуры, что и наблюдается на практике как нарушение стабильности режима синхронизации.

Теоретические модели указывают на то, что лазеры с пассивной синхронизацией мод имеют два условия порога генерации и это хорошо наблюдалось в исследуемом Ar^+ лазере как гистерезисные эффекты в зависимостях средней мощности излучения от направления изменения величины усиления. Наличие гистерезиса указывает на высокую стабильность режима синхронизации мод генерации, определяющий процессами насыщения как поглотителя так и усилителя. Большое значение для процесса насыщения имеет местоположение насыщающегося поглотителя внутри резонатора, которым фактически определяется период световых импульсов.

На основе экспериментальных исследований радиальной зависимости величины поглощения в трубках с различным диаметром канала разработана конструкция газоразрядного поглотителя для пассивной синхронизации мод непрерывного Ar+ лазера. Для пассивной синхронизации мод существуют «кратные» местоположения поглотителя и происходит генерация двух и более периодических импульсов, на одном периоде обхода резонатора, встречающихся в поглотителе. Численными расчетами спектрального состава сигнала биений установлено, что имеет место режим одновременной синхронизации нескольких групп продольных мод. Экспериментальные результаты подтвердили, что имеет место синхронизация для поперечных мод высокого порядка, на нескольких длинах волн и двух наборах продольных мод внутри одного резонатора. Последний, из всех перечисленных случаев, имеет яркое проявление в спектре сигнала биений как появление отдельного сигнала на частоте зависящий от разницы между интервалами мод в группах. Другие случаи, синхронизации нескольких групп продольных, проявляются как генерация дополнительных импульсов сателлит на периоде в временной структуре излучения. Сигналы биений уменьшаются по амплитуде, но их форма сохраняется как свидетельство наличия синхронизации мод.

Для измерения длительности сверхкоротких световых импульсов

применяются косвенные методы регистрации, например измерением полуширины автокорреляционной функции при генерации второй гармоники. Анализ полученных результатов, с учетом генерации нескольких импульсов на одном периоде резонатора, указывают на то, что регистрируемая зависимость не всегда является автокорреляционной. На самом деле может иметь место корреляция одного импульса с другим импульсом из набора на одном периоде. Поэтому форма автокорреляционной функции указывает на сложную структуру импульса. Результаты численных расчетов спектрального анализа импульсов сложной структуры показали, что наиболее сильное изменение спектральной плотности излучения происходит, когда импульсы отличаются по длительности. Если импульсы имеют постоянную длительность, один импульс не отличает от другого в одном периоде резонатора, автокорреляционная функция имеет гладкую структуру. Если форма импульса имеет гауссову структуру, то форма автокорреляционной функции будет гауссовым. Однако если длительность импульсов разные, то это проявляется в негладкой форме автокорреляционной функции и наличия дополнительного пика в ее центре. Это означает нестабильность режима синхронизации мод.

Другим случаем синхронизации нескольких групп продольных мод является генерация лазера на двух длинах волны, когда в результате суммирования продольных мод наблюдается не один сигнал биений, а набор близко расположенных эквидистантных сигналов биений. Интервал между сигналами биений может быть использован для высокоточного определения разницы двух длин волн в излучении. Аналогично можно использовать интервал между сигналами биений для высокоточной регистрации разницы оптической длины резонатора для двух импульсов распространяющихся в противоположных направлениях внутри одного резонатора. Степень точности настолько велико, что используется для создания датчиков в гравиметрии.

Насыщающийся поглотитель является фундаментальной и важнейшей компонентой, который обеспечивает достижения высокой стабильности синхронизации мод лазеров, эффективное и максимальное сокращение

длительности световых импульсов. Экспериментальные исследования режима пассивной синхронизации мод непрерывного Ar+ лазера позволили установить, что параметра S = $\alpha * \frac{A_a}{A_b} > 1$ определяющий разницу в условиях насыщения имеет как критическое $S \geq S_{min} \geq 1$ так и оптимальное значение S_{opt}. Поскольку значение параметра S определяется соотношением оптических сечений поглощающей и усиливающей среды, то можно было ожидать эффективного действия насыщающегося поглотителя при условии $\frac{\sigma^b}{\sigma^a} > 1$.

В целях определения отношения оптических сечений насыщающегося поглотителя и усилителя исследована зависимость величины $\frac{\sigma^b}{\sigma^a}$ на режим синхронизации мод непрерывного лазера на красителе Rh6G. Для этого в струю лазера на красителе, работающего в режиме активной синхронизации мод, дополнительно вводилось раствор красителя поглотителя. Предварительно были определены значения оптических сечений поглощения доступных красителей, таких как БРИЛЛИАНТОВЫЙ ЗЕЛЕНЫЙ и МАЛАХИТОВЫЙ ЗЕЛЕНЫЙ полосы, поглощения которых находились в пределах спектра излучения лазера на Rh6G. Был определен диапазон длин волн выполнения условия $\frac{\sigma^b}{\sigma^a} > 1$ для эффективной работы поглотителя и начальная концентрация поглощающегося красителя в струе стандартного лазера на красителе Rh6G. Таким образом, впервые, в качестве нелинейного поглотителя, был использован МАЛАХИТОВЫЙ ЗЕЛЕНЫЙ, для комбинированной синхронизации мод непрерывного лазера на Rh6G позволил вдвое уменьшить длительность генерируемых импульсов (до 0.7 ± 0.2 пс) и существенно повысить стабильность характеристик излучения. Следует отметить, что эффективное действие МАЛАХИТОВОГО ЗЕЛЕНОГО было фиксировано только в пределах длин волн, где выполнялось условие $\frac{\sigma^b}{\sigma^a} > 1$. Таким образом, экспериментально, было подтверждено существование необходимого условия для предварительного выбора, насыщающегося по оптическому сечению поглощения.

Режим активной синхронизации мод обеспечивает достижение

оптимальных характеристик при точном согласовании длины резонаторов лазера накачки и синхронизуемого лазера. Разница в длинах резонаторов в сторону положительных значений приводит ухудшений характеристик, а в сторону отрицательных приводит к срыву режима синхронизации мод. Поэтому согласование длины резонаторов при активной синхронизации мод всегда оставалось трудной задачей. При использовании МАЛАХИТОВОГО ЗЕЛЕНОГО в струе красителя Rh6G был, достигнут высокая стабильность не только для точного согласования длины резонаторов, но и в области отрицательных рассогласования.

Дополнительно к резкому сокращению длительности световых импульсов экспериментально установлена возможность существования импульсов минимальной длительности в области отрицательных рассогласований длин резонаторов лазера на красителе и лазера накачки при комбинированной синхронизации мод. Не критичность в согласовании длин резонаторов при комбинированной синхронизации мод связывается с появившимся дополнительным механизмом синхронизации мод, а именно пассивной синхронизации мод, которая сохраняется в случае срыва и логического нарушения процесса активной синхронизации мод.

В известную теоретическую модель режима активной синхронизации мод близкой к лазеру на красителе Rh6G был дополнен нелинейным поглощающим элементом. Следует отметить, что результаты численных расчетов, в теоретической модели, показали полное качественное согласие с результатами экспериментальных измерений комбинированной синхронизации мод лазера на красителе Rh6G, только при создании разницы в условиях насыщения усиливающего и поглощающего элемента, аналогично условию $\frac{\sigma^b}{\sigma^a} > 1$ в эксперименте. С одной стороны, это подтверждает важность выбора параметра S , а с другой стороны это указывает на возможность предварительного выбора насыщающегося поглотителя по оптическим характеристикам для их эффективного действия в системах сжатия импульсов, пассивной и комбинированной синхронизации мод. Это имеет фундаментальное и прикладное

значение для вновь разрабатываемых систем генерации сверхкоротких импульсов.

Уникальным достижением в области управления временным и спектральным характеристиками лазеров было создание гребёнки оптических частот [107], где обеспечивается высокая стабильность синхронной генерации эквидистантных продольных мод резонатора лазера нашедшего применение в спектроскопии сверхвысокого разрешения. В этом случае каждый элемент частотной гребенки представляет собой электромагнитную волну на заданной частоте, и все элементы вместе являются создателем общего короткого импульса. Таким образом, формированный импульс является носителем информации в виде набора эквидистантных волн. Аналогично синхронизация продольных мод обеспечивает формирование периодическую последовательность световых импульсов каждая, из которых содержит информацию о каждой продольной моде резонатора лазера. Если предположить, что каждая мода является носителем одного бита информации то импульс, сформированный за счет n продольных мод, становится носителем n бит информации. Как в частотной гребенке каждая мода является источником информации, так и здесь импульс становится носителем много битной информации. Для применения такого источника информации в телекоммуникационных системах, необходимо решить проблему обеспечения высокой стабильности и компенсации внешних воздействий приводящих к возникновению шумов во временной структуре излучения. В этом плане существенную роль играет глубина модуляции, которая становится оптимальной при использовании комбинированного метода синхронизации продольных мод обеспечением необходимых условий насыщения как усиливающей, так и поглощающей средах лазера. С учетом возможного применения в микроэлектронных системах передачи и обработки информации наиболее перспективными являются вновь разрабатываемые лазеры на квантовых точках, работающих в режиме синхронизации мод. Отдельные продольные моды которых могут быть кодированы и расшифрованы использованием дифракционных решеток.

Современные дифракционные решетки имеют разрешение на уровне $R=\lambda/\Delta\lambda = 2*10^5$ и для λ = 500 нм величина $\Delta\lambda = 2.5*10^{-12}$ м. Это указывает на минимальный шаг между продольными модами лазера. В лазерах на основе квантовых точек, используемых для систем телекоммуникации, приводятся данные, что продольные моды имеют частотный интервал 160 ГГц и определяется длиной кольцевого резонатора с радиусом 5 мкм. Генерация лазера происходит в пределах 1313 – 1317 нм. Величина $\Delta\lambda$ для двух соседних продольных мод такого лазера составляет 10^{-9} м. Сравнивая можно сделать вывод, что разрешение дифракционных решеток в полной мере обеспечивают пространственное разделение отдельных каналов кодирования продольных мод.

Другим способом управления отдельных продольных мод может быть создание условия генерации насыщающегося поглотителя, в отдельном резонаторе, который дополнительно расширяет пределы существования режима синхронизации мод.

Формирование квазиимпульсов, в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод, широко обсуждается с акцентом на создание молекулярных, жидкостных, твердотельных солитонов, каждый из которых может стать источником нескольких битов информации, названный в современной технике как кубит. Поскольку солитон означает устойчивую уединенную волну. предлагается соединить множество таких уединенных устойчивых волн и получить устойчивую структуру наподобие молекул. Как каждая молекула является уникальной, устойчивой структурой и носителем информации, так и молекулярный солитон может стать носителем информации, объем которой определяется количеством и структурой соединенные между собой солитонов. Важно отметить, что все соединенные в молекуле солитоны должны сохранять взаимную когерентность. Когерентность солитонов можно проверить путем измереня автокорреляционной функции молекулы солитона. Если автокорреляционная функция отражает все соединенные солитоны, то можно утверждать, что когерентность сохраняется.

Экспериментальные измерения показали, что при пассивной синхронизации мод волоконных лазеров световые импульсы формируются в виде квазиимпульсов, и каждый импульс на периоде резонатора состоит из набора коротких импульсов. Запись автокорреляционной функции подтверждает, что когерентность импульсов внутри квазиимпульса сохраняется. В связи с этим можно утверждать, что импульсы сложной структуры и квазиимпульсы формируемы при больших мощностях Ar+ лазера являются когерентными и могут быть использованы для процессов, где это их свойство имеет важное значение.

Одним из направлений применения когерентных квазиимпульсов является создание сверхкоротких импульсов при генерации гармоник высокого порядка, где нужно сохранить условие когерентности для всех генерируемых гармоник. Только при выполнении условии когерентности можно достичь интерференции волн гармоник и формирование короткого волнового пакета. Поскольку для отдельного импульса это условие достигается в пределах его длительности, то использование квазиимпульса из множества когерентных импульсов открывает путь к дальнейшему увеличению количества генерируемых гармоник лазера накачки. Прямым следствием этого является дальнейшее сокращение длительности волнового пакета.

Другим немаловажным применением когерентных импульсов сложной структуры является процесс абляции в твердых телах. Теоретические расчеты подтверждают, что эффективность смещения границы испарения, дополнительным импульсом сателлит, является значительным. Световые импульсы лазерного излучения в режиме синхронизации мод, имеющие сложную временную структуру с высокими энергетическими характеристиками, могут быть использованы, для управления процессом абляции. Учет когерентности формируемых новых низкочастотных волн может иметь большое значение для их дальнейшего взаимодействия и влияния на процесс абляции.

Выводы

Основные научные результаты диссертации

В диссертационной работе получены следующие результаты:

- Эффективное действие медленного насыщающегося поглотителя в непрерывных лазерах определяется созданием разницы в условиях насыщения определяемого параметром $S = \alpha \frac{A_a}{A_b} \frac{\sigma^b}{\sigma^a}$ [17-А],[26-А],[31-А];
- Использование насыщающегося поглотителя повышает стабильность генерации непрерывного лазера в режиме пассивной и комбинированной синхронизации мод [10-А], [30-А];
- Разработан газоразрядный поглотитель для пассивной синхронизации мод непрерывного Ar+ лазера [18-А], [32-А];
- Гистерезисные явления в непрерывных лазерах с пассивной синхронизацией мод связаны с процессами насыщения усиливающих и поглощающих сред [15-А], [20-А];
- В случае использования усилителя и поглотителя как отдельные части, разница в условиях насыщения достигается за счет геометрического сечения пучков в каждой компоненте, «встречей» импульсов внутри поглотителя и раздельном прохождении их через усиливающую компоненту, а также процессами когерентного взаимодействия формируемых световых импульсов в усилителе и поглотителе [19-А],[23-А],[24-А];
- Существует критерий выбора насыщающегося поглотителя для комбинированной синхронизации мод непрерывного лазера на красителе по спектральным характеристикам ($\sigma_п / \sigma_у > 1$) [5-А], [16-А];
- Сложная временная структура излучения непрерывного лазера в режиме пассивной синхронизации мод имеет высокую стабильность, и периодические квазиимпульсы являются когерентными [4-А], [6-А], [36-А];
- В процессе формирования временной структуры излучения непрерывного лазера большое значение имеет энергетические характеристики излучения,

которые и определяют существования оптимальной разницы в условиях насыщения S_{opt} [2-A], [21-A];

- Численные расчеты спектров подтверждает возможность одновременной синхронизации нескольких групп продольных мод в непрерывных лазерах с синхронизацией мод [8-A], [11-A], [12-A];
- Создание условия генерации в насыщенном поглотителе является способом ввода информации в световом импульсе [3-A], [9-A], [29-A], [33-A];
- Непрерывные лазеры с синхронизацией продольных мод могут быть использованы для формирования многобитной информации [13-A], [14-A], [22-A], [25-A], [35-A];
- Периодические импульсы сложной структуры и квазиимпульсы способствуют повышения эффективности процесса лазерной абляции [7-A], [27-A], [28-A], [34-A];

Список литературы

А) Список использованных источников

1. Paul P. M. Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation [Text] / Paul P. M. et al. // Science – 2001. – Vol.292 – P.1689-1692.
2. Kling F. Attosecond Electron Dynamics [Text] / Kling F. and Vrakking J.J. // Annual Review of Physical Chemistry – 2008. Vol. 59(1) – P. 463-492.
3. Cavalieri A. L. 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua [Text] / Cavalieri A. L., Goulielmakis E., Horvath B., Helml W., Schultze M., Fieß M., Pervak V., Veisz L., Yakovlev V. S., Uiberacker M., Apolonski A., Krausz F., Kienberger R. // New J. Phys. – 2007. – Vol. 9 – №7 – P. 242-1–242-12.
4. Haus H.A. Mode-locking of Lasers [Text] / H.A. Haus // IEEE J. on selected topics in Quant. Electron. - 2000. -V.6. -№ 6. - P.1173-1185.
5. Haus H.A. Theory of mode-locking with slow saturable absorber [Text] / H.A. Haus // IEEE J. Quant. Electron. - 1975. - V.11. - № 9. - P.736-746.
6. Басов Н.Г. Изменение формы импульса света при нелинейном усилении [Текст] / Н.Г. Басов, В.С. Летохов // ДАН СССР. - 1966. - Т.167. - №1. - С.73-76.
7. Ganeev R.A. Comparison studies of high-order harmonic generation in argon gas and different laser-produced plasmas [Text] / R.A. Ganeev, G.S. Boltaev, V.V. Kim, M. Venkatesh, C. Guo // OSA Continuum – 2019. – Vol.2 (8) – P.2381-2390.
8. Christov I. P. High-Harmonic Generation of Attosecond Pulses in the “Single-Cycle” Regime [Text] / I. P. Christov, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn // Phys. Rev. Lett.- 1997. – Vol.78(7) – P.1251-1254
9. Li S. Q. Ultrathin gold nanowires as broadband saturable absorbers for ultrashort pulsed lasers [Text] / S. Q. Li, C. J. Lv, H. Y. Luo, et al. // Laser Phys. Lett. - 2022. – Vol. 19(9) – P. 095102.

10. Zhao X. L. Integration and applications of nanomaterials for ultrafast photonics [Text] / X. L. Zhao, H. Jin, J. Y. Liu, et al. // Laser Photonics Rev. - 2022. – Vol. 16(11) – P. 2200386.

11. Chen S. Wavelength-dependent nonlinear absorption of gold nanobipyramids with large saturable modulation depth [Text] / S. Chen, Y. Gao, R. P. Niu, et al. // Opt. Laser Technol. - 2022. – Vol. 147– P. 107686.

12. Гафуров Х.Г. Повышение стабильности непрерывного лазера на красителе с синхронным возбуждением при введении нелинейного поглотителя [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д.П. Криндач, В.А. Нехаенко, А.Г. Яковлев // Квантовая электроника. - 1985. - Т.12. - № 6. - С.1279-1282.

13. Нехаенко В.А. К теории синхронной накачки лазеров на красителях / [Текст] / В.А. Нехаенко // Квантовая электроника. - 1981. - Т.8. - № 4. - С.734-744.

14. Maiman T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby [Text] / T. H. Maiman // Nature . – 1960 - V.187. - №6. - P. 493-494.

15. Javan J. Population inversion and continuous optical master oscillation in an gas discharge containing a He-Ne mixture[Text] / J. Javan, W.R. (Jr.) Bennett, D.R. Herriott // Phys. Rev. Lett.-1961. - V.6. - №3. - P.106-110.

16. Haus H.A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber [Text] / H.A. Haus // Journal of Applied Physics. - 1975. - V. 46. - №7. - P. 3049-3058.

17. Ладугин М.А. Температурная зависимость пороговой плотности тока и внешней дифференциальной квантовой эффективности в полупроводниковых лазерах (λ =900-920 нм) [Текст] / М.А. Ладугин, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, А.А. Подоскин, Н.А. Рудова, С.О. Слипченко, И.С. Шашкин, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов // Физика и техника полупроводников. - 2010. - Т.44. - Вып.10. - С.1417-1420.

18. Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики [Текст] / Р. В. Хохлов, С. А. Ахманов - М.: АН СССР, Институт научной информации, 1964. - 298 с.

19. McClung F. J. Giant Optical Pulsations from Ruby [Text] / F. J. McClung, R. W. Hellwarth //Appl. Opt. - 1962. - V.1 - P.103-105.

20. Hargrove L. E. Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intra-cavity modulation [Text] / L. E. Hargrove, R. L. Fork , M. A. Pollack // Appl. Phys. Lett. - 1964. - V.5. - №1. - P 4-5.

21. Виноградова А.А. Временная структура генерации аргонового лазера при пассивной синхронизации мод [Текст] / А.А. Виноградова, Д.П. Криндач, Б.И. Назаров // Квантовая электроника. - 1979. - Т.6. - №3. - С.625-629.

22. Rosen D. A subpicosecond tunable ring dye laser and its applications to time resolved fluorescence spectroscopy [Text] / D. Rosen, A.G. Doukas, Y. Budansky, A. Katz, R.R. Alfano // IEEE J. Quant. Electron. - 1981. - V.17.- № 12. - P.2264-2266.

23. Дитель В. Влияние периодичности насыщения в поглотителе лазера на красителе с пассивной синхронизацией мод [Текст] / В. Дитель, Д. Кюльке, В. Рудольф, Б. Вильгельми // Квантовая электроника.-1983.-Т.10.-№1.-С.79-86.

24. Mourou G.A. Generation of pulsed shorter than 70 fs with a synchronously pumped CW dye laser [Text] / G.A. Mourou, T. Sizer // Opt. Commun.-1982. - V.41.- № 1. - P.47-48

25. Matsas V. Self-starting, passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting non-linear polarisation rotation [Text] / V.Matsas, T.Newson, D. Richardson, D.N. Payne // Electron. Lett. - 1992. - Vol.28 - P. 1391-1393.

26. Boltaev G.S. Optical limiting, nonlinear refraction and nonlinear absorption of the associates of $Cd_{0.5}Zn_{0.5}S$ quantum dots and dyes [Text] / G.S. Boltaev, D.J. Fu, B.R. Sobirov, M.S. Smirnov, O.V. Ovchinnikov, A.I. Zvyagin, ... // Optics express – 2018.- Vol.26 (11) – P. 13865-13875

27. Ma D. 37.4 fs pulse generation in an Er:fiber laser at a 225 MHz repetition rate [Text] / D. Ma, Y. Cai, C. Zhou, W.J. Zong, L.L. Chen, Z.G. Zhang // Opt. Lett.- 2010.- Vol.35 – P. 2858–2860.

28. Ippen E.P. Dynamic spectroscopy and subpicosecond pulse compression [Text] / E.P. Ippen, C.V. Shank // Appl. Phys. Lett. - 1975. - V.27. - №9. - P.488-491.

29. Dieles J.C. Investigation of the parameters affecting subpicosecond pulse duration in passive mode-locked dye lasers [Text] / J.C. Dieles J.C., E.W. Von Stryland, D. Gold // in Shank C.V., Ippen E.P., Shapiro S.L. Eds. Picosecond Phenomena. New

York. - 1978. - P. 117-120.

30. Watanabe A. Compression mechanism of subpicosecond pulses by Malachite green dye in passive mode locked Rhadamine 6G/DODCI CW dye lasers [Text] / A. Watanabe, H. Takemura, S. Tanaka, H. Kabayashi, M. Hara // IEEE J. Quant. Electron. - 1983. - V.19. - № 4. - P.533-539.

31. Gordon J. P. Long-Transient Effects in Lasers with Inserted Liquid Samples [Text] / J. P. Gordon, R. C. C. Leite, R. S. Moore, S. P. S. Porto, J.R. Whinnery // *J. Appl. Phys.* - 1965. Vol.36. - P.3–8

32. Yasa Z.A. Reciprocal passive mode locking of a rhadamine 6G dye laser and Ar+ pump laser [Text] / Z.A. Yasa, N.M. Amer // Opt. Lett. - 1981. - V.6. - № 2. -P.67-69.

33. Абакумов Г.А. О влиянии вынужденного сокращения времени релаксации поглотителя на динамику формирования сверхкоротких световых импульсов[Текст] / Г.А. Абакумов, А.И. Антипов, Г.Н. Балденко, А.П. Симонов, В.В. Фадеев // Квантовая электроника. - 1977. - Т.4. - №10. - С.2279-2282.

34. Варнавский О.П. Самосинхронизация мод в ОКГ при уменьшении времени релаксации насыщающегося фильтра за счет возбуждения генерации в нем[Текст] / О.П. Варнавский, А.М. Леонтович, А.М. Можаровский // Письма в ЖТФ. - 1976. - Т.2. - № 19. - С.893-897.

35. Lin D.Y. Passive mode locking and optical bistability of an argon – ion laser [Text] / D.Y. Lin, A. Dienes // Appl. Opt. - 1981. - V.20. - №22. - P.3825-3826.

36. Бученков В. А. Характеристики лазеров по АИГ: Nd при пассивной модуляции добротности кристаллами LIF- с центрами окраски [Текст] / В. А. Бученков, А. Г. Калинцев, А. А. Мак, Л. II. Соме, А.И. Степанов, А.А. Тарасов // Квантовая электроника. - 1981. - Т.8. - № 10. - С.2239-2241.

37. Гусев Ю.Л. Спектральные характеристики излучения АИГ: Nd^{3+}-лазера с насыщающимся поглотителем на F_2 - центрах в кристалле LiF [Текст] / Ю.Л. Гусев, А. В. Кирпичников, В.П. Лисицин, С.И. Варенников // Квантовая электроника. - 1981. - Т.8. - № 5. - С.1141-1144.

38. Гусев Ю.Л. Генерация когерентного, перестраиваемого по частоте излучения на центрах [Текст] / Ю.Л. Гусев, С.И. Маренников, С.Ю. Новожилов //

Квантовая электроника. -1978. - Т.5. - № 8. - С.1685- 1687.

39. Варнавский О.П. Лазер на НАТ:Nd с самосинхронизацией мод с высокой энергией и яркостью излучения [Текст] / О.П. Варнавский, А.М. Леонтович, А.М. Можаровский, И.И. Соломатин // Квантовая электроника. - 1983. - № 10. - С. 1890-1892.

40. Statz H. Self-locking of modes in lasers [Text] / H. Statz, G.A. De Mars, C.L. Tang // J. Appl. Phys. - 1967. - V.38. - №5. - P.2212-2222.

41. Fleck J.A. Origin of short-pulse emission by passive switched lasers [Text] / J.A. Fleck // J. of Appl. Phys. - 1968. - V.39. - №7. - P.3318-3327.

42. Schenkel B. Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum [Text] / B. Schenkel, J. Biegert, U. Keller, C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto // Opt. Lett. – 2003. – V. 28 – N 20 – P. 1987–1989.

43. Cavalieri A. L. 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua [Text] / A. L.Cavalieri, E. Goulielmakis, B. Horvath, W.Helml, M.Schultze, M.Fieß, V.Pervak, L.Veisz, V. S.Yakovlev, M.Uiberacker, A.Apolonski, F.Krausz, R.Kienberger // New J. Phys. – 2007. – V. 9. – N 7. – P. 242-1–242-12.

44. Kolmeder C. Theoretical and experimental investigations of a passive mode-locked Nd: Glass laser [Text] / C. Kolmeder, W. Zinth // Appl. Phys. Lett. -1981. -V.24. - P.341-348.

45. Vanherzeele H. Colliding pulse mode locking of a Nd: YAG laser with an antiresonant ring structure [Text] / H. Vanherzeele, J. Van Eck, A.E. Siegman // Appl. Opt. - 1981. - V.20. - P. 3484-3486.

46. Жерихин А.П. Процесс формирования ультракоротких импульсов в лазере на иттрий - алюминиевом гранате с неодимом [Текст] / А.П. Жерихин, В.А. Коваленко, П.Г. Крюков, Ю.А. Матвеец, С.В. Чекалин, О.Б. Шатберашвили // Квантовая электроника. - 1974. - Т.1. - № 2. - С.377-384.

47. Гусев А.А. Стабильный АИГ: Nd лазер с самосинхронизацией продольных мод [Текст] / А.А. Гусев, С.В. Кружалов, В.В. Львов, Л.Н. Пахомов, В.Ю.

Петрунькин // Письма в ЖТФ. - 1980. - Т.6. - вып.22. - С.1356-1357.

48. Harder Ch. Bistability and negative resistance in semiconductor lasers [Text] / Ch. Harder, K.Y. Lau, A. Yariv // Appl. Phys. Lett. - 1982. - V.40. -№2.- P.124-126.

49. Harder Ch. Passive mode locking of buried heterostructure lasers nonuniform current injection [Text] / Ch. Harder, J.S. Smith, K.Y. Lau, // Appl. Phys. Lett. - 1982. - V.42. - №9. - P.772-774.

50. Hall D.G. Transverse effects in the bistable operation of lasers containing saturable absorbers [Text] / D.G. Hall, T.G. Dziura // Opt. Commun. - 1984. - V.49. - № 2. - P.146-150.

51. Seaton C.T. Realization of an InSb bistable device as an optical AND gate and its use to measure carrier recombination times [Text] / C.T. Seaton, S.D. Smith, F.A. Tooley, M.E. Prise, M.R. Taghizadeh // Appl. Phys. Lett. - 1982. - V.42. - №2. - P.131-133.

52. Томов И.В. Генерация ультракоротких импульсов в лазерах с активной синхронизацией мод (обзор) [Текст] / И.В. Томов, Р. Федосеев, М. Ч. Ричардсон // Квантовая электроника. - 1980. - Т.7. - № 7. - С.1381-1398.

53. Дикачюс Г. Статические свойства и стабилизация пикосекундного лазера на фосфатном стекле с частотой повторения 2 кГц [Текст] / Г. Дикачюс, Е. Зилинскас, Л. Пискарскас, В. Сируткайтис // Квантовая электроника. - 1979.- Т.6. - №8. - С.1610-1619.

54. Казанцев А.П. Теория газового лазера с нелинейным поглощением [Текст] / А.П. Казанцев С.Г. Раутиан, Г.И. Сурдутович // ЖЭТФ. - 1968. - Т.54. - №5. - С.1409-1421.

55. Гафуров Х.Г. Стационарная пассивная синхронизация мод Ar^+ лазера [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д.П. Криндач, А.Г. Яковлев // Квантовая электроника. - 1985. - Т.12. - № 7. - С.1503-1510.

56. Лэмб У. Теория оптических лазеров. // В кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. [Текст] / У. Лэмб - М.: Мир, 1966. - с.354.

57. Herman J. Theory of passive mode-locking with contacted and no contacted saturable absorbers [Text] / J. Herman, F. Weider, B. Wilhelmi // Appl. Phys. - 1981. -

B26. - P.197-209.

58. Мэйтленд А. Введение в физику лазеров. [Текст] / А. Мэйтленд, М. Данн - М.: Наука, 1978. - 408 с.

59. Гусев А.А. Непрерывный АИГ: Nd-лазер с пассивной синхронизацией режима синхронизации мод. [Текст] / А. А. Гусев, С.В. Кружалов, В.В. Львов, Л.Н. Пахомов, В.Ю. Петрунькин // Оптика и спектр. - 1983. - Т.55. - вып.5. - С.928-939.

60. Гусев А.А. ЧМ АИГ:Nd лазер с удвоением частоты в режиме синхронизации мод [Текст] / А.А. Гусев, С.В. Кружалов, В.В. Львов, Л.Н. Пахомов, В.Ю. Петрунькин // Письма в ЖТФ. - 1980. - Т.6. - вып.22. - С.1361-1363.

61. Shank C.V. Subpicosecond kilowatt pulses from a mode - locked CW dye laser [Text] / C.V. Shank, E.P. Ippen //Appl. Phys. Lett. - 1974. - v 24. - №8. - P.373-375.

62. Кузнецова Т.И. Самосинхронизация аксиальных мод в лазере с просветляющимся фильтром [Текст] / Т.И. Кузнецова, В.И. Малышев, А.С. Маркин // ЖЭТФ. - 1967. - Т.52. - С.438-446.

63. Arthurs E.G. Bildup of picosecond pulse generation in passive mode locked rhadamine dye lasers [Text] / E.G. Arthurs, D.J. Bradley, A.G. Roddie // Appl. Phys. Lett. - 1973. - V.23. - №2. - P.88-89.

64. Mocker H.W. Mode competition and self-locking effects in Q-switched ruby laser [Text] / H.W. Mocker, R.J. Collins // Appl. Phys. Lett.-1965.-V.7.-P. 270-273.

65. De Maria A.J. Self mode-locking of lasers with saturable absorbers [Text] / A.J. De Maria, D.A. Stetser, H. Heynau // Appl. Phys. Lett.-1966. -V.8.-P.174-176.

66. Bale B.G. Transition dynamics for multi-pulsing in mode-locked lasers [Text] / B.G.Bale, K.Kieu, J.N. Kutz, F. Wise // Optics express. - 2009. - V. 17. - № 25.- P. 23137-23146.

67. Архипов Р.М. Предельно короткие оптические импульсы и их генерация в резонансных средах (Миниобзор) [Текст] / Р.М.Архипов, М.В.Архипов, А.А.Шимко, А.В.Пахомов, Н.Н. Розанов / Письма в ЖЭТФ. -2019 . - том 110. - вып. 1. - с. 9 – 20.

68. Brandon G. B. Transition dynamics for multi-pulsing in mode-locked lasers [Text] / G. B. Brandon, K. Khanh, J. N.Kutz, F.Wise // OPTICS EXPRESS. – 2009. - Vol. 17. - No. 25.- P. 23137-23146.

69. Fork R.L. Femtosecond optical pulses [Text] / R.L. Fork, C.V. Shank, R. Yen, C.A. Hirlimann // IEEE J. Quant. Electron.-1983.- V.19.- № 4.- P.500-506.

70. Гудялис В.В. Времена релаксации пассивных затворов неодимовых лазеров [Текст] / В.В. Гудялис, Е.П. Дагис, Е.П. Еремеева, В.М. Овчинников, Ю.Ю. Славенас // Письма в ЖСФ. -1980. - Т.7. - № 7. - С.394-396.

71. Бабенко В.А. Новые соединения для пассивных затворов лазеров ближнего ИК диапазона [Текст] / В.А. Бабенко, Г.Г. Дядюшка, М.А. Кудинова, В.И. Малышев // Квантовая электроника. - 1980. - Т.7. - №8. - С.1796-1802.

72. Ларионцев Е.Г. Влияние длины резонатора на динамику генерации ультракоротких импульсов света [Текст] / Е.Г. Ларионцев, В.Н. Серкин // Квантовая электроника. - 1974. - Т.1. - № 10. - С.2166-2171.

73. Ларионцев Е.Г. Оптимизация процесса формирования ультракоротких импульсов света [Текст] / Е.Г. Ларионцев, В.Н. Серкин // Изд. вузов. Сер. Радиофизика. - 1979. - Т.22. - № 4. - С.425-433.

74. Peng J.S. Breathing dissipative solitons in mode-locked fiber lasers[Text] / J.S. Peng, S. Boscolo, Z.H. Zhao, H.P. Zeng // Science Advances - 2019. – Vol. 5:eaax1110 – P. 1-7

75. Крюков П.Г. Распространение импульса света в резонансно-усиливающей (поглощающей) среде [Текст] / П.Г. Крюков, В.С. Летохов // УФН. - 1969. - Т.99. - №10. - С.169–227.

76. Амбарцумян Р.В. Распространение импульса света в нелинейно усиливающей и поглощающей среде [Текст] / Р.В. Амбарцумян, Н.Г. Басов, В.С. Зуев, П.Г. Крюков, В.С. Летохов // Письма в ЖЭТФ. - 1966. - Т.4. - С.19-22.

77. Arthurs E.G. Passive mode locking of Flash lamp - pumped dye lasers tunable between 580 and 700 nm [Text] / E.G. Arthurs, D.J. Bradley, A.G. Roddie // Appl. Phys. Lett. - 1972. - V.20. - P.125-127.

78. Ippen E.P. Passive mode – locking of the CW dye laser [Text] / E.P. Ippen, C.V.

Shank, A. Dienes // Appl. Phys. Lett. - 1972. - V.21. - P.348-350.

79. New G.H.C. Rate-equation dynamics of passively mode-locked quasicontinuos lasers. Perturbation theory of ring laser [Text] / G.H.C. New, D.H. Rea // J. Appl. Phys. - 1976. - V.47. - №7. - P.3107-3115.

80. New G.H.C. Mode-locking of quasi-continuous lasers [Text] / G.H.C. New // Opt. Commun. - 1972. - V.6. - № 2. - C.188-193.

81. New G.H.C. Pulse evolutions in mode-locking of quasicontinuos lasers [Text] / G.H.C. New // IEEE J. Quant. Electron. - 1974. - V.10. - № 2. - P.115-120.

82. Haus H.A. Parameter ranges for CW passive mode locking [Text] / H.A. Haus // IEEE J. Quant. Electron. - 1976. - V.12. - P.169-176.

83. Weider F. Steady – state pulse energy and regions of stability in passive mode-locked CW dye lasers with linear cavity configuration [Text] / F. Weider, J. Herman // Exp. Tech. Phys. - 1981. - V.29. - № 5. - P.443-450.

84. Herman J. Theory of passive mode-locked CW dye lasers [Text] / J. Herman, F. Weidner // Appl. Phys. - 1982. - B27. - P.105-113.

85. Крюков П.Г. Лазеры ультракоротких импульсов и их применение [Текст] / П.Г. Крюков - Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2012. - 248 С.

86. Krausz F. Attosecond physics [Text] / Krausz F., Ivanov M. // Rev. Mod. Phys – 2009. – Vol. 81 – P. 163-234.

87. Леонтович А.М. Когерентное усиление света в рубине при температуре 105 К. [Текст] / А.М. Леонтович, А.М. Можаровский // Письма в ЖЭТФ. - 1974. - т. 20. - № 10. - С.664-668.

88. Richardson D.J. Self-starting, passively mode-locked erbium fibre ring laser based on the amplifying Sagnac switch [Text] / D.J. Richardson, R.I. Laming, D.N. Payne, V. Matsas, M.W. Phillips // Electron. Lett. – 1991. – Vol. 27 – P.542–544.

89. Беннет В. сб. "Лазеры", [Текст] / перевод под ред. М.Е. Жаботинского, Т.А. Шмаонова. - М.: ИЛ .,1963 - 325С.

90. Китаева В.Ф. Ионные аргоновые оптические квантовые генераторы непрерывного действия [Текст] / В.Ф. Китаева, А.И. Одинцов, Н.Н. Соболев // УФН. - 1969. - Т.99. - № 3. - С.361-416.

91. Одинцов А.И. Насыщение усиления линий 4880, 4765, и 5145 A^0 в ионном аргоновом ОКГ [Текст] / А.И. Одинцов, В.В Лебедев, В.А. Сауткин // ЖПС. - 1967. - Т.7. - в.5 - С.754-756.

92. Назаров Б.И. Пассивная синхронизация мод аргонового лазера: дис. канд. физ. - мат. наук: 01.04.03 [Текст] / Б. И. Назаров - М., МГУ, 1980 - 179 с.

93. Arthurs E.G. Photoisomer generation and absorbtion relaxation in the mode locking 3, 3' – diethyloxadicarbocianine iodide [Text] / E.G. Arthurs, D.J. Bradley, A.G. Roddie // Opt. Commun. - 1973. - V.8. - № 4. - P.118-123.

94. Синичкин Ю.П. О флуктуации интенсивности излучения ионного Ar^+ лазера [Текст] / Ю.П. Синичкин, В.В. Тучин // Квантовая электроника. - 1979. - т.6. - С.1539-1542.

95. Яковлев Ю.М. Простой метод определения коэффициентов усиления и потерь газовых оптических квантовых генераторов [Текст] / Ю.М. Яковлев // ЖПС. - 1970. - Т.13. - С.728-732.

96. Sizer T. Generation and amplification of sub-picosecond pulses using a frequency – doubled neodymium YAG pumping source [Text] / T. Sizer, J.D. Kafka, A. Krisitoff, G.A. Mourou // Opt. Commun. - 1981. -V.39. - № 4. - P.259-262.

97. Dietel W. Passive mode-locking of an Ar+ - laser with rhadamine 6G as saturable absorber and double mode locking of the pump and DYE laser system [Text] / W. Dietel, E. Döpel, D. Kühlke // Opt. Commun. - 1980. - V.35. - № 3. - P.445-446.

98. Дитель В. Пассивная синхронизация мод аргонового лазера с использованием в качестве насыщающегося поглотителя родамина 6G и двойной синхронизации мод системы, состоящей из лазера накачки и лазера на красителе [Текст] / В. Дитель, Е. Депель, Д. Кюльке // Квантовая электроника. - 1982. - Т.9. - № 5. - С.1056-1058.

99. Виноградова А.А. Получение пикосекундных импульсов генерации лазера на красителе, возбуждаемого излучением аргонового лазера с пассивно синхронизованными модами [Текст] / А.А. Виноградова, Д.П. Криндач, Б.И. Назаров, А.М. Цапенко // Квантовая электроника. - 1972. - Т.7. - № 1. - С.219-221.

100. Bacos J. The lifetimes of ionized argon states [Text] / J. Bacos, J. Szigeti, L.

Varga // Phys. Lett. - 1966. - V.20. - P. 503-504.
101. Fehrenbach G.N. Subpicosecond light pulses from a synchronously mode – locked dye laser with composite gain and absorber medium [Text] / G.N. Fehrenbach, K.J. Gruntz, R.G. Ulbricht // Appl. Phys. Lett. - 1978. - V.3. - P.159-164.
102. Wirth M.J. Generation of picosecond pulses from a cavity – dumped synchronously pumped dye laser [Text] / M.J. Wirth, M.J. Sanders, A.C. Kaskelo // Appl. Phys. Lett. - 1978. - V.38. - №5. - P.295–296.
103. Кривощеков Г.В. Генерация ультракоротких импульсов в лазере с двухкомплектной средой при вынужденной синхронизации мод [Текст] / Г. В. Кривощеков, II. Г. Никулин, В. Л. Смирнов // Квантовая электроника. - 1975. - Т.2. - №9. - С.2019-2025.
104. Sundström V. Pulse properties of a synchronously mode-locked cavity dumped picosecond dye laser system [Text] / V. Sundström, T. Gillbro // Appl. Phys. - 1981. - V.24. - P.233-238.
105. Heritage J.P. Subpicosecond pulses from a tunable CW mode – locked dye laser [Text] / J.P. Heritage, R.K. Jain // Appl. Phys. Lett. - 1978. - V.32. - №2. - P.101-103.
106. Mc Donald D.B. Pulse structure studies and absolute cavity length determination for a synchronously pumped picosecond dye laser [Text] / D.B. Mc Donald, D. Waldeck, G.R. Fleming // Opt. Commun. - 1980. - V.34. - № 1. - P.127-132.
107. Хэнш Т. В. Страсть к точности. [Текст] / Т. В. Хэнш // УФН. - 2006. - Т.176. - №12. - С.1368–1380.
108. Rofman S.R. Pulse width stabilization of a synchronously pumped mode locked dye laser [Text] / S.R. Rofman, C.B. Roxlo, D. Bebelaar, M.M. Salour // Appl. Phys. Lett. - 1980. - V. 36. - №11. - P.886-888.
109. Зайдель А.Н. Техника и практика спектроскопии [Текст] / А.Н. Зайдель, Г.В. Островская, Ю.И. Островский - М.: Наука, 1972 - 246 с.
110. Weber H.B. Method for pulse width measurement of ultra-short pulses generated by phase – locked lasers using nonlinear optics [Text] / H.B. Weber // J. Appl. Phys. - 1967. - V.38. - №5. - P.2231-2234.
111. Прохоров А.М. Справочник по лазерам ч.2. [Текст] / А.М. Прохоров - М.:

Сов. радио , 1978 - 905 с.
112. Крюков П.Г. Непрерывные фемтосекундные лазеры. [Текст] / П.Г. Крюков // Успехи физических наук. - 2013. - Т. 183.- № 9. - С.897-916.
113. Шеффер Ф.Д. Лазеры на красителях [Текст] / Ф.Д. Шеффер - М.: Мир. 1976 - 331 с.
114. Minami F. Near – infrared subpicosecond pulse generation in synchronously mode-locked CW dye laser [Text] / F. Minami, K. Era // Opt. Commun. - 1980. - V.35. - № 3. - P.393-395.
115. Ishida Y. Generation of broadly tunable subpicosecond light pulses from a synchronously and passive mode – locked CW dye laser [Text] / Y. Ishida, T. Yajima, K. Naganuma // Japan. J. Appl. Phys. - 1980. -V.19. - №12.- P.L717 – L720.
116. Shapiro S.L. Streak – camera observation of the pulse emission from a synchronously pumped continuous – wave mode locked dye laser [Text] / S.L. Shapiro, R.R. Cavaragh, J.C. Stephanson // Opt. Lett. -1981. - V.6. - №10. - P.470 – 472.
117. Степанов Б.И. Введение в химию и технологию органических красителей. [Текст] / Б.И. Степанов - М.: Химия, 1984.- 592С.
118. Архипов Р.М. О когерентной синхронизации мод в двухсекционном лазере. [Текст] / Р.М. Архипов, М.В.Архипов, И.В. Бабушкин // Письма в ЖЭТФ. - 2015. - Т.101. - вып.3. - С. 164-169.
119. Леонтович А.М. Влияние времени релаксации красителя на форму импульсов при самосинхронизации мод в рубине при низких температурах. [Текст] / А.М. Леонтович, А.М. Можаровский, Ю.Н. Сердюченко, М.Я. Щелев // Квантовая электроника. - 1974. - т. 1. - №3. - С.691-693.
120. Беннет В. Газовые лазеры [Текст] / В. Беннет - М.: МИР,1964 - 187 С.
121. Дианов Е.М., Волоконные ВКР-лазеры с длиной волны генерации более 2 мкм [Текст] / Е.М. Дианов, И.А. Буфетов, В.М. Машинский, В.Б. Неуструев, О.И. Медведков, А.В. Шубин, М.А. Мелькумов, А.Н. Гурьянов, В.Ф. Хопин, М.В. Яшков // Квантовая электроника. - 2004. - Vol. 34. - №8. - P.695-697.
122. Толстов Г.П. Ряды Фурье [Текст] / Г.П. Толстов - М.:Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 3-е изд. 1980. - 384 стр.

123. Щелкунов Н. Н. Микропроцессорные средства и системы / Н. Н. Щелкунов, А. П. Дианов. – М. : Радио и связь, 1989.-288с.
124. Шамшин И.Г. История технических средств коммуникации [Текст] / И.Г. Шамшин - Дальневосточный Государственный Технический Университет, 2003. - 274с.
125. Тюнин Н.А. Микросхемы для современных мониторов [Текст] / Тюнин Н.А. - Салон пресс, 2004. - 332 с.
126. Гафуров Х. Моделирование воздействия лазерного импульса сложной временной структуры на тепловые процессы в твердых телах [Текст] / Х. Гафуров, И. Сархадов Х.А. Тошходжаев, М. Хомидов // Политехнический вестник, Таджикского политехнического университета имени академика М.С.Осими, серия: интелект, инновации, инвестиции.-2019.-№2 (46).-с. 41- 46.
127. Koshelev A. E. Alternating dynamic state self-generated by internal resonance in stacks of intrinsic Josephson junctions [Text] / A. E. Koshelev // Phys. Rev. - 2008. - Vol.B 78. - P. 174509 - 174511.
128. Архипов М. В. Синхронизация мод в титан - сапфирового лазера за счет когерентного поглотителя [Текст] / М. В. Архипов, Р. М. Архипов, А. А. Шимко, И. Бабушкин, Н. Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. - 2019. - том 109. - № 10. - с. 657–661.
129. Borrego-Varillas R. Attosecond spectroscopy for the investigation of ultrafast dynamics in atomic, molecular and solid-state physics [Text] / Borrego-Varillas R., Lucchini M., Nisoli M. // Reports on Progress in Physics – 2022. – Vol.85 – P. 066401.
130. Schenkel B. Generation of 3.8-fs pulses from adaptive compression of a cascaded hollow fiber supercontinuum [Text] / Schenkel B., Biegert J., Keller U., Vozzi C., Nisoli M., Sansone G., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O. // Opt. Lett. – 2003. – Vol. 28. – №20 – P. 1987–1989.
131. Ganeev R.A. Effective high-order harmonic generation from metal sulfide quantum dots [Text] / R.A. Ganeev, G.S. Boltaev, V.V. Kim, K. Zhang, A.I. Zvyagin, M.S. Smirnov // Optics Express – 2018. – Vol.26 (26) – P. 35013-35025.

132. Casperson L. W. Coherence effects in synchronously pumped mode-locked dye lasers [Text] / L. W. Casperson, // Journal of Applied Physics. - 1982. - Vol.54.- No5. - P. 2198-2208.

133. Arissian L. Intracavity phase interferometry: frequency combs sensor inside a laser cavity [Text] / L. Arissian, J. C. Diels // Laser Photonics Rev. - 2014. – Vol. 8(6) – P. 799–826.

134. Kudelin S. Rotation Active Sensors Based on Ultrafast Fibre Lasers [Text] / S. Kudelin, M. Chernysheva // Sensors - 2021. – Vol. 21(10) – P. 3530.

135. Krylov A. A. Gyroscopic effect detection in the colliding-pulse hybridly mode-locked erbium-doped all-fiber ring soliton laser [Text] / A. A. Krylov, S. Sugavanam, D. S. Chernykh E. D. Obraztsova // Opt. Lett. - 2017. – Vol. 42(13) – P. 2439–2442.

136. Afkhamiardakani, H. Controlling group and phase velocities in bidirectional mode-locked fiber lasers [Text] / H. Afkhamiardakani, J. C. Diels // Opt. Lett. - 2019. – Vol. 44(11) – P. 2903–2906.

137. Chernysheva M. Real-time observation of the optical Sagnac effect in ultrafast bidirectional fibre lasers [Text] / M. Chernysheva, S. Sugavanam, S. Turitsyn // APL Photonics - 2020. – Vol. 5(1) – P. 016104.

138. Coddington I. Dual-comb spectroscopy [Text] / I. Coddington, I. Coddington, N. Newbury, and W. Swann // Optica - 2016. – Vol. 3(4) – P. 414–426.

139. Picque N. Frequency comb spectroscopy [Text] / N. Picque, T. W. Hansch // Nat. Photonics - 2019. – Vol. 13(3) – P. 146–157.

140. Schliesser A. Mid-infrared frequency combs [Text] / A. Schliesser, N. Picque, T. W. Hansch // Nat. Photonics - 2012. – Vol. 6(7) – P. 440–449.

141. Mehravar S. Real-time dual-comb spectroscopy with a free-running bidirectionally mode-locked fiber laser [Text] / S. Mehravar, R. A. Norwood, N. Peyghambarian, et al. // Appl. Phys. Lett. - 2016. – Vol. 108(23) – P. 231104.

142. Qin Y. K. All-fiber single-cavity dual-comb for coherent anti-Stokes Raman scattering spectroscopy based on spectral focusing [Text] / Y. K. Qin, B. Cromey, O. Batjargal, et al. // Opt. Lett. - 2021. – Vol. 46(1) – P. 146–149.

143. Li Y. M. All-fiber bidirectional mode-locked ultrafast fiber laser at 2 μm [Text] / Y. M. Li, K. Yin, X. Zhang, et al. // IEEE Photonics J. - 2019. – Vol. 11(6) – P. 7105708.

144. Nakajima Y. High-coherence ultra-broadband bidirectional dual-comb fiber laser [Text] / Y. Nakajima, Y. Hata, K. Minoshima // Opt. Express - 2019. – Vol. 27(5) – P. 5931–5944.

145. Kieu K. All-fiber bidirectional passively mode-locked ring laser [Text] / K. Kieu, M. Mansuripur // Opt. Lett. - 2008. – Vol. 33(1) – P. 64–66.

146. Zeng C. Bidirectional fiber soliton laser mode-locked by single-wall carbon nanotubes [Text] / C. Zeng, X. Liu, L. Yun // Opt. Express - 2013. – Vol. 21(16) – P. 18937–18942.

147. Saito S. All-polarization-maintaining Er-doped dual comb fiber laser using single-wall carbon nanotubes [Text] / S. Saito, M. Yamanaka, Y. Sakakibara, et al. // Opt. Express - 2019. – Vol. 27(13) – P. 17868–17875.

148. Zhou Y. Breathing dissipative soliton explosions in a bidirectional ultrafast fiber laser [Text] / Y. Zhou, Y. X. Ren, J. W. Shi, et al. // Photonics Res. - 2020. – Vol. 8(10) – P. 1566–1572.

149. Ouyang C. Bidirectional passively mode-locked soliton fiber laser with a four-port circulator [Text] / C. Ouyang, P. Shum, K.Wu, et al. // Opt. Lett. - 2011. – Vol. 36(11) – P. 2089–2091.

150. Kayes, M. I. Free-running mode-locked laser based dual-comb spectroscopy [Text] / M. I. Kayes, N. Abdukerim, A. Rekik, et al. // Opt. Lett. - 2018. – Vol. 43(23) – P. 5809–5812.

151. Abdukerim N. Bidirectional mode-locked thulium-doped fiber laser [Text] / N. Abdukerim, M. I. Kayes, A. Rekik, et al. // Appl. Opt. - 2018. – Vol. 57(25) – P. 7198–7202.

152. Chernysheva M. Isolator-free switchable uni- and bidirectional hybrid mode-locked erbium-doped fiber laser [Text] / M. Chernysheva, M. A. Araimi, H. Kbashi, et al. // Opt. Express - 2016. – Vol. 24(14) – P. 15721–15729.

153. Kudelin I. Pulse-onset dynamics in a bidirectional mode-locked fibre laser via instabilities [Text] / I. Kudelin, S. Sugavanam, M. Chernysheva, // Commun. Phys. - 2020. – Vol. 3(1) – P. 202.
154. Kudelin I. Build-up dynamics in bidirectional soliton fiber lasers [Text] / I. Kudelin, S. Sugavanam, M. Chernysheva // Photonics Res. - 2020. – Vol. 8(6) – P. 776–780.
155. Pu G. Q. Intelligent programmable mode-locked fiber laser with a human-like algorithm [Text] / G. Q. Pu, L. L. Yi, L. Zhang, et al. // Optica - 2019. – Vol. 6(3) – P. 362–369.
156. Pu G. Q. Intelligent single-cavity dual-comb source with fast locking [Text] / G. Q. Pu, R. M. Liu, C. Luo, et al. // J. Lightwave Technol. - 2022. – Vol. 41(2) – P. 593–598.
157. Kang Z. Gold nanomaterial-based optical modulators for wideband pulse laser generation [Text] / Z. Kang, C. Wang, M. Liu, et al. // Adv. Photonics Res. - 2023. – Vol. 4(7) – P. 2300016.
158. Zapata J. D. Efficient graphene saturable absorbers on D-shaped optical fiber for ultrashort pulse generation [Text] / J. D. Zapata, D. Steinberg, L. A. M. Saito, et al. // Sci. Rep. - 2016. – Vol. 6(1) – P. 20644.
159. Kuo H. H. Nanographene-based saturable absorbers for ultrafast fiber lasers [Text] / H. H. Kuo, S. F. Hong // J. Nanomater. - 2014. – Vol. 63– P. 1928.
160. Bao Q. L. Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers [Text] / Q. L. Bao, H. Zhang, Y. Wang, et al. // Adv. Funct. Mater. - 2009. – Vol. 19(19) – P. 3077–3083.
161. Huang Y. M. High-performance fibre-optic humidity sensor based on a side-polished fibre wavelength selectively coupled with graphene oxide film [Text] / Y. M. Huang, W. G. Zhu, Z. B. Li, et al. // Sens. Actuators, B - 2018. – Vol. 255– P. 57–69.
162. Maniyara R. A. Tunable plasmons in ultrathin metal films [Text] / R. A. Maniyara, D. Rodrigo, R. Yu, et al. // Nat. Photonics - 2019. – Vol. 13(5) – P. 328–333.

163. Formica N. Ultrastable and atomically smooth ultrathin silver films grown on a copper seed layer [Text] / N. Formica, D. S. Ghosh, A. Carrilero, et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces - 2013. – Vol. 5(8) – P. 3048–3053.

164. Luhmann, N. Ultrathin 2 nm gold as impedance-matched absorber for infrared light [Text] / N. Luhmann, D. Hшj, M. Piller, et al. // Nat. Commun. - 2020. – Vol. 11(1) – P. 2161.

165. Xenogiannopoulou E. Third-Order Nonlinear Optical Response of Gold-Island Films [Text] / E. Xenogiannopoulou, K. Iliopoulos, S. Couris, et al. // Adv. Funct. Mater. - 2008. – Vol. 18(8) – P. 1281–1289.

166. Sun, H. T. Temperature-dependent morphology evolution and surface plasmon absorption of ultrathin gold island films [Text] / H. T. Sun, M. P. Yu, G. K. Wang, et al. // J. Phys. Chem. C - 2012. – Vol. 116(16) – P. 9000–9008.

167. Tesler A. B. Tunable localized plasmon transducers prepared by thermal dewetting of percolated evaporated gold films [Text] / A. B. Tesler, L. Chuntonov, T. Karakouz, et al. // J. Phys. Chem. C - 2011. – Vol. 115(50) – P. 24642–24652.

168. Kang Z. Passively Q-switched erbium doped fiber laser using a gold nanostars based saturable absorber [Text] / Z. Kang, M. Y. Liu, Z. W. Li, et al. // Photonics Res. - 2018. – Vol. 6(6) – P. 549–553.

169. Luo Z. C. Microfiber-based few-layer black phosphorus saturable absorber for ultra-fast fiber laser [Text] / Z. C. Luo, M. Liu, Z. N. Guo, et al. // Opt. Express - 2015. – Vol. 23(15) – P. 20030–20039.

170. Bao Q. L. Monolayer graphene as a saturable absorber in a mode-locked laser [Text] / Q. L. Bao, H. Zhang, Z. H. Ni, et al. // Nano Res. - 2011. – Vol. 4(3) – P. 297–307.

171. Guo B. Topological insulator-assisted dual-wavelength fiber laser delivering versatile pulse patterns [Text] / B. Guo, Y. Yao, J. J. Xiao, et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. - 2016. – Vol. 22(2) – P. 8–15.

172. Ryu S. Y. Degradation of optical properties of a film-type single-wall carbon nanotubes saturable absorber (SWNT-SA) with an Er-doped all-fiber laser [Text] /

S. Y. Ryu, K. S. Kim, J. Kim, et al. // Opt. Express - 2012. – Vol. 20(12) – P. 12966–12974.

173. Sun Z. P. Ultrafast stretched-pulse fiber laser mode-locked by carbon nanotubes [Text] / Z. P. Sun, T. Hasan, F. Q. Wang, et al. // Nano Res. 2010. – Vol. 3(6) – P. 404–411.

174. Dai L. L. Microfiber assisted bidirectional wavelength-locked ultrafast erbium-doped fiber laser [Text] / L. L. Dai, Z. A. Huang, Q. Q. Huang, et al. // Opt. Laser Technol. - 2023. – Vol. 162– P. 109219.

175. Kang Z. Gold nanorods as saturable absorbers for all-fiber passively Q-switched erbium-doped fiber laser [Text] / Z. Kang, X. Y. Guo, Z. X. Jia, et al. // Opt. Mater. Express - 2013. – Vol. 3(11) – P. 1986–1991.

176. Dai L. L. Intracavity-loss controlled wavelength-tunable bidirectional mode-locked erbium-doped fiber laser [Text] / L. L. Dai, Z. A. Huang, Q. Q. Huang, et al. // Opt. Express - 2023. – Vol. 31(5) – P. 8998–9006.

177. Zhao X. Dual-wavelength, bidirectional single-wall carbon nanotube mode-locked fiber laser [Text] / X. Zhao, Z. Zheng, Y. Liu, et al. // IEEE Photonics Technol. Lett. - 2014. – Vol. 26(17) – P. 1722–1725.

178. Li B. W. Bidirectional mode-locked all-normal dispersion fiber laser [Text] / B. W. Li, J. Xing, D. Kwon, et al. // Optica - 2020. – Vol. 7(8) – P. 961–964.

179. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров [Текст] / Ф. Качмарек - М.: Мир, 1981. - 540 с.

180. Вахний Т.В. Физические основы и проблемы технической реализации квантового компьютера [Текст] / Т.В. Вахний, А.К. Гуц // Математические структуры и моделирование. - 2011. - вып.22. - С. 38-47.

181. Валиев К.А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность [Текст] / К.А. Валиев, А.А. Кокин - Ижевск: РХД, 2001. - 352 с.

182. Benseman T.M. Tunable terahertz emission from Bi2Sr2CaCu2O8+δ mesa devices [Text] / T. M. Benseman, A. E. Koshelev, K. E. Gray, W.K. Kwok, U. Welp, K. Kadowaki, M. Tachiki, T. Yamamoto // Phys. Rev. - 2011. - Vol.B 84. - P. 064523.

183. Koshelev A. E. Resonant electromagnetic emission from intrinsic Josephson-

junction stacks with laterally modulated Josephson critical current [Text] / A. E. Koshelev, L. N. Bulaevskii // Phys. Rev. - 2008. - Vol. B 77. - P.014530 – 014545.

184. Bulaevskii L. N. Radiation from a Single Josephson Junction into Free Space due to Josephson Oscillations [Text] / L. N. Bulaevskii, A. E. Koshelev // Phys. Rev. Lett. - 2006. - v.97. - P.267001 - 267004.

185. Bulaevskii L.N. Radiation due to Josephson Oscillations in Layered Superconductors [Text] / L. N. Bulaevskii, A. E. Koshelev // Phys. Rev. Lett. - 2007. - Vol.99. - P.057002.

186. Gross B. Modeling the line width dependence of coherent terahertz emission from intrinsic Josephson junction stacks in the hot-spot regime [Text] / B. Gross, J. Yuan, D. Y. An, M. Y. Li, N. Kinev, X. J. Zhou, M. Ji, Y. Huang, T. Hatano, R. G. Mints, V. P. Koshelets, P. H. Wu, H. B. Wang, D. Koelle, and R. Kleiner // Phys. Rev. - 2013. - Vol.B 88. - P.014524 – 014532.

187. Wang H. B. Coherent Terahertz Emission of Intrinsic Josephson Junction Stacks in the Hot Spot Regime [Text] / H. B. Wang, S. Guénon, B. Gross, J. Yuan, Z. G. Jiang, Y. Y. Zhong, M. Grünzweig, A. Iishi, P. H. Wu, T. Hatano, D. Koelle, R. Kleiner // Phys. Rev. Lett. - 2010. - v.105. - P.057002 – 057006.

188. Venkatesh M. Application of vector beams for enhanced high-order harmonics generation in laser-induced plasmas [Text] / M. Venkatesh, R.A. Ganeev, V.V. Kim, G.S. Boltaev, I.B. Sapaev, J. Liang, J. Yu, ... // Optics Express – 2022. – Vol.30 (10) - P. 17080-17093.

189. Ganeev R.A. Nonlinear optical absorption and refraction in Ru, Pd, and Au nanoparticle suspensions [Text] / R.A. Ganeev, G.S. Boltaev, R.I. Tugushev, T. Usmanov // Applied Physics B – 2010. – Vol.100 – P. 571-576.

190. Boltaev G.S. Nonlinear optical characterization of copper oxide nanoellipsoids [Text] / G.S. Boltaev, R.A. Ganeev, P.S. Krishnendu, K. Zhang, C. Guo // Scientific Reports - 2019 Aug 6;9(1):11414.doi: 10.1038/s41598-019-47941-8.

191. Boltaev G.S. Nonlinear optical studies of gold nanoparticle films [Text] / A. Rout, G.S. Boltaev, R.A. Ganeev, Y. Fu, S.K. Maurya, V.V. Kim, K.S. Rao, ... // Nanomaterials – 2019. – Vol.9 (2) – P.291-1 – 291.

192. Probst S. Microwave multimode memory with an erbium spin ensemble [Text] / S. Probst, H. Rotzinger, A. V. Ustinov, P. A. Bushev // Phys. Rev.- 2015. - vol. B 92. - P.014421 – 014426.

193. Криндач Д.П. Фемтотехнология световых импульсов [Текст] / Д.П. Криндач, Б.И. Назаров, Х. Гафуров - Душанбе. Ирфон, 2016. -156 С.

194. Maiti M. Josephson junction detectors for Majorana modes and Dirac fermions [Text] / M. Maiti, K. V. Kulikov, K. Sengupta, Yu. M. Shukrinov // Phys. Rev. - 2015. - Vol.B 92. - P. 224501.

195. Kühlke D. Calculation of the colliding pulse Mode Locking CW dye ring lasers [Text] / D. Kühlke, W. Rudolph, B. Wilhelmi // IEEE J. Quant. Electron. - 1983. - V.19. - № 4. - P.526-533.

196. Kong H.J. Passively Q-switched laser with a dual-cavity configuration [Text] / H.J. Kong, N.S. Kim // http://www.google.bj/patents/US5675596, 16.04.2024 г. 12:29.

197. Snitzer E. Optical Maser Action of Nd+3 in a Barium Crown Glass [Text] / E. Snitzer // Phys.Rev. Lett. - 1961. - Vol. 7 - P.444-446.

198. Koester C. J. Amplification in a Fiber Laser [Text] / C. J. Koester and E. Snitzer // Appl. Opt. - 1964. - Vol.3 - P.1182–1186.

199. Duling I.N. Operation of a nonlinear loop mirror in a laser cavity [Text] / I.N. Duling, C.J. Chen, P.K.A. Wai, C.R. Menyuk // IEEE J. Quantum Electron. -1994. Vol.30 - P.194–199.

200. Okhotnikov O.G. 1.5-nm monolithic GaInNAs semiconductor saturable-absorber mode locking of an erbium fiber laser [Text] / O.G. Okhotnikov, T. Jouhti, J. Konttinen, S. Karirinne, M. Pessa // Opt. Lett. – 2003. – Vol.28 – P. 364–366.

201. Sun Z.P. Graphene Mode-Locked Ultrafast Laser [Text] / Z.P. Sun, T. Hasan, F. Torrisi, D. Popa, G. Privitera, F. Wang, F. Bonaccorso, D.M. Basko, A.C. Ferrari // ACS Nano – 2010. – Vol. 4 – P. 803–810.

202. Wang R.D. Passively Q-switched and mode-locked fiber laser research based on graphene saturable absorbers [Text] / R.D. Wang, Y.L. Liu, M. Jiang, X. Xu, H. Wu, Y.H. Tian, J.T. Bai, Z.Y. Ren // Opt. Quantum Electron. – 2017. – Vol. 49 – P. 1-8.

203. Keller U. Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers [Text] / U. Keller, K.J. Weingarten, F.X. Kartner, D. Kopf, B. Braun, I.D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, J.A.d. Au // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 1996. – Vol. 2 – P. 435–453.

204. Sotor J. Sub-90 fs a stretched-pulse mode-locked fiber laser based on a graphene saturable absorber [Text] / J. Sotor, I. Pasternak, A. Krajewska, W. Strupinski, G. Sobon // Opt. Express – 2015. – Vol. 23 – P. 27503–27508.

205. Xie G.Q. Diode-pumped passively mode-locked Nd:CTGG disordered crystal laser [Text] / G.Q. Xie, D.Y. Tang, W.D. Tan, H. Luo, S.Y. Guo, H.H. Yu, H.J. Zhang // Appl. Phys. B – 2009. – Vol. 95 – P. 691–695.

206. Iijima K. Pr3+: YLF mode-locked laser at 640 nm directly pumped by InGaN-diode lasers [Text] / K. Iijima, R. Kariyama, H. Tanaka, F. Kannari // Appl. Opt. – 2016. – Vol. 55 – P. 7782–7787.

207. Novoselov K.S. Electric field effect in atomically thin carbon films [Text] / K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D.E. Jiang, Y.S. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov // Science – 2004. – Vol. 306 – P. 666–669.

208. Dhanabalan S.C. 2D–Materials-Based Quantum Dots: Gateway towards Next-Generation Optical Devices [Text] / S.C. Dhanabalan, B. Dhanabalan, J.S. Ponraj, Q.L. Bao, H. Zhang // Adv. Opt. Mater. – 2017. – Vol. 5 – P. 1700257.

209. Bao Q.L. Atomic-Layer Graphene as a Saturable Absorber for Ultrafast Pulsed Lasers [Text] / Q.L. Bao, H. Zhang, Y. Wang, Z.H. Ni, Y.L. Yan, Z.X. Shen, K.P. Loh, D.Y. Tang // Adv. Funct. Mater. – 2009. – Vol. 19 – P. 3077–3083.

210. Zhang H. Large energy soliton erbium-doped fiber laser with a graphene-polymer composite mode locker. Appl [Text] / H. Zhang, Q.L. Bao, D.Y. Tang, L.M. Zhao, K.P. Loh // Phys. Lett. – 2009. - Vol. 95 – P. 141103.

211. Zhang H. Large energy mode locking of an erbium-doped fiber laser with atomic layer graphene [Text] / H. Zhang, D.Y. Tang, L.M. Zhao, Q.L. Bao, K.P. Loh // Opt. Express – 2009. - Vol. 17 – P. 17630–17635.

212. Bao Q.L. Monolayer graphene as a saturable absorber in a mode-locked laser [Text] / Q.L. Bao, H. Zhang, Z.H. Ni, Y. Wang, L. Polavarapu, Z.X. Shen, Q.H. Xu, D.Y. Tang, K.P. Loh // Nano Res. – 2011. - Vol. 4 – P. 297–307.

213. Дианов Е.М. Волоконные лазеры [Текст] / Е.М. Дианов // Успехи физических наук - 2004. - т.174 - №10 С. 1130-1142

214. Kashyap R. High average power mode-locked figure-eight Yb fibre master oscillator [Text] / R. Kashyap, Y. S.Fedotov, A.V.Ivanenko, S. M.Kobtsev, and S. V.Smirnov // Optics Express - 2014. - Vol. 22 - №25 - P.31379-31386.

215. Goldber L. Highly efficient 4-W Yb-doped fiber amplifier pumped by a broad-stripe laser diode [Text] / L. Goldber, J. P. Kopolov, D. Kliner // Opt.Lett. - 1999.- Vol.24 - P. 673 - 375.

216. Grudian A.B., Payne D., Turner P.W., Zervas M.N., Ibsen M., Durkin M.K., Int. patent WO 00/67350 (Priority date 30.04.99).

217. Холл Дж. Л. Нобелевские лекции [Текст] / Дж. Л. Холл, Т.В. Хэнш // УФН - 2006. - Том 176 - №12 - С. 1341-1352.

218. Tarka J. 168 fs pulse generation from graphene-chitosan mode-locked fiber laser [Text] / J. Tarka, G. Sobon, J. Boguslawski, J. Sotor, J. Jagiello, M. Aksienionek, L. Lipinska, M. Zdrojek, J. Judek, K.M. Abramski // Opt. Mater. Express – 2014. - Vol. 4 – P. 1981–1986.

219. Boguslawski J. Mode-locked Er-doped fiber laser based on liquid phase exfoliated Sb2Te3 topological insulator [Text] / J. Boguslawski, J. Sotor, G. Sobon, J. Tarka, J. Jagiello, W. Macherzynski, L. Lipinska, K.M. Abramski // Laser Phys. – 2014. - Vol. 24 – P. 105111.

220. Bogusławski J. Investigation on pulse shaping in fiber laser hybrid mode-locked by Sb2Te3 saturable absorber [Text] / J. Bogusławski, G. Sobo´ n, R. Zybała, K. Mars, A. Mikuła, K.M. Abramski, J. Sotor // Opt. Express – 2015. - Vol. 23 – P. 29014–29023.

221. Lin H.Y. All-fiber passively Q-switched 604 nm praseodymium laser with a Bi2Se3 saturable absorber [Text] / H.Y. Lin, W.S. Li, J.L. Lan, X.F. Guan, H.Y. Xu, Z.P. Cai // Appl. Opt.- 2017. - Vol. 56 – P. 802–805.

222. Liu H. Femtosecond pulse erbium-doped fiber laser by a few-layer MoS2 saturable absorber [Text] / H. Liu, A.P. Luo, F.Z. Wang, R. Tang, M. Liu, Z.C. Luo, W.C. Xu, C.J. Zhao, H. Zhang // Opt. Lett. – 2014. - Vol. 39 – P. 4591–4594.
223. Liu M. Microfiber-based few-layer MoS2 saturable absorber for 2.5 GHz passively harmonic mode-locked fiber laser [Text] / M. Liu, X.W. Zheng, Y.L. Qi, H. Liu, A.P. Luo, Z.C. Luo, W.C. Xu, C.J. Zhao, H. Zhang // Opt. Express – 2014. – Vol. 22 – P. 22841–22846.
224. Ahmed M.H.M. Femtosecond mode-locked erbium-doped fiber laser based on MoS2–PVA saturable absorber [Text] / M.H.M. Ahmed, A.A. Latiff, H. Arof, H. Ahmad, S.W. Harun, // Opt. Laser Technol. – 2016. – Vol. 82 – P.145–149.
225. Chen Y. Mechanically exfoliated black phosphorus as a new saturable absorber for both Q-switching and Mode-locking laser operation [Text] / Y. Chen, G.B. Jiang, S.Q. Chen, Z.N. Guo, X.F. Yu, C.J. Zhao, H. Zhang, Q.L. Bao, S.C. Wen, D.Y. Tang, et al. // Opt. Express – 2015. Vol. 23 – P.12823–12833.
226. Huang K.X. Black phosphorus flakes covered microfiber for Q-switched ytterbium-doped fiber laser / K.X. Huang, B.L. Lu, D. Li, X.Y. Qi, H.W. Chen, N. Wang, Z.R. Wen, J.T. Bai // Appl. Opt. – 2017. – Vol. 56 – P. 6427–6431.
227. Mao D. Stable high-power saturable absorber based on polymer-black-phosphorus films [Text] / D. Mao, M.K. Li, X.Q. Cui, W.D. Zhang, H. Lu, K. Song, J.L. Zhao // Opt. Commun. – 2018. - Vol. 406 – P. 254–259.
228. Wang Y. Vector Soliton Generation in a Tm Fiber Laser [Text] / Y. Wang, S. Wang, J. Luo, Y. Ge, L. Li, D. Tang, D. Shen, S. Zhang, F.W. Wise, L. Zhao // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2014. – Vol. 26 – P. 769–772.
229. Wang Y. Generation of stretched pulses and dissipative solitons at 2 _m from an all-fiber mode-locked laser using carbon nanotube saturable absorbers [Text] / Y. Wang, S.U. Alam, E.D. Obraztsova, A.S. Pozharov, S.Y. Set, S. Yamashita // Opt. Lett. – 2016. – Vol. 41 – P. 3864–3867.
230. Ryczkowski P. Real-time full-field characterization of transient dissipative soliton dynamics in a mode-locked laser [Text] / P. Ryczkowski, M. Närhi, C. Billet, J.M. Merolla, G. Genty, J.M. Dudley // Nat. Photon. – 2018. - Vol. 12 – P. 221–227.

231. Liu M. Visualizing the “Invisible” Soliton Pulsation in an Ultrafast Laser [Text] / M. Liu, Z.W. Wei, H. Li, T.J. Li, A.P. Luo, W.C. Xu, Z.C. Luo //. Laser & Photonics Reviews – 2020. – Vol. 14(4) – P.1900317.

232. Duan L.N. Passively Harmonic Mode-Locked Fiber Laser with a High Signal-to-Noise Ratio via Evanescent-Light Deposition of Bismuth Telluride Bi2Te3 Topological Insulator Based Saturable Absorber [Text] / L.N. Duan, Y.G. Wang, C.W. Xu, L. Li, Y.S. Wang // IEEE Photon. J. – 2015. – Vol. 7 – P. 1–7.

233. Teğin U. Spatiotemporal self-similar fiber laser [Text] / U. Teğin, E. Kakkava, B. Rahmani, D. Psaltis, C. Moser // Optica – 2019. – Vol. 6 – P. 1412–1415.

234. Akhmediev N. Dissipative soliton interactions inside a fiber laser cavity [Text] / N. Akhmediev, J.M. Soto-Crespo, M. Grapinet, P. Grelu // Opt. Fiber Technol. – 2005. – Vol. 11 – P. 209–228.

235. Lim H. Femtosecond ytterbium fiber laser with photonic crystal fiber for dispersion control [Text] / H. Lim, F.Ö. Ilday, F.W. Wise // Opt. Express – 2002. – Vol. 10 – P. 1497–1502.

236. Kyriakos V. Ultrafast Semiconductor-Based Fiber Laser Sources [Text] / V. Kyriakos, C. Bintjas, N. Pleros, H. Avramopoulos // IEEE Journa of selected topics in quantum electronics. - 2004. - V. 10. - № 1. - P.147-154.

237. Tzenov P. Passive and hybrid mode locking in multi-section terahertz quantum cascade lasers [Text] / P. Tzenov, I. Babushkin, R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov, U. Morgner, C. Jiraoschek // New J. Phys.-2018.-V.20. - 053055.- P.1-9.

238. Herga R. Semiconductor Quantum-Dot saturable absorber mode-locked fiber laser[Text] / R. Herga, O.G. Okhotnikov, E.U. Rafailov, W. Sibbett, P. Crittenden, A. Starodumov // IEEE Photonics technology letters. - 2006. - V.18. - №1. - P. 157-159.

239. Schiller S. Spectrometry with frequency combs [Text] / S. Schiller // Opt. Lett. - 2002. - Vol.27 – P. 766–768.

240. Keilmann F. Time-domain mid-infrared frequency-comb spectrometer [Text] / F. Keilmann, C. Gohle, and R. Holzwarth // Opt. Lett. – 2004. – Vol.29 – P. 1542–1544.

241. Schliesser A. Frequency-comb infrared spectrometer for rapid, remote chemical sensing [Text] / A. Schliesser, M. Brehm, F. Keilmann, and D. van der Weide // Opt. Express – 2005. – Vol.13 – P. 9029–9038.
242. Yasui T. Asynchronous optical sampling terahertz time-domain spectroscopy for ultrahigh spectral resolution and rapid data acquisition [Text] / T. Yasui, E. Saneyoshi, and T. Araki // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vl.87 – P.061101.
243. Brehm M. Spectroscopic near-field microscopy using frequency combs in the mid-infrared [Text] / M. Brehm, A. Schliesser, and F. Keilmann // Opt. Express - 2006. – Vl.14 - P.11222–11233.
244. Yasui T. Terahertz frequency comb by multifrequency-heterodyning photoconductive detection for high-accuracy, high-resolution terahertz spectroscopy [Text] / T. Yasui, Y. Kabetani, E. Saneyoshi, S. Yokoyama, and T. Araki, // Appl. Phys. Lett. - 2006. – Vl.88 - P.241104.
245. Bartels A. Ultrafast time-domain spectroscopy based on high-speed asynchronous optical sampling [Text] / A. Bartels, R. Cerna, C. Kistner, A. Thoma, F. Hudert, C. Janke, and T. Dekorsy // Rev. Sci. Instrum. - 2007. – Vl.78 - P.035107.
246. Von Ribbeck H.G. Spectroscopic THz near-field microscope [Text] / H.-G. von Ribbeck, M. Brehm, D. W. van der Weide, S. Winnerl, O. Drachenko, M. Helm, and F. Keilmann // Opt. Express - 2008. – Vl.16 - P.3430–3438.
247. Coddington I. Coherent multiheterodyne spectroscopy using stabilized optical frequency combs [Text] / I. Coddington, W. C. Swann, and N. R. Newbury // Phys. Rev. Lett. - 2008. – Vl.100 - P.013902.
248. Giaccari P. Active Fourier-transform spectroscopy combining the direct RF beating of two fiber-based mode-locked lasers with a novel referencing method [Text] / P. Giaccari, J.-D. Deschênes, P. Saucier, J. Genest, P. Tremblay // Opt. Express - 2008. – Vl.16 - P.4347–4365.
249. Klatt G. Rapidscanning terahertz precision spectrometer with more than 6 THz spectral coverage [Text] / G. Klatt, R. Gebs, C. Janke, T. Dekorsy, and A. Bartels // Opt. Express - 2009. – Vl.17 - P.22847–22854.

250. Gebs R. High-speed asynchronous optical sampling with sub-50 fs time resolution [Text] / R. Gebs, G. Klatt, C. Janke, T. Dekorsy, and A. Bartels // Opt. Express - 2010. – Vl.18 - P.5974–5983.
251. Gebs R. Time-domain terahertz spectroscopy based on asynchronous optical sampling with femtosecond semiconductor disk laser [Text] / R. Gebs, P. Klopp, G. Klatt, T. Dekorsy, U. Griebner, and A. Bartels // Electron. Lett. - 2010. – Vl.46 - P.75–76.
252. Bernhardt B. Cavity-enhanced dual-comb spectroscopy / B. Bernhardt, A. Ozawa, P. Jacquet, M. Jacquey, Y. Kobayashi, T. Udem, R. Holzwarth, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, and N. Picqué // Nat. Photonics - 2010. – Vl.4 - P.55–57.
253. Coddington I. Time-domain spectroscopy of molecular free-induction decay in the infrared [Text] / I. Coddington, W. C. Swann, and N. R. Newbury // Opt. Lett. - 2010. – Vl.35 - P.1395–1397.
254. Bernhardt B. Mid-infrared dual-comb spectroscopy with 2.4 μm Cr2+:ZnSe femtosecond lasers [Text] / B. Bernhardt, E. Sorokin, P. Jacquet, R. Thon, T. Becker, I. T. Sorokina, N. Picqué, and T. W. Hänsch // Appl. Phys. B - 2010. – Vl.100 - P.3–8.
255. Deschênes J.D. Optical referencing technique with CW lasers as intermediate oscillators for continuous full delay range frequency comb interferometry [Text] / J.-D. Deschênes, P. Giaccarri, and J. Genest // Opt. Express - 2010. – Vl.18 - P.23358–23370.
256. Yasui T. Fiber-based, hybrid terahertz spectrometer using dual fiber combs / T. Yasui, M. Nose, A. Ihara, K. Kawamoto, S. Yokoyama, H. Inaba, K. Minoshima, and T. Araki // Opt. Lett. - 2010. – Vl.35 - P.1689–1691.
257. Coddington I. Coherent dual-comb spectroscopy at high signal-to-noise ratio [Text] / I. Coddington, W. C. Swann, and N. R. Newbury // Phys. Rev. A - 2010. – Vl.82 - P. 043817.
258. Newbury N. R. Sensitivity of coherent dual-comb spectroscopy [Text] / N. R. Newbury, I. Coddington, and W. C. Swann // Opt. Express - 2010. – Vl.18 - P. 7929–7945.

259. Godbout M. Spectrally resolved laser ranging with frequency combs [Text] / M. Godbout, J.-D. Deschênes, and J. Genest // Opt. Express 2010. – Vl.18 - P. 15981–15989.

260. Baumann E. Spectroscopy of the methane ν3 band with an accurate midinfrared coherent dual-comb spectrometer [Text] / E. Baumann, F. R. Giorgetta, W. C. Swann, A. M. Zolot, I. Coddington, and N. R. Newbury // Phys. Rev. A - 2011. – Vl.84 - P. 062513.

261. Klatt G. High-resolution terahertz spectrometer [Text] / G. Klatt, R. Gebs, H. Schäfer, M. Nagel, C. Janke, A. Bartels, and T. Dekorsy // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. - 2011. – Vl.17 - P. 159–168.

262. Roy J. Continuous realtime correction and averaging for frequency comb interferometry / J. Roy, J.-D. Deschênes, S. Potvin, and J. Genest // Opt. Express - 2012. – Vl.20 - P. 21932–21939.

263. Zolot A. M. Direct-comb molecular spectroscopy with accurate, resolved comb teeth over 43 THz [Text] / A. M. Zolot, F. R. Giorgetta, E. Baumann, J. W. Nicholson, W. C. Swann, I. Coddington, and N. R. Newbury // Opt. Lett. - 2012. – Vl.37 - P. 638–640.

264. Ideguchi T. Adaptive dual-comb spectroscopy in the green region [Text] / T. Ideguchi, A. Poisson, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, and N. Picqué // Opt. Lett. - 2012. – Vl.37 - P. 4847–4849.

265. Ideguchi T. Raman-induced Kerr-effect dual-comb spectroscopy [Text] / T. Ideguchi, B. Bernhardt, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, and N. Picqué // Opt. Lett. - 2012. – Vl.37 - P. 4498–4500.

266. Zhang Z. Asynchronous midinfrared ultrafast optical parametric oscillator for dual-comb spectroscopy [Text] / Z. Zhang, C. Gu, J. Sun, C. Wang, T. Gardiner, and D. T. Reid // Opt. Lett. - 2012. – Vl.37 - P. 187–189.

267. Zolot A. M. Broad-band frequency references in the near-infrared: accurate dual comb spectroscopy of methane and acetylene [Text] / A. M. Zolot, F. R. Giorgetta, E. Baumann, W. C. Swann, I. Coddington, and N. R. Newbury // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. - 2013. – Vl.118 - P. 26–39.

268. Potvin S. Dual-comb spectroscopy using frequencydoubled combs around 775 nm [Text] / S. Potvin and J. Genest // Opt. Express - 2013. – Vl.21 - P. 30707–30715.
269. Boudreau S. Chemical detection with hyperspectral lidar using dual frequency combs [Text] / S. Boudreau, S. Levasseur, C. Perilla, S. Roy, and J. Genest // Opt. Express - 2013. – Vl.21 - P. 7411–7418.
270. Ideguchi T. Coherent Raman spectro-imaging with laser frequency combs [Text] / T. Ideguchi, S. Holzner, B. Bernhardt, G. Guelachvili, N. Picqué, and T. W. Hänsch // Nature - 2013. – Vl.502 - P. 355–358.
271. Zhang Z. High-power asynchronous midinfrared optical parametric oscillator frequency combs [Text] / Z. Zhang, X. Fang, T. Gardiner, and D. T. Reid // Opt. Lett. - 2013. – Vl.38 - P. 2077–2079.
272. Zhu F. Real-time dual frequency comb spectroscopy in the near infrared [Text] / F. Zhu, T. Mohamed, J. Strohaber, A. A. Kolomenskii, T. Udem, and H. A. Schuessler // Appl. Phys. Lett. - 2013. – Vl.102 - P. 121116.
273. Zhang Z. Mid-infrared dual-comb spectroscopy with an optical parametric oscillator [Text] / Z. Zhang, T. Gardiner, and D. T. Reid // Opt. Lett. - 2013. – Vl.38 - P. 3148–3150.
274. Rieker G. B. Frequency-comb-based remote sensing of greenhouse gases over kilometer air paths [Text] / G. B. Rieker, F. R. Giorgetta, W. C. Swann, J. Kofler, A. M. Zolot, L. C. Sinclair, E. Baumann, C. Cromer, G. Petron, C. Sweeney, P. P. Tans, I. Coddington, and N. R. Newbury // Optica - 2014. – Vol.1 - P. 290–298.
275. Wang Y. High-resolution multi-heterodyne spectroscopy based on Fabry-Perot quantum cascade lasers [Text] / Y. Wang, M. G. Soskind, W. Wang, and G. Wysocki, // Appl. Phys. Lett. - 2014. – Vl.104 - P. 031114.
276. Villares G. Dual-comb spectroscopy based on quantum-cascade-laser frequency combs [Text] / G. Villares, A. Hugi, S. Blaser, and J. Faist // Nat. Commun. - 2014. – Vl.5 - P. 5192.
277. Hsieh Y.D. Spectrally interleaved, comb-mode-resolved spectroscopy using swept dual terahertz combs [Text] / Y.D. Hsieh, Y. Iyonaga, Y. Sakaguchi, S.

Yokoyama, H. Inaba, K. Minoshima, F. Hindle, T. Araki, and T. Yasui // Sci. Rep. - 2014. – Vl.4 - P.3816.

278. Hipke A. Broadband Doppler-limited two-photon and stepwise excitation spectroscopy with laser frequency combs [Text] / A. Hipke, S. A. Meek, T. Ideguchi, T. W. Hänsch, and N. Picqué // Phys. Rev. A - 2014. – Vl.90 - P.011805.

279. Jin, Y. Two-crystal mid-infrared optical parametric oscillator for absorption and dispersion dual-comb spectroscopy [Text] / Y. Jin, S. M. Cristescu, F. J. M. Harren, and J. Mandon // Opt. Lett. - 2014. – Vl.39 - P.3270–3273.

280. Ideguchi T. Adaptive real-time dual-comb spectroscopy [Text] / T. Ideguchi, A. Poisson, G. Guelachvili, N. Picqué, and T. W. Hänsch // Nat. Commun. - 2014. – Vl.5 - P.3375.

281. Long D. A. Multiheterodyne spectroscopy with optical frequency combs generated from a continuous-wave laser [Text] / D. A. Long, A. J. Fleisher, K. O. Douglass, S. E. Maxwell, K. Bielska, J. T. Hodges, and D. F. Plusquellic // Opt. Lett. - 2014. – Vl.39 - P.2688–2690.

282. Cassinerio M. Absolute dual-comb spectroscopy at 1.55 μm by freerunning Er: fiber lasers [Text] / M. Cassinerio, A. Gambetta, N. Coluccelli, P. Laporta, and G.Galzerano // Appl. Phys. Lett. - 2014. – Vl.104 - P.231102.

283. Yasui T. Adaptive sampling dual terahertz comb spectroscopy using dual free-running femtosecond lasers [Text] / T. Yasui, R. Ichikawa, Y.-D. Hsieh, K. Hayashi, H. Cahyadi F. Hindle, Y. Sakaguchi, T. Iwata, Y. Mizutani, H. Yamamoto, K. Minoshima, and H. Inaba // Sci. Rep. - 2015. – Vl.5 - P.10786.

284. Yasui T. Super-resolution discrete Fourier transform spectroscopy beyond time-window size limitation using precisely periodic pulsed radiation [Text] / T. Yasui, Y. Iyonaga, Y.-D. Hsieh, Y. Sakaguchi, F. Hindle, S. Yokoyama, T. Araki, and M. Hashimoto // Optica - 2015. – Vl.2 - P.460–467.

285. Finneran I. A. Decade-spanning high-precision terahertz frequency comb [Text] / I. A. Finneran, J. T. Good, D. B. Holland, P. B. Carroll, M. A. Allodi, and G. A. Blake // Phys. Rev. Lett. - 2015. – Vl.114 - P.163902.

286. Jin Y. Femtosecond optical parametric oscillators toward real-time dual-comb spectroscopy [Text] / Y. Jin, S. M. Cristescu, F. J. M. Harren, and J. Mandon // Appl. Phys. B - 2015. – Vl.119 - P.65–74.

287. Good J.T. A decade-spanning high-resolution asynchronous optical sampling terahertz time-domain and frequency comb spectrometer [Text] / J. T. Good, D. B. Holland, I. A. Finneran, P. B. Carroll, M. J. Kelley, and G. A. Blake // Rev. Sci. Instrum. - 2015. – Vl.86 - P.103107.

288. Okubo S. Ultra-broadband dual-comb spectroscopy across 1.0–1.9 μm [Text] / S. Okubo, K. Iwakuni, H. Inaba, K. Hosaka, A. Onae, H. Sasada, and F.-L. Hong // Appl. Phys. Express - 2015. – Vl.8 - P.082402.

289. Дианов Е.М. Волоконно-оптический ВКР-усилитель сигналов на длине волны 1.3 мкм [Текст] / Е.М. Дианов, Д.Г. Фурса, А.А. Абрамов, М.И. Беловалов, А.В. Шипулин, А.М. Прохоров, Г.Г. Девятых, А.Н. Гурьянов, В.Ф. Хопин // Квантовая электроника. - 1994. т. 21. - №9. - с.807-809.

290. Stolen R.H. Raman oscillation in glass optical waveguide [Text] / R.H. Stolen, E.P. Ippen, A.R.Tynes // Appl. Phys. Lett. - 1972. - Vol.20. - P.62-64.

291. Grubb S.G. +24.6 dBm output power Er/Yb codoped optical amplifier pumped by diode-pumped Nd: YLF laser [Text] / S. G. Grubb, et al. // Electron. Lett. - 1992. - Vol.28. - p. 1275-1276.

292. Захаров Л.А. Численное моделирование лазерной абляции металлов и полимеров при воздействии импульсами инфракрасного излучения влияние начальной температуры образца [Текст] / Л.А. Захаров, Н.М. Булгакова // Вестник *НГУ*. *Серия*: *Физика*. *–2010*. – Т. *5*. – Вып. *1*. – С. 37-47.

293. Ашитков С.И. Абляция металлов и образование наноструктур под действием фемтосекундных лазерных импульсов. [Текст] / С.И. Ашитков, П.С. Комаров, А.В. Овчинников, Е.В. Струлёва, В.В. Жаховский, Н.А. Иногамов, М.Б. Агранат // Квантовая электроника. – 2014. - т.44. - №6. - С.535-539.

294. Локтионов Е.Ю. О теплофизических и газодинамических характеристиках лазерно-индуцированных газоплазменных потоков при фемтосекундной лазерной абляции титана в вакууме. [Текст] / Е.Ю. Локтионов, Ю.С. Протасов, Ю.Ю.

Протасов // Квантовая электроника. – 2014. - т.44. - №3. - С.225-232.

295. Иногамов Н.А. Сверхупругость и распространение ударных волн в кристаллах. [Текст] / Н.А. Иногамов, В.В. Жаховский, В.А. Хохлов, В.В. Шепелев // Письма в ЖЭТФ. – 2011. - т.93. - №4. - С.245-251.

296. Ионин А.А. Абляция поверхности материалов под действием ультракоротких лазерных импульсов. [Текст] / А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, А.А. Самохин, // УФН. - 2017. - т.187. - №2. - С.159-172.

297. Завестовская И.Н. Лазерная абляция металлов пикосекундными импульсами низкой плотности. [Текст] / И.Н. Завестовская, А.П. Канавин // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2017. - №12. - С.73-78.

298. *Амирханов И.В.* О влиянии формы источника в модели фазовых переходов в металлах, облучаемых импульсными пучками ионов [Текст] / *И.В. Амирханов, Е.В. Земляная, И.В. Пузынин, Т.П. Пузынина, И. Сархадов* // Сообщение ОИЯИ Р11-2002-78, Дубна, 2002, - с.18-24.

299. Самарский А.А. Теория разностных схем [Текст] / А.А. Самарский - М.: Наука, 1983, - с 258-276.

300. Анисимов С.И. Избранные задачи теории лазерной абляции [Текст] / С.И. Анисимов, Б.С. Лукьянчук / УФН. - 2002. - т.172. - №3. - С.301-333.

301. Нехаенко В. А. Теория генерации сверхкоротких импульсов света при синхронной накачке лазеров с многоуровневой моделью активной среды: дис.... канд. физ. - мат. наук: 01.04.03 [Текст] / В. А. Нехаенко - М.: МГУ, 1984 - 164 с.

302. Frigo N.J. A study a forced mode locked CW dye laser [Text] / N.J. Frigo, T. Daly, H. Marh // IEEE J. Quant. Electron. - 1977. - v.13. - P.101-109.

303. MacFarlane D.L. Spectral behavior and pulse train instabilities of a synchronously pumped mode-locked dye laser [Text] / D. L. MacFarlane, Lee W. Casperson, A. A. Tovar // J. Opt. Soc. Am. B - 1988. - Vol. 5. - No. 5 - P. 1144-1151.

304. Абдуллаев С.Ф. Возможности применения волоконного лазера для обработки цифровой информации [Текст] / С.Ф. Абдуллаев, Б.И. Назаров, Х.Г. Гафуров, М.Н. Рахматов // Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2017. - №4 (43). - С.3-8.

305. Звелто О. Введение в физику лазеров. [Текст] / О. Звелто - М.: МИР, 1979. - 374 С.

306. Бабушкин А. А. Методы спектрального анализа [Текст] / А. А. Бабушкин, П.А. Бажулин, Ф.А. Королев, Л.В. Левшин, В.К. Прокофьев, А.Р. Стриганов - М.: МГУ,1962 - 509 с.

307. Stix M.S. Pulse shaping in passive mode-locked CW dye ring lasers [Text] / M.S. Stix, E.P. Ippen // IEEE J. Quant. Electron. - 1983. - V.19. - № 4. - P.520-525.

308. Mayr M. Periodic and chaotic breathing of pulses in a ring laser [Text] / M. Mayr, H. Risken, H.D. Vollmer // Opt. Commun. - 1981. - V.36. - № 6. - P.480-482.

309. Kühlke D. Influence of transient absorber gratings on the pulse parameters of passive mode-locked CW dye ring lasers [Text] / D. Kühlke, W. Rudolph, B. Wilhelmi // Appl. Phys. Lett. - 1982. - V.42. - №4. - P.325-327.

310. Гафуров Х.Г. Самостабилизация режима генерации аргонового лазера с нелинейным поглотителем внутри резонатора [Текст] / Х.Г. Гафуров, Х.А. Тошходжаев // Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук. - 2019. - №4. - с.100 – 107.

311. Гафуров Х.Г. Механизм высокой стабильности временной структуры лазера с синхронизацией мод [Текст] / Х.Г. Гафуров, Б.И. Назаров, С.Ф. Абдуллаев // Известия Академии наук Республики Таджикистан отделение физико-математических, химических, геологических и технических наук. - 2020. - №1 (178). - с.57-64.

312. Brandon G. B. Transition dynamics for multi-pulsing in mode-locked lasers [Text] / G. B. Brandon, K. Khanh, J. N. Kutz, F. Wise, // OPTICS EXPRESS. - 2009. - Vol. 17. - No. 25 - P. 23137-23146.

313. Liao R. Y. Dual-comb generation from a single laser source: principles and spectroscopic applications towards mid-IR-A review [Text] / R. Y. Liao, H. C. Tian, W. Liu, et al. // J. Phys. Photonics - 2020. – Vol. 2(4) – P. 042006.

314. Jung I. D. Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser [Text] / I. D. Jung, F. X. K¨ artner, N. Matuschek, D. H. Sutter, Z. F. Morier-Genoud, U. Keller, V. Scheuer, M.T. Tilsch // OPTICS LETTERS. - 1997. -V. 22. - No.13. - P.1009-1011.

315. Mashiko H. Double Optical Gating of High-Order Harmonic Generation with Carrier-Envelope Phase Stabilized Lasers[Text] / H. Mashiko, S. Gilbertson, C. Li, D. Sabih Khan, M. Mahendra Shakya, E. Moon, Z. Chang // Phys. Rev. Lett. - 2008. -100 - P.103906-1 - 103906-4.

316. Гафуров Х.Г. Применение синхронизации продольных мод лазеров для формирования многобитной информации [Текст] / Х.Г. Гафуров, Х.А. Тошходжаев, Б.И. Назаров, С.Ф. Абдуллаев // Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2017. - №1(40). - С.93-102.

317. Гафуров Х.Г. Энергетические характеристики излучения Ar+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д. П. Криндач, Б. И. Назаров, В. И. Новодережкин // Квантовая электроника. - 1983. - Т.53.- № 8. - С.1536-1540.

318. Гафуров Х.Г. Гистерезисные эффекты в Ar+ лазера нелинейным поглотителем в резонаторе [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д.П. Криндач // Квантовая электроника.- 1985. - Т.12. - № 3. - С.625-627.

Б) Работы автора по теме диссертации

Монографии:

[1-А] Криндач Д.П. Фемтотехнология световых импульсов [Текст] / Д.П. Криндач, Б.И. Назаров, **Х. Гафуров**. - Душанбе: Ирфон, 2016. -156 С.

Статьи, опубликованные в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК при Президенте Республики Таджикистан и ВАК при Министерстве науки и образования РФ:

[2-А] Gafurov H. Simulation of laser ablation of materials within the thermal spike model [Text] / I.V. Amirkhanov, I. Sarkhadov, Z.K. Tukhliev, H. Gafurov / Journal of Surface Investigation: X-Ray, Synchotron and Neutrin Techniques. - 2024. - V.18. - № 2. - P. 348-353.

[3-A] Гафуров Х. Исследование временных и энергетических характеристик непрерывного лазера при пассивной синхронизации продольных мод [Текст] / Х. Гафуров // Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2023. - № 3 (66). - С. 10-15.

[4-A] Гафуров Х. Применение дифракционных решеток для размещения много битной информации в световых импульсах лазера с синхронизованными модами [Текст] / Х. Гафуров // Политехнический вестник. Таджикского политехнического университета имени академика М.С.Осими, серия: интеллект, инновации, инвестиции. - 2023. - №1 (61). - С. 22-26.

[5-A] Гафуров Х. Синхронизация нескольких групп продольных мод непрерывных лазеров [Текст] / Х. Гафуров // Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2022. - № 3 (62). - С. 50 - 55.

[6-A] Гафуров Х. Исследование границ существования синхронизации продольных мод лазера с нелинейным поглотителем в резонаторе [Текст] / // Политехнический вестник. Таджикского политехнического университета имени академика М.С.Осими, серия: интеллект, инновации, инвестиции. // 2022. №3 (59). С.19-23.

[7-A] Гафуров Х.Г. Механизм высокой стабильности временной структуры лазера с синхронизацией мод [Текст] / Х.Г. Гафуров, Х.А. Тошходжаев // Известия Академии наук Республики Таджикистан отделение физико-математических, химических, геологических и технических наук. - 2020. - №1 (178). - С.57-64.

[8-A] Гафуров Х.Г. Моделирование воздействия лазерного импульса сложной временной структуры на тепловые процессы в твердых телах [Текст] / Х.Г. Гафуров, И. Сархадов, Х.А. Тошходжаев, М. Хомидов // Политехнический вестник. Таджикского политехнического университета имени академика М.С.Осими, серия: интеллект, инновации, инвестиции. - 2019. - №2 (46). - С.41-46.

[9-A] Гафуров Х.Г. К волновой теории пассивной синхронизации мод непрерывных лазеров [Текст] / Х.Г. Гафуров, Х.А. Тошходжаев, М.Н. Рахматов //

Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2019. - № 3 (50). - С. 33 - 38.

[10-А] Гафуров Х.Г. Способ формирования многобитной информации в лазерах с пассивной синхронизацией мод [Текст] / Х.Г. Гафуров, Б.И. Назаров, С.Ф. Абдуллаев // Известия Академии наук Республики Таджикистан отделение физико-математических, химических, геологических и технических наук. - 2019. - №3 (176). - С. 32-37.

[11-А] Гафуров Х.Г. Самостабилизация режима генерации аргонового лазера с нелинейным поглотителем внутри резонатора [Текст] / Х.Г. Гафуров, Х.А. Тошходжаев // Вестник Таджикского национального университета. Серия естественных наук. - 2019. - №4. - С.100 – 107.

[12-А] Гафуров Х.Г. Спектрольный анализ излучения периодических импульсов сателлит [Текст] / Х.Г. Гафуров, Х.А. Тошходжаев, М.Н. Рахматов // Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2018. - №3 (46). - С.12-17.

[13-А] Гафуров Х.Г. Анализ спектральной полосы отдельных импульсов [Текст] / Гафуров Х.Г., Тошходжаев Х.А., Рахматов М.Н. // Политехнический вестник. Таджикского политехнического университета имени академика М.С.Осими, серия: интелект, инновации, инвестиции. - 2018. - №3 (43). - С.36-38.

[14-А] Гафуров Х.Г. Применение синхронизации продольных мод лазеров для формирования многобитной информации [Текст] / Х.Г. Гафуров, Х.А. Тошходжаев, Б.И. Назаров, С.Ф. Абдуллаев // Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2017. - №1(40). - С.93-102.

[15-А] Гафуров Х.Г. Возможности применения волоконного лазера для обработки цифровой информации [Текст] / С.Ф. Абдуллаев, Б.И. Назаров, , М.Н. Рахматов // Учёные записки ХГУ им Б. Гафурова. Серия: Естественные и экономические науки. - 2017. - №4 (43). - С.3-9.

[16-А] Гафуров Х.Г. Гистерезисные эффекты в Ar+ лазера нелинейным поглотителем в резонаторе [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д.П. Криндач // Квантовая

электроника.- 1985. - Т.12. - № 3. - С.625-627.

[17-А] Гафуров Х.Г. Повышение стабильности генерации непрерывного лазера на красителе с синхронным возбуждением при введении нелинейного поглотителя [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д. П. Криндач, В.А. Нехаенко, А.Г. Яковлев // Квантовая электроника. - 1985.- Т.12. - № 6. - С.1279-1282.

[18-А] Гафуров Х.Г. Стационарная пассивная синхронизация мод Ar+ лазера [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д. П. Криндач, А.Г. Яковлев // Квантовая электроника. - 1985. - Т.12. - № 7. - С.1503-1510.

[19-А] Гафуров Х.Г. Газоразрядный поглотитель для пассивной синхронизации мод Ar+ лазера [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д.П. Криндач, Б.И. Назаров, А.К. Романюк // Докл. АН Тадж. ССР. - 1984. - Т.27. - № 11. - С.648-651.

[20-А] Гафуров Х.Г. Энергетические характеристики излучения Ar+ лазера в режиме пассивной синхронизации мод [Текст] / Х.Г. Гафуров, Д.П. Криндач, Б.И. Назаров, В.И. Новодережкин // Журнал технической физики. - 1983. - Т.53. - № 8. - С.1536-1540.

Статьи опубликованные в других изданиях:

[21-А] Гафуров Х. Физические основы формирования импульсов сателлит при пассивной синхронизации продольных мод непрерывного лазера [Текст] / Х.Г. Гафуров // Fergana State University Conference, 07. - Retrieved from https://conf.fdu.uz/index.php/conf/article/view/2308 2024**,** 25.05.2024, 10.30

[22-А] Гафуров Х. Эффективный метод контроля синхронизации продольных мод непрерывного лазера [Текст] / Х.Г. Гафуров // Материалы Республиканской научно-практической конференции с участием зарубежных учёных «Проблемы и перспективы оптики и лазерной физики» Посвященная 80-летию образования Академии наук Республики Узбекистан, 26 октября 2023 года. - Ташкент, 2023. - С.56-57.

[23-А] Гафуров Х. – Применение основного закона оптики для уплотнения информации [Текст] / Х.Г. Гафуров // Материалы Республиканской научно-

практической конференции «Современные проблемы физики конденсированных состояний», Посвященной 75-летию со дня основания Таджикского национального университета, Международному году защиты ледников и 80-летию со дня рождения доктора физико – математических наук, профессора Туйчиева Шарофидина (24-25 октября 2023 г.) - Душанбе, 2023. - С.86-90.

[24-А] Гафуров Х. - Исследование области существования пассивной синхронизации мод [Текст] / Х.Г. Гафуров // Маводи конференсияи Ҷумҳуриявии илмӣ-амалии «Саҳми олимони фанҳои дақиқ дар рушди саноатикунонии кишвар» бахшида ба “Бистсолаи омӯзиш ва рушди фанҳои табиатшиносӣ, дақиқ ва риёзӣ дар соҳаи илму маориф ” ва 85-солагии аъзо-корреспонденти Академияи муҳандисони Ҷумҳурии Тоҷикистон ва Руссия, профессор Рабеҷонов Набиҷон ва профессор Латипов Ҷалол Латипович. (18-уми октябри соли 2023) . - Хуҷанд,2023. - С.106-109 .

[25-А] Гафуров Х. - Требование режима синхронизации мод непрерывных лазеров [Текст] / Х.Г. Гафуров // Маводи конференсияи ҷумҳуриявии илмӣ-амалии «Саҳми олимони фанҳои дақиқ дар рушди саноатикунонии кишвар» бахшида ба “Бистсолаи омӯзиш ва рушди фанҳои табиатшиносӣ, дақиқ ва риёзӣ дар соҳаи илму маориф ” ва 85-солагии аъзо-корреспонденти Академияи муҳандисони Ҷумҳурии Тоҷикистон ва Руссия, профессор Рабеҷонов Набиҷон ва профессор Латипов Ҷалол Латипович. (18-уми октябри соли 2023) . - Хуҷанд,2023. - С.58-59.

[26-А] Ғафуров Ҳ. Воҳиди нави ҳаҷми иттилоот ва равандҳои мавҷӣ [Текст] / Х.Г. Гафуров // Маводи конференсияи Ҷумҳуриявии илмӣ – амалӣ бахшида ба солҳои 2020-2040 “Бистсолаи омӯзиш ва рушди фанҳои табиатшиносӣ, дақиқ ва риёзӣ дар соҳаи илму маориф” ва солҳои 2022-2026 “ Солҳои рушди саноат” " Рисолати илми физика дар инкишофи техника ва технологияи муосир" 16-17-уми марти соли 2023. - Хуҷанд, 2023. - С. 100-108.

[27-А] Гафуров Х. - К вопросу выбора режима синхронизации мод в лазерах на квантовых точках [Текст] / Х.Г. Гафуров // Материалы Республиканской научно-практической конференции «Развитие и достижения

физической науки в годы независимости», посвященной 32-летию Государственной независимости Республики Таджикистан (25-26 августа 2023 г.). - Душанбе: «Дониш», 2023 - С. 113-118.

[28-A] Гафуров Х.Г. Численное моделирование лазерной абляции материалов в образцах конечной толщины [Текст] / И.В. Амирханов, И. Сархадов, З.К. Тухлиев, Х.Г. Гафуров // Материалы Всероссийской конференции с международным участием «ИНФОРМАЦИОННО-ТЕЛЕ-КОММУНИКАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОТЕХНОЛОГИЧНЫХ СИСТЕМ» - Москва, РУДН, 2022

[29-A] Гафуров Х.Г. Численное исследование влияния конечной толщины образца на лазерной абляции материалов [Текст] / И.В. Амирханов, И. Сархадов, З.К. Тухлиев, Х.Г. Гафуров // Тезисы докладов 51-й международной Тулиновской конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва 24 мая – 26 мая 2022) **.** - Москва,2022. - стр.42-43

[30-A] Gafurov Kh. - Using mode-locked laser for shaping many bit information [Text] / Kh. Gafurov // Academia Letters, Article 2321. https://doi.org/10.20935/AL2321.

[31-A] Гафуров Х. - Критерии существования стационарного режима пассивной синхронизации мод с насыщающимся усилением [Текст] / Х. Гафуров // Материалы Республиканской научно-практической конференции посвященной "Двадцатилетию изучения и развития естественных , точных и математических наук в сфере науки и образования" на тему " Современные проблемы физики конденсированного состояния и ядерной физика" г.Душанбе, 19 февраля 2020 года. - Душанбе,2020. - С. 43-45.

[32-A] Гафуров Х. - Сокращение длительности импульсов за счёт разницы в условиях насыщения [Текст] / Х. Гафуров // Материалы Республиканской научно-практической конференции посвященной "Двадцатилетию изучения и развития естественных , точных и математических наук в сфере науки и образования" на тему " Современные проблемы физики конденсированного состояния и ядерной

физика" г.Душанбе, 19 февраля 2020 года. - Душанбе, 2020. - С. 27-29.

[33-A] Гафуров Х. - Расчет области существования пассивной синхронизации мод при протяженных активных и пассивных средах [Текст] / Х. Гафуров // Материалы Республиканской научно-практической конференции посвященной "Двадцатилетию изучения и развития естественных , точных и математических наук в сфере науки и образования" на тему " Современные проблемы физики конденсированного состояния и ядерной физика" г.Душанбе, 19 февраля 2020 года.- Душанбе,2020. - стр. 160-163.

[34-A] Ghafurov H. Using mode-locked laser for shaping many bit information // Poster presentation ID: JW2A.39. Joint Poster Session Wednesday. October 2, 2019 from 10:00 AM to 11:30 AM. OSA Laser Congress and Exibition. Austria Center Vienna, Vienna, Austria.

[35-A] Ghafurov H. Laser ablation in solid states with pulse of complex structure // Poster presentation ID: JW2A.41. Joint Poster Session Wednesday. October 2, 2019 from 10:00 AM to 11:30 AM. OSA Laser Congress and Exibition. Vienna, Austria.

[36-A] Гафуров Х. Об одном способе формирования многобитной информации в лазерах с пассивной синхронизацией мод [Текст] / Х. Гафуров Б.И. Назаров, С.Ф. Абдуллаев, М.Н. Рахматов // Материалы международной конференции "Актуальные проблемы современной физики" посвященной 80 - летию памяти Заслуженного деятеля науки и техники Таджикистана, доктора физико - математических наук, профессора Нарзиева Бозора Нарзиевича, 18 апреля 2018 года. - Душанбе,2018. - стр. 283-285.

[37-A] Гафуров Х. - Спектральный анализ периодических импульсов сложной структуры [Текст] / Х. Гафуров // Материалы международной конференции "Актуальные проблемы современной физики" посвященной 80 - летию памяти Заслуженного деятеля науки и техники Таджикистана, доктора физико-математических наук, профессора Нарзиева Бозора Нарзиевича, 18 апреля 2018 года. - Душанбе,2018. - стр.203-208.

Благодарность. Автор глубоко благодарен своему научному консультанту, д.ф.м.н., доценту, покойному Тошходжаеву Хакимходжа за ценные советы, дружескую заботу и внимание к работе.