Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук» (ИОФ РАН)

На правах рукописи

Мамонов Дмитрий Николаевич

# МЕТОДЫ УВЕЛИЧЕНИЯ ЯРКОСТИ И УПРАВЛЕНИЯ ВРЕМЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИНТЕГРИРОВАННЫХ МАССИВОВ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И ЛАЗЕРОВ С СЕКЦИОНИРОВАННОЙ НАКАЧКОЙ

01.04.21 – лазерная физика

# **ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

С.М. Климентов

Научный консультант:

доктор физико-математических наук, профессор

В.В. Аполлонов

Москва – 2022

ВВЕДЕНИЕ	3
Актуальность темы исследования и степень ее разработанности	3
Цели и задачи исследования	5
Научная новизна	6
Практическая значимость работы	6
Методология и методы исследования	7
Положения, выносимые на защиту	7
Личный вклад диссертанта	7
Степень достоверности и апробация результатов	8
Структура и состав диссертации	10
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	12
1.1. Способы увеличения яркости лазерных систем на примере полупроводниковых лазер	ов13
1.2. Схема спектрального сложения с автоматическим выбором длины волны генерации	
лазерных диодов	19
1.3. Связывание каналов генерации	23
1.4. Примеры реализации лазеров с насыщающимся поглотителем	30
1.5. Обзор материалов исследований по когерентным методам увеличения яркости лазерн	ых
систем	33
ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗЫВАНИЯ КАНАЛОВ	
ГЕНЕРАЦИИ В Nd:YAG/Cr:YAG ЛАЗЕРЕ С ПРОДОЛЬНОЙ СЕКЦИОНИРОВАННОЙ	
НАКАЧКОЙ	39
Выводы к главе 2	53
ГЛАВА 3. ПОСТРОЕНИЕ РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СВЯЗЫВАНИЯ	
КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРЕ С ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ	54
Вывод к главе 3	67
ГЛАВА 4. СПЕКТРАЛЬНОЕ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ СЛОЖЕНИЕ ОДНОМОДОВЫХ	
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ	68
Выводы к главе 4	83
ГЛАВА 5. ФАЗИРОВКА ЛИНЕЙКИ ОДНОМОДОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С	
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЗОНАНСНОГО ВОЛНОВОДНОГО ЗЕРКАЛА	84
Выводы к главе 5	106
ГЛАВА 6. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ УСТРОЙСТВ	108
Выводы к главе 6	122
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	123
ЛИТЕРАТУРА	124
Приложение А	131
Приложение Б	140

# оглавление

#### ВВЕДЕНИЕ

#### Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

История работ по лазерной физике насчитывает уже более 60 лет [1–4]. На данный момент лазерные системы, в той или иной степени, применяются практически во всех областях науки и техники [5–9], а решение проблемы эффективного управления их основными характеристиками остается одной из главных задач дальнейшего развития данного раздела научного знания. Широкое распространение в последние годы получили интегрированные твердотельные лазерные системы. В зависимости от их назначения, активно применяются методы модификации пространственных, спектральных, временных и энергетических характеристик совокупности излучателей. Данное исследование направлено на развитие методов управления характеристиками лазерных систем на основе интегрированных массивов излучателей с целью повышения их выходной мощности и управления временными режимами излучения. В работе рассмотрены методы когерентного и некогерентного (спектрального) сложения излучения массива диодных активных элементов, а также связывания (синхронизации) каналов генерации, формируемых в пределах одного твердотельного активного элемента в лазере с пассивной модуляцией добротности.

Когерентное сложение или фазировка излучения при генерации массива диодных элементов считается наиболее многообещающим методом, с точки зрения увеличения яркости системы, однако известные успешные результаты относятся лишь к уникальным лабораторным образцам [10–12]. Теоретически, основное преимущество данного метода состоит в том, что использование N одинаковых диодных излучателей позволяет увеличивать интенсивность результирующего пучка в N<sup>2</sup> раз при снижении его расходимости в N раз по сравнению с излучением одиночного диода [10,13]. Результирующий пучок сфазированных лазерных диодов будет иметь узкий спектр и расходимость, близкую к дифракционному пределу для одномодовой генерации. Яркость излучения в этом случае оказывается значительно выше по сравнению со случаем одиночного лазера. Излучение массива диодов, в свою очередь, можно также когерентно складывать, масштабируя выходную мощность до более высоких значений. Наилучшие результаты по когерентному сложению линеек лазерных диодов получены в схемах, использующих общий резонатор [12]. Связь между диодами организуется за счет отвода части излучения в соседний элемент, как внешним зеркалом, так и с помощью планарного волновода, формирующих тем самым синфазный режим их генерации. Особенность схемы заключается в формировании коллективных мод (супермод) и выделение одной моды остается главной проблемой в практике фазировки. Сложность ее решения обусловлена

близостью порогов генерации супермод, что объясняет недостаточную эффективность многих предложенных ранее способов селекции.

Некогерентное сложение пучков обеспечивает меньшую эффективность по сравнению с когерентным сложением, поскольку спектральная яркость источника не увеличивается. Интенсивность возрастает в N раз, пропорционально количеству элементов, а расходимость суммарного пучка сравнима с расходимостью одиночного излучателя. Однако, некогерентное сложение, в силу простоты реализации, получило более широкое распространение на практике. Внутрирезонаторное спектральное сложение является одним из эффективных способов некогерентного сложения излучения диодных лазеров [14]. Метод позволяет объединить и придать единое направление пучкам большого числа диодных излучателей, отличающихся длиной волн генерации. В такой схеме достигаются мощности в несколько киловатт и пространственная когерентность, сравнимая с одномодовым лазерным пучком. Для ее реализации необходимо избегать наложения линий генерации излучения лазеров, составляющих массив излучателей. В противном случае, диоды перестают излучать независимо, нарушается пространственно-спектральное согласование с дисперсионным элементом схемы, в роли которого выступает, как правило, дифракционная решётка.

Интегрированный массив активных элементов может быть образован не только излучателей, совокупностью близкорасположенных полупроводниковых но И путем формирования множества разнесенных областей инверсной населенности (каналов накачки) в пределах одного активного элемента. Так, в работе нами впервые изучена синхронизация коротких импульсов излучения в сегментированной лазерной системе с пассивной модуляцией добротности. Каналы формировались параллельно оси резонатора при торцевой диодной накачке. Показано, что при наличии двух и более каналов накачки существует характерное расстояние между ними, превышение которого приводит к независимой генерации коротких импульсов излучения. Однако, при сближении продольных каналов на расстояние сравнимое с размером моды заметная часть излучения канала с наименьшим временем развития генерации (ведущий или запускающий канал) попадает в соседнюю область накачки (ведомый канал), усиливается в ней и тем самым ускоряет просветление насыщающегося поглотителя, происходит синхронизация лазерных импульсов. Практическая значимость такого подхода малогабаритного подтверждена созданием лазера с рекордными В своем классе энергетическими характеристиками. Имеющиеся в литературе данные не описывают наблюдаемый эффект. В подобных системах ранее исследовались лишь условия возникновения когерентной непрерывной генерации, а также изучалось применение внешнего источника излучения для включения короткого импульса генерации.

4

Общность физических принципов характерна для всех трех изученных в работе подходов к сложению источников лазерного излучения, которые могут быть классифицированы по критерию эффективности связи. В случае сильной связи число фотонов, перетекающих из одного элемента в другой велико (когерентное сложение) и систему можно рассматривать как единую усиливающую среду со сложным пространственным профилем. В случае отсутствия связи излучатели работают независимо, и их перекрестное взаимодействие пренебрежимо мало (спектральное сложение). В пограничном случае связь не достаточна велика для образования совместных мод за время генерации короткого импульса, но оказывает влияние на временной характер излучения, синхронизует импульсы, фиксируя задержку генерации между каналами.

### Цели и задачи исследования

Целью данной работы является исследование методов модификации пространственных, временных и энергетических характеристик совокупности лазерных элементов, обеспечивающих высокую интенсивность/яркость результирующего излучения. Для ее достижения были поставлены и решены следующие задачи:

- Разработка и создание экспериментальной установки для когерентного сложения излучения линейки одномодовых лазерных диодов и выделения одной супермоды с использованием резонансного волноводного зеркала; исследование энергетических, спектральных и пространственных характеристик сфазированного излучения в непрерывном и импульсном режимах; изучение возможности импульсной модуляции излучения при выделении одной супермоды.
- 2. Разработка и создание экспериментальной установки внутрирезонаторного для спектрального сложения линейки одномодовых лазерных диодов; исследование пространственных и спектральных характеристик излучения; разработка методики определения параметров широкополосного зеркала резонатора с учетом возможности перехода в нежелательный режим собственной генерации диодных излучателей.
- 3. Разработка и создание экспериментальной установки на основе Nd:YAG/Cr:YAG импульсного лазера для генерации гигантских импульсов в двух продольных каналах диодной накачки в активной среде; изучение условий возникновения связанной генерации в зависимости от геометрии каналов, величины усиления и длины резонатора; изучение пространственных характеристик, временных задержек и когерентности выходного излучения; определение влияния тепловой линзы на процесс связывания.
- Разработка расчетно-теоретической модели возникновения связанных коротких импульсов генерации в твердотельном активном элементе с сегментированной продольной накачкой для лазера с пассивной модуляцией добротности.

- 5. Разработка и создание мощной компактной импульсной твердотельной лазерной системы с секционированной продольной диодной накачкой, содержащей до семи каналов генерации.
- 6. Разработка системы генерации последовательностей коротких лазерных импульсов при связывании каналов накачки в пределах одного твердотельного активного элемента с использованием схемы внутрирезонаторного спектрального сложения.

#### Научная новизна

- В схеме когерентного сложения (фазировки) излучения линейки одномодовых лазерных диодов осуществлено выделение одной супермоды с применением резонансного волноводного зеркала на основе наноструктуры для частотной генерации с длительностью импульса до 3 нс.
- 2. В схеме некогерентного спектрального сложения излучения одномодовых лазерных диодов продемонстрирован эффект расширения спектра лазерной генерации в коротковолновую область.
- 3. В импульсном режиме работы продемонстрирован эффект связывания излучения близкорасположенных каналов генерации в активной среде твердотельного лазера с пассивной модуляцией добротности при сегментированной продольной накачке. В отличие от связывания излучения лазерных каналов в непрерывном режиме работы продемонстрировано отсутствие когерентности излучения и обнаружена временная задержка между короткими импульсами генерации в каналах, величиной которой можно управлять, варьируя уровень накачки и расстояние между каналами.
- Разработана расчетно-теоретическая модель возникновения связанной генерации в условиях заданного пространственного профиля усиления с учетом взаимного влияния каналов для лазера с пассивной модуляцией добротности.

#### Практическая значимость работы

- Линейка лазерных диодов, сфазированная с помощью резонансного волноводного зеркала и работающая в режиме высокочастотной модуляции тока накачки, может быть использована в качестве передатчика в высокоскоростных системах лазерной связи.
- Для лазерных систем с внутрирезонаторным спектральным сложением лазерных диодов продемонстрирована возможность расширения в коротковолновую область рабочего спектрального диапазона для непрерывного режима работы. Это позволяет увеличить максимальное число складываемых лазеров и максимальную яркость подобных систем.
- Показано, что на основе метода связывания импульсного излучения в близкорасположенных каналах генерации при сегментированной накачке твердотельного активного элемента для лазеров с пассивной модуляцией добротности могут создаваться

устройства с управляемым временным профилем импульса, и дифракционным качеством пучка. Разработана методика управления временными характеристиками излучения.

4. Разработанный микролазер с семью продольными каналами накачки активного элемента может служить прототипом для создания целого класса мощных компактных лазерных устройств, применяемых для поджига топливных смесей, оптической локации, дистанционного определения химического состава материалов, лазерной микрообработки и абляционного синтеза наноматериалов. Конструкция устройства допускает монолитное исполнение резонатора и передачу излучения накачки по оптическому кабелю, что обеспечивает высокую надежность в условиях вибраций и экстремальных температурных перепадов.

#### Методология и методы исследования

Для решения указанных выше экспериментальных задач анализировались профили излучения, пространственные осциллограммы импульсов с применением статистической обработки; проводился Фурье-анализ наложения распределения излучения различных каналов генерации, в том числе, в интерферометре Майкельсона с различными плечами. Для построения расчетно-теоретической модели использовалась стандартная схема Гюйгенса-Френеля, описывающая распространение излучения в пространстве, совмещенная со скоростными уравнениями для элементов резонатора. В сечениях активного элемента анализировался профиль усиления, и оценивалось влияние эффектов, приводящих к появлению Регистрация предварительная обработка набега фазы. И результатов измерений излучения пространственных профилей осуществлялись прикладным программным обеспечением используемых устройств. При разработке лазерного устройства использовалось программное обеспечение, основанное на принципах матричной оптики. Для расчета резонансного волноводного зеркала использовалось программное обеспечение «MC Grating. Diffraction Grating Analysis». Объем исследования, и его методология являются достаточными для решения поставленных задач, обеспечивают достоверность результатов исследования и сформулированных выводов.

#### Положения, выносимые на защиту

1. В двух близкорасположенных продольных каналах накачки цилиндрической геометрии внутри единого твердотельного активного элемента в режиме пассивной модуляции добротности связанная генерация гигантских импульсов возникает с временной задержкой, при этом опережающий по запуску канал является ведущим, а второй ведомым. Время задержки между импульсами генерации изменяется в диапазоне от

7

единиц до сотен наносекунд и зависит от расстояния между каналами и величины усиления в них.

- 2. В системе близкорасположенных каналов накачки внутри единого твердотельного активного элемента в режиме пассивной модуляции добротности синхронизация импульсов и возникновение задержки между ними связаны с ускоренным просветлением насыщающегося поглотителя в области ведомого канала за счет попадания и усиления в ней доли излучения ведущего канала. Развитие генерации и появление временной задержки между импульсами для двух и более каналов может быть описано в рамках модели, анализирующей многопроходное преобразование поля излучения в условиях неоднородного усиления.
- 3. Метод синхронизации коротких импульсов излучения в системе с близкорасположенными каналами накачки внутри единого твердотельного активного элемента в режиме пассивной модуляции добротности может охватывать большое число каналов. Совместное использование внутрирезонаторного спектрального сложения схемы и метола синхронизации коротких импульсов излучения позволяет получить источник с дифракционным качеством пучка и возможностью управления временным профилем излучения.
- 4. В схемах внутрирезонаторного спектрального сложения одномодовых лазерных диодов происходит расширение спектра генерации в коротковолновую область (до 5 нм) в непрерывном режиме работы при перестройке из длинноволновой области.
- 5. Сфазированный режим генерации с выделением одной супермоды для линейки одномодовых лазерных диодов с шириной полоска 4 мкм и фактором заполнения 50% устанавливается за время меньшее 3 нс.

#### Личный вклад диссертанта

Личный вклад автора заключается в проведении экспериментальных измерений и численных расчетов, в написании научных статей и их подготовке к публикации. Все использованные в работе экспериментальные результаты, описанные в главах 2-6, получены автором лично или при его определяющем участии. Материалы, представленные в работе, получены в результате экспериментальных исследований, выполненных автором в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН.

### Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов основана на анализе выполненных ранее работ и подтверждается сравнением полученных численных результатов с экспериментальными данными. Исследования проводились на современном научном оборудовании, с

использованием современных вычислительных систем. Основные результаты опубликованы в рецензируемых научных изданиях из перечня ВАК и представлены автором на российских и международных конференциях.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в следующих рецензируемых научных журналах из списка ВАК РФ.

- Mamonov D.N., Klimentov S.M., Derzhavin S.I., Kravchenko Ya.V., Generation Dynamics of Coupled Pulses from a Single Active Element of the End-Pumped Solid-State Laser: Experiment and Simulation // Physics of Wave Phenomena. – 2018. – T. 26. – №. 3. – C. 214-220.
- Мамонов Д.Н., Климентов С.М., Державин С.И., Тимошкин В.Н., Кравченко Я.В., Карпов Н.В., Мощный короткоимпульсный твёрдотельный микролазер с сегментированной диодной накачкой // Оптический журнал. – 2020. – Т. 87. - №. 8.
- Мамонов Д.Н., Ильичев Н.Н., Сироткин А.А., Пивоваров П.А., Ребров С.Г., Державин С.И., Климентов С.М., Мощный компактный лазер с сегментированной продольной накачкой связанных каналов генерации // Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – № 6. – С. 508-510.
- Державин С.И., Лындин Н.М., Мамонов Д.Н., Новиков Г.Г., Тимошкин В.Н., Использование сфазированной линейки лазерных диодов в космической лазерной связи // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2017. – Т. 22. – №. 8. – С. 19-24.
- Derzhavin S.I., Yakunin V.P., Grishaev R.V., Kravchenko Y.V., Mamonov D.N., Khomenko M.D., Investigation of the Efficiency of Spectral Beam Combining of Laser Diode Array in a Cavity with the Spectrally Selective Output Coupler // Journal of Russian Laser Research. 2020.
  T. 41. №. 4. C. 434-440.
- Derzhavin S.I., Yakunin V.P., Grishaev R.V., Timoshkin V.N., Mamonov D.N., Khomenko M.D., Lasing Characteristics of Single-Mode Laser Diode Arrays // Physics of Wave Phenomena. – 2020. – T. 28. – №. 3. – C. 208-212.
- Bairamov M.N., Derzhavin S.I., Kravchenko Ya.V., Mamonov D.N., Cheban M.D., Yakunin V.P., Extension of the Spectral Lasing Range of Semiconductor Lasers in the Dispersive Resonator // Physics of Wave Phenomena, 2021, Vol. 29, No. 4, pp. 307–310.

По результатам исследований был получен патент на полезную модель:

Мамонов Д.Н., Державин С.И., Климентов С.М., Многоканальный генератор последовательных импульсов с регулируемой временной задержкой и спектральным сложением выходного пучка (МГПИ) // Свидетельство о государственной регистрации, рег. №182596 от 23.08.2018. – М.: Роспатент, 2018.

Результаты исследования были доложены на следующих научных конференциях:

- Мамонов Д.Н., Связывание каналов генерации при продольной секционированной накачке твердотельных лазеров // Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2016».
- Mamonov D.N., Derzhavin S.I., Klimentov S.M., Conjugated short-pulse generation in longitudinal channels formed within an active crystal by segmented end pumping // Материалы Международного симпозиума «Основы лазерных микро- и нанотехнологий» FLAMN-16.
- Derzhavin S.I., Lyndin N.M., Klimentov S.M., Mamonov D.N., Podmazov S.V., Collective generation in laser diode array of single mode emitters // Материалы Международного симпозиума «Основы лазерных микро- и нанотехнологий» FLAMN-16
- 4. Мамонов Д.Н., Климентов С.М., Державин С.И., Сироткин А.А., Пивоваров П.А., Подмазов С.В., Масштабирование мощности импульсных микролазеров для воспламенения топливных смесей при связывании нескольких каналов генерации // Материалы Международного междисциплинарного семинара "Математические модели и моделироание в лазерно-плазменных процессах и передовых научных технологиях" LPpM3-2016.
- 5. Мамонов Д.Н., Климентов С.М., Державин С.И., Связывание импульсной генерации каналов при продольной сегментированной накачке // Материалы школы-конференции молодых ученых ИОФ РАН «Прохоровские недели» 2018 г.

#### Структура и состав диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка используемой литературы. Объем диссертации составляет 144 страниц, в том числе 106 рисунков, 6 таблиц и 2 приложения. Список литературы содержит 106 источников.

**Во введении** обосновывается актуальность проводимых в рамках данной диссертационной работы исследований, формируются цели и ставятся задачи работы, позиционируется место данной работы в области исследования интегрированных массивов излучателей и связывания каналов генерации, обосновывается научная новизна и практическая значимость работы.

**В первой главе** проводится обзор литературных источников, посвященных изучению проблемы сложения излучения изначально независимых лазерных источников. В частности, приводятся данные по когерентному и спектральному сложению излучения лазеров, а также по связыванию каналов генерации в пределах одного кристаллического активного элемента. Систематизируются понятия, используемые в исследовании.

**Во второй главе** приводятся результаты экспериментов по связыванию излучения двух близкорасположенных продольных каналов накачки цилиндрической геометрии внутри одного твердотельного активного элемента в лазере с пассивной модуляцией добротности. Выявляются

основные факторы влияющие на процесс возникновения связанной генерации. Обсуждается механизм, отвечающий за наблюдаемый эффект.

**Третья глава** диссертационной работы посвящена построению расчетно-теоретических моделей процесса связывания каналов генерации в пределах одного твердотельного оптического элемента в лазере с пассивной модуляцией добротности. Рассматривается несколько моделей с их постепенным усложнением и соотнесением результатов моделирования и эксперимента на каждом из этапов.

В четвертой главе излагаются экспериментальные результаты по спектральному внутрирезонаторному сложению излучения одномодовых лазерных диодов и приводятся данные моделирования системы, определяются основные требования к оптическим элементам, даются расчеты для дифракционной решетки в специализированном программном пакете. В главе также приводятся результаты по спектральному распределению интенсивности изучаемой схемы сложения и даются оценки, направленные на оптимизацию системы с использованием спектрально селективного зеркала. Описывается обнаруженный эффект расширения спектрального диапазона генерации в коротковолновую область, зависящий от условий возникновения генерации в данной области, и обсуждается механизм его появления. Приводятся результаты по сложению излучения двух диодных лазеров по схеме спектрального сложения и поясняется механизм образования когерентного канала для элементов в данной схеме.

**В пятой главе** излагаются материалы по когерентному сложению одномодовых лазерных диодов в схеме с выделением одной супермоды с помощью резонансного волноводного зеркала и исследуется возможность работы такой системы с высокой частотой повторения.

**В шестой главе** рассмотрены два примера устройств, основанных на методе связывания каналов генерации, описанному во второй и третьей главах. Первое из них рассматривалось только с теоретической точки зрения и предназначено для генерации пакетов импульсов с их последующим объединением в пространстве методом спектрального сложения. Во втором примере описывается реализованное на практике устройство, с объединением нескольких импульсов в один, выполненное при разработке системы лазерного поджига компонентов топлива в ракетных двигателях. Также в главе приводятся результаты исследований, полученных в процессе его разработки.

В заключении сформулированы основные результаты исследования.

В Приложении А излагается построение теоретической модели, используемой для описания процесса развития генерации в лазерах с насыщающимся поглотителем.

**В приложении Б** описываются известные способы построения мод генерации в лазерах и эффекты, определяющие их распределение.

### ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

В настоящей главе проводится обзор литературных источников, посвященных изучению проблемы сложения излучения изначально независимых лазерных источников. В частности, приводятся данные по когерентному и спектральному сложению излучения лазеров, а также по связыванию каналов генерации в пределах одного кристаллического активного элемента. Систематизируются понятия, используемые в исследовании. В дополнение к излагаемому материалу в Приложении А рассматриваются основы построения теоретической модели, используемой для описания процесса развития генерации в лазерах с насыщающимся поглотителем, при этом используются литературные источники [15–20]. В приложении Б, на основании источников [21–35], описываются известные способы построения мод генерации в лазерах и эффекты, определяющие их распределение.

Одной из основных задач в лазерной тематике является увеличение выходных параметров лазерных источников (яркость, интенсивность, энергия в импульсе). На практике, в зависимости от области применения, для решения этой задачи используются системы генератор – усилитель, многомодовые системы или интегрированные массивы изначально независимых лазерных источников. Однако системы с усилителями обычно имеют малую эффективность, а многомодовые системы и интегрированные массивы – плохое качество выходного пучка. Существуют различные методы для устранения данных недостатков. Так для систем генератор – усилитель можно использовать многопроходные схемы или создавать регенеративные усилители, а для систем с высокой порядковой модой изготавливать фазовые маски для корректировки выходного пучка. Данные методы достаточно сложно реализуемы на практике и значительно увеличивают стоимость и сложность создания таких изделий.

Для интегрированных массивов, в свою очередь, так же, в зависимости от назначения лазерной системы, применяются различные методы модификации энергетических, пространственных и временных характеристик пучков совокупности лазеров. Их изучению и посвящена настоящая работа. Так к рассматриваемым методам относятся спектральное (некогерентное) сложение, когерентное сложение и связывание каналов генерации в пределах одного твердотельного активного элемента. Первые два метода рассматриваются для массива диодных лазеров, а последний – для совокупности каналов генерации в активном элементе твердотельного лазера с модулированной добротностью.

Общим направлением исследования диссертационной работы является изучение особенностей установления генерации для различных лазерных систем при наличии нескольких областей усиления. Исходя из этого можно выделить 3 направления:

- области генерации обладают «сильной» связью. В этом случае число фотонов, переходящих из одной области в другую велико, а саму систему из нескольких излучателей

следует рассматривать как единую усиливающую среду со сложным пространственным профилем. В работе этому направлению посвящена глава, описывающая когерентное сложение лазерных диодов.

- области генерации излучают независимо друг от друга, а их перекрестное воздействие пренебрежимо мало. В работе такие системы рассмотрены на примере схем спектрального сложения для полупроводниковых лазеров.

- пограничный случай, связь между излучателями недостаточно велика для образования совместных мод генерации, но она влияет на характер излучения каналов. К этому случаю относится система со связыванием каналов генерации в твердотельном лазере с пассивной модуляцией добротности. Так, в системе наблюдается переход излучения из одного канала в другой, при этом появление моды совместной генерации не происходит.

Таким образом, проведенное исследование охватывает широкий спектр лазерных устройств, при этом для каждого из них получены новые научно значимые и практически ценные результаты. Для линейки лазерных диодов с когерентым сложением излучения продемонстрировано сохранение структуры коллективной моды при генерации коротких импульсов. Для системы внутрирезонаторного спектрального сложения обнаружен эффект расширения в коротковолновую область спектра генерации, достижимый только в непрерывном режиме работы. Для твердотельного лазера с сегментированной накачкой и пассивной модуляцией добротности обнаружен и исследован эффект связывания каналов импульсной генерации. Каждый из полученных результатов может быть использован для создания лазерных систем с уникальными выходными характеристиками.

# 1.1. Способы увеличения яркости лазерных систем на примере

#### полупроводниковых лазеров

В настоящее время полупроводниковые лазеры, благодаря таким своим достоинствам, как высокий к.п.д. (около 50%), низкое энергопотребление, компактность, высокая надежность, длительный срок службы (до 10<sup>5</sup> час. непрерывной работы), простота и дешевизна эксплуатации, стали основным и самым распространенным типом лазеров, который имеет многочисленные и разнообразные применения [36–42].

Базовыми элементами конструкции полупроводниковых лазеров являются лазерные диоды. Вследствие малых размеров активной области они имеют малую мощность (порядка нескольких милливатт) и большую расходимость пучка (около 40°). На сегодня главная задача развития диодных лазеров и создания мощных излучателей на основе лазерных диодов – это достижение высоких мощностей одномодового излучения с высоким качеством (схема на рисунке 1.1).



Рисунок 1.1 – Схема развития исследований и разработок полупроводниковых лазеров.

В общем случае эта задача может решаться по следующим основным направлениям (технологическим решениям):

- Некогерентное сложение излучения группы диодов. Этот метод уже реализован путем создания интегрированных массивов лазерных диодов: одномерных – линеек, двумерных – матриц (последние, как правило, представляют собой сборки из линеек) [43]. Но если мощность массива можно довести до весьма высоких значений (до нескольких киловатт [44]), то качество пучка его-излучения будет оставаться невысоким. Суммарный пучок представляет собой суперпозицию пучков с асимметричными сечениями от отдельных некогерентно излучающих лазерных диодов, входящих в состав массива, и поэтому для него характерна большая расходимость-и широкий спектр излучения.
- 2) Использование диодных лазеров для накачки твердотельных и волоконных лазеров [17]. Твердотельные лазеры могут обеспечить высокие мощности (до десятка киловатт) и одномодовый состав излучения, но даже при использовани лазерных диодов в качестве источника накачки заметно снижает результирующий к.п.д. Кроме того, эти лазеры имеют большие размер и массу, для них необходима мощная система охлаждения.
- Фазировка (когерентное сложение) массива диодных лазеров. Это направление, считающееся наиболее перспективным, остается до сих пор нереализованным на уровне практических устройств (известные результаты относятся к лабораторным образцам) – обзоры [11,12,45]. Теоретически, его основное преимущество состоит в том, что

когерентное сложение пучков N одинаковых диодов позволяет получить интенсивность результирующего пучка в  $N^2$  раз большей, а расходимость – в N раз меньшей, чем у пучка одного диода [13,45]. (Некогерентное сложение дает увеличение интенсивности лишь в N раз, а расходимость остается такой же большой как у одного диода.) Кроме того, пучок излучения сфазированных лазерных диодов будет иметь монохромный спектр, а расходимость может теоретически достигать дифракционного предела. Излучение сфазированных массивов диодов в свою очередь тоже можно когерентно складывать, что позволит получать высокие мощности простым увеличением числа сфазированных массивов при сохранении высокого качества выходного пучка.

К настоящему времени предложено и исследовано большое количество различных методов и схем фазировки диодных линеек, наилучшие результаты были получены в схемах, использующих внешний резонатор [12]. Он создает оптическую связь диодов, размещенных внутри него, за счет отвода части излучения каждого отдельного диода линейки в соседние или более удаленные диоды, тем самым формируя совместный режим их генерации.

Преимущество схем с внешним резонатором обусловлено следующими их возможностями:

- расширять частотную полосу существования режима фазовой синхронизации и перестраивать модовый состав юстировкой резонатора;
- вводить дополнительные внутрирезонаторные пространственные селекторы супермод;
- влиять на расходимость излучения отдельных лазерных диодов;
- использовать дополнительные микрооптические насадки, изменяющие эффективный коэффициент заполнения диодных линеек, получая сфазированную генерацию при произвольном факторе заполнения линейки;
- масштабировать в одномерной и двумерной схемах сфазированный режим генерации;
- снижать требования к допустимой вариации показателя преломления среды вследствие нагрева или изменения тока накачки по сравнению со схемой фазовой синхронизации внутри линейки;
- использовать внешнее зеркало с рассчитанным профилем коэффициента отражения для селекции требуемой супермоды и для сопряжения волновых фронтов от единичного элемента (что особенно важно при использовании линейки, состоящей из широкоапертурных излучателей).

Особенность фазировки излучения лазеров во внешнем резонаторе состоит в том, что при его использовании возникают коллективные моды суммарного излучения (супермоды),

число которых определяется числом вовлеченных в совместную генерацию лазеров [11,12,45]. Поэтому чтобы создать высокую однородность и низкую расходимость пучка излучения, сфазированного внешним резонатором, необходимо добиться выделения (селекции) только одной супермоды. Именно эта проблема и является основной на современном этапе исследований по фазировке диодных лазеров. Сложность ее решения обусловлена близостью порогов генерации различных супермод, что и объясняет недостаточную эффективность многих использовавшихся ранее способов их селекции.

Обзор наиболее характерных способов селекции и их сравнительный анализ приведен в [11,12,45]. Все они имеют те или иные недостатки и обеспечивают лишь частичное решение проблемы селекции супермод. Так, например, наиболее распространеный способ селекции путем использования различных дополнительных оптических элементов для пространственной фильтрации приводит к значительным дополнительным потерям и ослабляет дискриминацию по порогу генерации мод высокого порядка по отношению к основной моде, а кроме того, сильно снижает устойчивость к помехам. Главное – не обеспечивается устойчивое выделение одной коллективной моды, в которой была бы сосредоточена большая доля совокупной мощности фазируемых диодов, что является другой важной проблемой для организации сфазированного режима. В связи с нею следует отметить развиваемый в последнее время метод синхронизации лазеров, в котором в качестве селективного элемента применяется объемное брэгговское зеркало [46,47]. Оно осуществляет выделение отдельной супермоды сфазированного излучения, но диаграмма направленности является многолепестковой. Только выделение одной коллективной моды, обладающей однонаправленным выходным максимумом, и перекачка в него большей доли суммарного излучения позволит получить в лазерах такого типа выходное излучение высокой яркости и высокого качества.

Немаловажной проблемой, возникающей при фазировке мощных лазерных диодов, является необходимость сглаживания и компенсации температурных флуктуаций и неоднородностей, которые в силу чувствительности полупроводниковых материалов к температуре серьезно влияют на параметры излучения диодов [36], расширяют спектральный состав излучения диодов, а также приводят к размыванию и наложению значений порогов генерации различных супермод.

Основные методы некогерентного сложения (взаимное влияние источников пренебрежимо мало) представлены на рисунке 1.2 [48]. Наиболее часто применяется пространственное сложение, когда диоды располагаются рядом друг с другом как по одной оси (линейка диодов), так и по двум (матрица диодов). На рисунке 1.3 представлены матрица и линейка лазерных диодов с коллимирующей оптикой. Конечно, выходная мощность такой системы выше, чем у одного диода, однако размер пучка увеличивается соответственно.

16

Очевидно, яркость системы не улучшается. В случае двух других методов – поляризационного и спектрального – размер пучка остается неизменным, и при этом происходит линейное увеличение мощности с добавлением следующего элемента. А значит, происходит увеличение яркости всей системы.



Рисунок 1.2 – Основные схемы некогерентного сложения лазерных диодов.



Рисунок 1.3 – Сборки полупроводниковых лазеров с коллимирующей оптикой.

Так как существует всего два независимых типа поляризации, то максимальное возможное число излучателей, которые могут быть сложены этим методом, ограничено соответственно. Поэтому для достижения больших мощностей логичнее использовать спектральный способ сложения.

В основе спектрального сложения лежит комбинирование пучков с различными длинами волн в одном направлении. Отсюда следует, что для сложения требуется некоторый дисперсионный элемент: призму, дифракционную решетку (угловая дисперсия); интерферометр Фабри-Перо, резонансные отражатели (амплитудная селекция спектра). Для сложения лазерных диодов высокой мощности часто используются тонкопленочные диэлектрические зеркала. На рисунке 1.4 [48] изображена система сложения с выходной мощностью 3 kW.



Рисунок 1.4 – Система спектрального сложения с выходной мощностью 3 kW.

Подобная схема сложения может быть усовершенствована таким образом, что каждый диод будет автоматически настраиваться на нужную длину волны в зависимости от его пространственного положения. Такая схема представлена на рисунке 1.5.



Рисунок 1.5 – Схема спектрального сложения с автоматической подстройкой длины волны.

Впервые подобная схема была использована на линейке лазерных диодов [14], а после стала применяться и в волоконных лазерах [49]. Данная схема положена в основу спектрального сложения лазерных диодов, поэтому ее рассмотрение дано более подробно ниже.

# 1.2. Схема спектрального сложения с автоматическим выбором длины волны генерации лазерных диодов

Практический интерес к схемам спектрального сложения появился с начала 2000-х годов, когда в одной из пионерских работ [14] было исследовано объединение излучения 11 диодов с помощью дифракционной решетки. Уже через 10 лет появляется множество работ аналогичных [50,51], где продемонстрированы возможности как для военных, так и для технологических применений, промышленно изготовленных образцов лазеров высокой мощности, использующих в своей схеме спектральное сложение. Одновременно широко проводятся и фундаментальные исследования в этой области.

В [52] обсуждался вопрос практических ограничений для количества источников, складываемых при использовании такой схемы. Рассматривалась схема, как с выходным общим зеркалом, так и без него. Во втором случае необходим точный контроль длин волн каждого источника. В качестве источников применяли как массив полупроводниковых лазеров, так и массив волоконных лазеров. Для увеличения мощности в этой работе предложено использовать двумерный массив лазерных источников, а также цилиндрическую оптику Рисунок 1.6.



Рисунок 1.6 – Концепция двумерного спектрального сложения [52].

На оптической схеме изображены скрещенные решетки (одиночная вертикальная решетка и стопка горизонтальных дифракционных решеток). Цилиндрическая трансформирующая линза f<sub>y</sub> фокусирует многоволновой луч (идущий слева) в серию горизонтальных линий, по одной для каждой длины волны. После того, как один из лучей падает на одну из решеток в стопке, луч, направленный в горизонтальной плоскости, изменяется в зависимости от длины волны. Трансформирующая линза f<sub>x</sub> вместе с

цилиндрическим передающим телескопом фокусирует луч в плоскости изображения. Каждая решетка в стопке имеет соответственно различное значение дисперсии; когда длина волны изменяется и луч переходит от верхней решетки к следующей в стопке, в плоскости изображения инициируется новая линия. Каждая решетка в стопке покрывает поддиапазон спектра, и в плоскости изображения есть соответствующая линия. Для наглядности пример на рисунке показывает три решетки и пять длин волн на решетку.

В работе [53] получено спектральное сложение 25 диодных лазеров с суммарной шириной полосы генерации менее 9 нм с высоким качеством пучка. Проведен анализ факторов, влияющих на качество выходного пучка. Также проводится обсуждение и примеры решения проблемы повреждения лазерных элементов из-за обратного попадания излучения.

В [54] рассматриваются различные причины ухудшения качества пучка при спектральном сложении большого числа лазерных диодов и выявляются параметры, влияющие на его качество. Создана установка, в которой полученный в результате спектрального сложения пучок превосходит по своему качеству пучки отдельных диодов, входящих в его состав. Принципиальная схема представлена на рисунке 1.7.



Рисунок 1.7 – Схема внешнего резонатора лазера на основе решетки 1-го порядка [54]. BAL – широкополосные диодные линейки, FAC – коллимирующая микролинза, BTS – система микрооптического преобразования луча, SAC – цилиндрическая линза, HWP – полуволновая пластина, OC – выходное зеркало.

В схеме использовались многомодовые лазерные диоды и BTS система, преимущественно используемая для ввода излучения многомодовых линеек в оптическое волокно. Так же стоит заметить, что перед выходным зеркалом устанавливается двухлизновый объектив для модификации устанавливаемых мод генерации в каждом из многомодовых диодов.

Используемая в данной работе схема спектрального сложения изображена на рисунке 1.8. Основными элементами схемы являются: линейка полупроводниковых лазерных диодов с коллимирующей микрооптикой, комбинирующая (трансформирующая) линза, дифракционная решетка, выходное зеркала, частично пропускающее излучение. По одну сторону от трансформирующей ЛИНЗЫ на фокусном расстоянии расположены полупроводниковые лазеры, а по другую, на том же расстоянии – дифракционная решетка. Лазерные пучки от всех диодов совмещаются комбинирующей линзой на дифракционной решётке. Дифрагированный пучок направлен перпендикулярно выходному зеркалу. При нормальном падении излучения на выходное зеркало каждый диод будет иметь свою собственную обратную связь, причем за счет дифракционной решетки направление пучка для каждого диода будет немного отличаться. За счет этого каждый диод будет излучать на своей длине волны. Таким образом, за счет совмещения пучков на дифракционной решетке на выходе получается единый пучок.



Рисунок 1.8 – Схема спектрального сложения с введенными параметрами.

Качество этого пучка в идеальной системе будет полностью идентично качеству излучения одного элемента в массиве диодов, если все диоды одинаковые. Стоит так же отметить, что увеличение пространственной яркости происходит, не сопровождаясь увеличением спектральной яркости. Как и для любой системы спектрального сложения, основным условием работоспособности схемы является отсутствие спектрального наложения линий генерации складываемых лазерных диодов. В используемой в эксперименте схеме это условие выполняется не автоматически. Нужно учитывать, что полоса усиления лазерных диодов ограничена 25-90 нм. А это значит, что разница длин волн между крайними диодами должна укладываться в этот промежуток. Если количество диодов в линейке будет достаточно велико, то произойдет наложение спектральных линий генерации соседних диодов, и они перестанут излучать независимо, а значит, перестанет работать и схема сложения.

Параметры для элементов схемы спектрального сложения: D – расстояние между соседними диодами, F - фокусное расстояние комбинирующей линзы,  $\lambda_1$  – длина волны первого диода,  $\lambda_2$  - длина волны второго диода,  $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  ( $\lambda_2 > \lambda_1$ ),  $\Lambda$  – период дифракционной решетки,  $\theta$  – разница углов падения излучения на дифракционную решетку; угол схождения. Для наглядности эти параметры представлены на рисунке 1.8. Известно соотношение, между углом падения и углами дифракции света для дифракционной решетки.

$$\sin\theta_m = \sin\theta_i + m\frac{\lambda}{d},\tag{1}$$

где  $\theta_i$  – угол падения излучения на решетку,  $\theta_m$  – углы дифракции, m – порядок дифракции, d – период решетки

Это выражение с учетом введенных обозначений и продифференцированное по длине волны, с учетом того, что угол падения не изменяется от длины волны представлено ниже (все пучки, отраженные от зеркала, падают на дифракционную решетку под одним и тем же углом, у каждого своя длина волны). В схеме спектрального сложения логичнее всего использовать дифракционную решетку с единственным порядком дифракции и эффективностью передачи энергии из падающего излучения в этот порядок на уровне 100%, так как именно в этом случае выходная мощность после сложения будет линейной суперпозицией мощностей всех складываемых диодов (этот идеальный вариант не достижим в эксперименте). В уравнении пологается: m = 1. С учетом вышесказанного получаем уравнение для угловой дисперсии первого порядка дифракции:

$$\frac{d\theta_1}{d\lambda} = -\frac{1}{\Lambda\cos\theta_1} \tag{2}$$

Интегрируя полученное уравнение по всему диапазону длин волн от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$  и углу дифракции для каждой из этих длин волн. В итоге получено соотношение (3), которое определяет разность длин волн генерации  $\delta\lambda$  между соседними диодами на расстоянии *D*, в схеме спектрального сложения с комбинирующей линзой фокусом F и дифракционной решеткой периода  $\Lambda$ :

$$\frac{D}{F} = \frac{\delta\lambda}{\Lambda} \tag{3}$$

Зная полосу усиления диодов в линейке, с помощью данной формулы можно определить характерные размеры всей установки и параметры оптических элементов. Однако, как говорилось выше, длин волны соседних диодов не должны накладываться в спектре друг на друга. Поэтому возникает второе условие, связанное с разрешающей способностью дифракционной решётки:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN = \frac{L}{\Lambda} \tag{4}$$

где N – число засвеченных штрихов на решетке, m – порядок дифракции, L – линейный размер освещенной области в направлении перпендикулярном штрихам решетки.

Из вышесказанного следует, что работа схемы спектрального сложения возможна при условии выполнения следующего условия:

 $\Delta\lambda \ll \delta\lambda$ .

#### 1.3. Связывание каналов генерации

(5)

Вторая большая группа работ с целью увеличения яркости посвящена когерентному сложению лазеров и исследованию взаимодействия (связывания) каналов генерации (взаимное влияние каналов отлично от нуля). Вопрос связывания каналов генерации имеет отношение к проблеме согласования излучения нескольких изначально независимых источников. Существует достаточно большое количество работ, рассматривающих взаимодействие нескольких излучателей. В литературе можно встретить работы по связыванию различных типов лазеров [55–58]. Как отмечалось ранее, несмотря на большое количество работ по связыванию различных источников излучения, вопрос о связи каналов в режиме импульсной генерации с модуляцией добротности освещен недостаточно.

В зависимости от величины связи между каналами генерации можно так же выделить три случая. Так, в первом случае, если связь между каналами существует, но достаточно слаба, то биения интенсивности излучения генерации в каналах будут происходить зависимо друг от друга, при этом фиксированная разница фаз между излучателями не наблюдается. Во втором случае можно наблюдать некоторую зависимость фазы излучения между источниками, это соответствует условию более сильной связи (источники частично когерентны). И третий случай реализуется, если связь между каналами достигает, некоторого порогового значения. В этом случае можно наблюдать образование коллективных мод для набора излучателей.

Из существующих типов связи наиболее близким изучаемому эффекту является оптический тип связи. Оптическая связь лазеров основывается на взаимном обмене излучением между партнерами. Обмен излучением может происходить различным способом (рисунок 1.9):

 при перекрытии поперечного распределения интенсивности излучения лазера с активной зоной смежного излучателя, т.е. связь перемежающимися волнами,

- при обмене излучением, выходящим вбок из резонатора, которое попадает в смежный излучатель, т.е. связь просачивающимися волнами или волнами утечки.
- при попадании части отраженного внешним зеркалом излучения лазера, которое распределяется вследствие дифракции на несколько лазерных источников.



Рисунок 1.9 – Схематическое изображение 3 способов оптической связи [57].

Связь перемежающихся волн обычно можно наблюдать в наборах лазеров с высокими значениями интенсивностей, управляемых коэффициентом преломления. Этому способствует высокая плотность заполнения объема активного элемента и следующие из этого, малые поперечные расстояния между отдельными излучателями. Такая связь ведет к незначительной дальности действия и, как следствие, к связи только непосредственно соседних излучателей. Экспериментальные и теоретические результаты указывают, что подобная связь недостаточна, чтобы вызывать стабильную согласованность фазы при большом числе излучателей.

Связь перемежающихся волн ведет почти всегда к предпочтительному возникновению антифазной коллективной моды (соседние излучатели работают в противофазе), так как в этом случае поперечное распределение интенсивности в наборе обнаруживает минимумы в ненакачанных областях между излучателями, что обеспечивает сокращение потерь на поглощение. Антифазные поля смежных излучателей в ближней зоне образовывают в дальней зоне вместо одного центрального максимума распределение интенсивности с двумя максимумами. Однако это относится только к случаю установившейся фиксированной фазы между излучателями. На практике же подобный тип связи присутствует практически всегда, но может не вызывать появления коллективной моды генерации.

Связь волнами утечки, в частности, очень распространена в наборах излучателей, где реализуется двумерная геометрия. Преимущественно, это соответствует наборам диодных или волоконных лазеров. В этих приборах связь осуществляется с помощью излучения, истекающего из активной области. Если никаких особых мер не предпринимать, то устройства такого типа также предпочитают излучать в антифазной коллективной моде. Кроме того, моды более высокого порядка недостаточно подавляются только возрастающими потерями обратной связи, так что обычно генерируется большое число коллективных мод. Это является, по существу, следствием слабой пространственной селекции волн. Такая связь чувствительна к температурным градиентам активной среды и к наличию больших расстояний между источниками излучения.

Существенное различие в связи волнами утечки и перемежающимися волнами состоит в том, что в первом случае связь осуществляется волнами, расширяющимися во всем пространстве, в то время как во втором - экспоненциально затухающей частью излучения. По этой причине связь перемежающих волн сильно ограничена в дальности действия, тогда как связь утекающими волнами имеет принципиально неограниченную дальность действия, если поглощение в активной среде мало.

Для получения этого способа связи, необходимо чтобы поперечные размеры структуры удовлетворяли условиям резонанса, так что волны утечки в каждом излучателе должны конструктивно складываться. Таким образом, может достигаться синфазность излучения всего излучателя. Фазировка линейки излучателей подобным типом связи называется резонансным оптическим волноводом и была успешно реализована в ряде работ. Трудности увеличиваются при связывании большого количества излучателей. При этом возникает необходимость подавления определенных достаточно сильных, так называемых смежных мод, чтобы предотвращать их генерацию.

При связи волнами утечки используются свойства поперечного расширения поля излучения. Оптический резонатор лазера эффективно работает, однако, только в случае аксиального (продольного) направления. Поэтому, на резонансные свойства излучения, такие как положение собственных частот и уширение линии генерации, связь влиять не будет. На практике, нельзя полностью разделить поперечные и продольные свойства резонатора. Наличие различных поперечных коллективных мод ведет к небольшому сдвигу резонансных частот, и точное их положение зависит от величины связи. Однако, связь не изменяет коренным образом структуру спектра собственных частот лазера. Иная ситуация реализуется для случая дифракционной связи.

Дифракционный механизм связи основан на обмене излучателями частью излучения при помощи обратной связи в резонаторе лазера. Излучение обратной связи распределяется на связываемые лазерные излучатели эффектами дифракции или интерференции. Этот способ связи называется дифракционное связывание или ограниченно дифракционная связь, хотя, дифракция и не всегда является основным эффектом. Количество связываемых излучателей и сила связи зависят, прежде всего, от рассеивающих свойств используемой для связи оптической системы. Т.е. внешнее расположение связывающего элемента открывает возможность для множества различных геометрий. При этом, метод интегрированной связи компактнее и невосприимчив к механической разъюстировке (Рисунок 1.10).

25



#### Внутренняя связь

Внешняя связь

Рисунок 1.10 – Схематическое изображение дифракционной связи соответственно в интегрированном и внешнем исполнении.

Дифракционная связь ведет к вмешательству в резонансные свойства соединенных лазеров. Пример связи применён к случаям одного лазера с внешним резонатором, к двум лазерным источникам и далее, к набору излучателей (Рисунок 1.11). Одиночный лазер с внешним зеркалом представляет уже систему из трех связанных резонаторов. Резонансный спектр системы связанных резонаторов является наложением спектров собственных частот каждого частичного резонатора. Совокупность свойств каждого отдельного частичного резонатора.

В случае одиночного лазера с внешним резонатором резонансные свойства определяются величиной отражения граней активного элемента и внешнего зеркала. В случае двух связанных лазеров решающее значение имеет полная величина пропускания внешних граней активных элементов и промежутка. Пропускание может служить мерой связи лазеров. По величине силы связи можно опять же выделить 3 предельных области:

- в случае слабой связи можно пренебречь резонансными свойствами общего резонатора по отношению к собственному резонатору лазера. спектр собственных частот лазеров остается неизменным.
- в случае сильной связи можно наоборот пренебречь резонансными свойствами резонаторов отдельных лазеров в сравнении с общим резонатором. собственные частоты генерации определяются внешним резонатором, и лазеры представляют лишь усиливающую среду общего резонатора.
- в промежуточном случае спектр собственных частот является сложным, характеризующимся суперпозицией спектральных свойств лазеров и внешнего общего резонатора. из этого также следует, что в дополнении к большой сложности, возможно хаотичное, динамическое поведение спектра.



Рисунок 1.11 – Схемы связанных резонаторов: а) лазер с внешним зеркалом, b) два связанных лазера, с) внешний резонатор, связывающий *N* лазеров.

Этот способ рассмотрения процессов может быть перенесен на случай связанных лазерных излучателей. Связь осуществляется внешне расположенными оптическими элементами, в самом простом случае с помощью внешнего зеркала. Внешнее зеркало образовывает внешний резонатор вместе с гранями активного элемента.

Исследование динамики или стабильности систем нескольких связанных лазеров очень сложно из-за большого числа свободных переменных величин и параметров. Поэтому большое значение имеют анализ более простых частичных систем. Как экспериментально, так и теоретически хорошо исследован одиночный лазер с оптической обратной связью во внешнем резонаторе (Рисунок 1.12a) и лазеры со связью через инжекцию излучения одного задающего генератора. (Рисунок 1.12b).



Рисунок 1.12 – Инжекция и оптическая обратная связь внешним зеркалом.

На практике иногда нельзя четко выделить тип связи и приходится применять рассмотрения, не конкретизирующие используемый эффект. К примеру, для исследуемого в

данной работе процесса связывания нескольких близкорасположенных каналов генерации в явном виде нельзя разделить дифракционную связь и связь, вызванную перекрытием полей. Так как, они описывает единый процесс перетекания излучения из одного канала генерации в соседний.

Отдельным вопросом при изучении систем связанных излучателей является исследование процесса установления в них стабильной генерации. Стоит заметить, что большинство работ по данной тематике рассматривают системы с установившемся непрерывным режимом работы. Исследование связывание излучения в твердотельном лазере с пассивной модуляцией добротности требует включения в рассмотрение процессов, возникающих при развитии генерации из люминесценции. Рассмотрение данного эффекта в литературных источниках следует разделять на изучение различных типов лазеров с пассивной модуляцией добротности и изучение вопроса связывания каналов генерации в различных типах лазеров. Это вызвано недостаточной освещенностью в открытых источниках информации по вопросу связывания каналов генерации в пределах одного твердотельного активного элемента в лазере с пассивной модуляцией добротности резонатора.

Так, касательно импульсных лазеров с пассивной модуляцией добротности в литературе можно встретить большое число работ по этой тематике. Существует значительное количество работ, посвященных, как теоретическому рассмотрению, так и их практической реализации [59-64]. В основной части из них главной задачей ставится увеличение эффективности генерации систем и увеличение выходной мощности. Это вызвано их использованием для генерации гармоник лазерного излучения. С другой стороны, глобальной задачей в устройствах такого типа является получение высоких значений пиковых интенсивностей совместно с высокой энергией в импульсе. Областями применения, в этом случае, могут быть абляционные методы обработки поверхности, моно- и поли-импульсные методы спектроскопии веществ, получение лазерной искры для воспламенения горючих веществ и лазерная дальнометрия. Для упомянутых областей часто требуется, получить устройства с малым размером излучателя и, при этом, иметь высокую стабильность выходных параметров. Для получения стабильной генерации лазерных импульсов с практической точки зрения имеет смысл использовать устройства с одной поперечной модой генерации. Использование же насыщающихся поглотителей как пассивных затворов позволяет достаточно легко получать импульсы с малым разбросом выходной энергии, что связано с принципом работы таких затворов. Это объясняется тем, что выходная энергия связана с поперечным размером генерируемой моды.

Для стандартных резонаторов энергия генерации может достигать величины более 3,5 мДж в импульсе длительностью 3 нс. Однако в таком режиме работы высока вероятность разрушения оптических элементов системы, что не приемлемо для технологических

применений. Поэтому выходная энергия для таких устройств обычно составляет менее 2,9 мДж в 3 нс импульсе. Примеры таких устройств можно найти в литературе [65,66]. Если же использовать многомодовые режимы генерации, то возможно добиться значительно больших выходных энергий. Так, к примеру, в работе [67] сообщается о более чем 50 мДж в импульсе. Однако в этом случае качество пучка заметно снижается и возможно образование неконтролируемых горячих точек в пространственном распределении выходного излучения. Это в свою очередь так же уменьшает область возможных применений и увеличивает риск разрушения элементов оптического резонатора. Таким образом, для большинства задач оптимальным является использование одной поперечной моды генерации. Для увеличения эффективности генерации в таких системах зачастую используется накачка активной среды через глухое зеркало лазерного резонатора с помощью диодных модулей с волоконным выводом. В свою очередь, это позволяет располагать излучатель на значительном расстоянии от источника накачки, что дает возможность достаточно просто уменьшить размеры устройства.

Для увеличения энергии в импульсе генерации лазерной системы можно использовать несколько изначально независимых лазеров, однако в этом случае основным затруднением является согласование их по времени. К примеру, в работе [68], варьируя накачку в отдельных каналах генерации, импульсы излучения генерируют в пределах нескольких микросекунд, что значительно превосходит длительность импульса одного канала равную нескольким наносекундам. Существуют работы, где для решения этой проблемы используется схемы с управлением моментом просветления с помощью другого лазера, облучающего насыщающийся поглотитель и, тем самым, ускоряя процесс его насыщения [69,70]. Однако такие методы связаны со значительным усложнением самой лазерной системы, они также уменьшают ее эффективность в целом.

Рассматривая проблему с другой стороны, можно встретить класс устройств основанных на связывании каналов генерации от нескольких первоначально независимых источников. Так, существуют работы по связыванию излучения полупроводниковых [47,71,72], газоразрядных [73,74], волоконных [58,75,76] и твердотельных лазеров [77–79]. Значительный практический интерес представляют исследования по взаимодействию нескольких каналов генерации в пределах одного твердотельного активного элемента. Такое взаимодействие может быть достигнуто использованием общего резонатора [80–82], активной обратной связи [83,84], нелинейных элементов [85,86], а также взаимодействием утекающих волн [87,88]. Во многих работах по связыванию излучения каналов в твердотельном активном элементе исследуются непрерывные режимы работы лазера, оставляя без внимания этап установления генерации.

Так, в [89] два пространственно разнесенных канала возбуждаются аргоновым лазером. Исследуется глубина интерференционной картины излучения двух каналов в зависимости от

29

расстояния между ними. Делается вывод об ослаблении взаимодействия при достаточно большом пространственном разнесении областей генерации. В [90] рассматривается аналогичная схема эксперимента и строится теоретическая модель.

Известны работы по исследованию динамики связывания генерации в каналах от момента включения накачки. Так, в [91] изучается динамика формирования импульсов свободной генерации в трехканальной системе при накачке Ti:Sa лазером. В [92] исследуется относительная фаза при возникновении непрерывной генерации каналов в зависимости от перекрытия и разницы инверсии в областях накачки.

Так же необходимо отметить две важные, с практической точки зрения, работы в направлении создания систем с контролируемым временным профилем излучения. В [93] исследовалась система с двумя каналами генерации внутри одного твердотельного оптического элемента, при этом каналы имели противоположные поляризации и модулировались двумя независимыми электрооптическими затворами. Такой подход позволил авторам достаточно плавно изменять задержку между импульсами. Недостатками такого подхода являются его сложность реализации и невозможность масштабирования на большее число излучателей.

В [94] рассматривалось динамика развития поперечных мод резонатора в лазере с пассивной модуляцией добротности. И продемонстрирована возможность создания двух-импульсного лазера с контролируемой временной задержкой. Данный подход был основан на скорости развития генерации для различных мод резонатора. К недостаткам можно отнести заведомо неоптимальное качество выходного пучка для таких систем, различие энергии в импульсах и сложность контроля временной задержки между импульсами.

#### 1.4. Примеры реализации лазеров с насыщающимся поглотителем

Как отмечалось выше, для лазеров с пассивной модуляцией добротности характерны высокие значения интенсивностей в импульсе генерации. Это способствует использованию подобных лазерных систем для удвоения частоты в нелинейных кристаллах. Так, стандартным лазером с пассивной модуляцией добротности, реализуемым для таких целей, можно считать следующую работу [95]. Система состояла из сегмента накачки; кристалла Nd:YAG/Cr:YAG; и нелинейного кристалла. Такая конструкция является хорошим примером ранних работ по созданию лазеров с модуляцией добротности. Энергия импульса в этом случае составляла 50 мкДж, а длительность равнялась ≈ 122 пс. Резонатор состоял из совмещенного элемента 1.5 мм Nd:YAG и 1.5 мм Cr:YAG.

Примером более поздней работы по созданию лазеров с пассивной модуляцией добротности для последующего преобразования частоты можно считать работу R. Bhandari и T. Taira [96]. Проведя оптимизацию параметров для стандартной системы, авторы добились

30

значительно больших выходных характеристик. Так на длине волны 1.064 мкм устройство выдавало около 3 мДж энергии в импульсе длительностью 365 пс. Мощность системы накачки в работе равнялась 100 Вт. После преобразования излучения на длину волны 532 нм, длительность импульса равнялась 265 пс, а энергия принимала значение 1.7 мДж. К тому же лазер имел возможность работать в квази-непрерывном режиме с частотой 100 Гц.

В приведенных примерах реализована схема с продольной накачкой. Хорошим примером реализации Nd:YAG/Cr:YAG лазера с поперечной накачкой можно считать следующую работу [67]. Авторами была продемонстрирована система с поперечной накачкой для получения высоких значений энергий в коротких лазерных импульсах. Общая мощность излучения накачки системы составляла 3880 Вт, диаметр активного элемента равнялся 4 мм, а длина резонатора была близка к 170 мм. В работе были достигнуты следующие значения параметров генерации: энергия в импульсе 53.0 мДж; длительность импульса 10.4 нс.

Примером системы с поперечной накачкой, ориентированной на компактность резонатора и высокую энергию импульсе можно считать работу [97]. Компактность устройства при поперечной накачке в этой работе была достигнута благодаря специфической конструкции квантрона и резонатора. Энергия в импульсе генерации равнялась 25 мДж, а длительность импульса составила 3 нс. Система могла работать с частотой повторения 150 Гц. Значение длины резонатора была порядка 100 мм.

Схемы лазера с модуляцией добротности и поперечной накачкой, как и с продольной обладают своими недостатками и преимуществами друг перед другом. В частности, системы с поперечной накачкой позволяют получить большие выходные параметры, чем системы продольной накачкой, но обладают большими размерами. В случае, если от самой излучающей системы требуется компактность для подведения к кристаллу активного элемента большой мощности излучения накачки, необходимо задействовать несколько полупроводниковых модулей с волоконным выводом. В этом случае применяется концепция микрочип-лазера с продольной секционированной накачкой.

Ранее подобная схема накачки Nd:YAG/Cr4+:YAG лазера использовалась в работе [68]. Авторами была реализована система с трема раздельными каналами генерации. Принципиальная схема лазера представлена на Рисунке 1.13. Каждый канал высвечивал свой импульс генерации независимо от остальных. Временной разброс между импульсами излучения составлял порядка 15 мкс. Энергия в импульсе из одного канала равнялась 2.4 мДж, а пиковая интенсивность составляла 2.8 МВт. Интенсивность излучения накачки для каналов не превышала 120 Вт. Для минимизации временного разброса между началом генерации каналов интенсивность накачки в каждом из них варьировалась.



Рисунок 1.13 – Принципиальна схема лазера из работы [68].

Также существует ряд работ, в которых продольная секционированная накачка лазера использовалась для получения ТЕМ00 моды. Примером является работа [98]. На рисунке 1.14 представлена принципиальная схема установки.



Рисунок 1.14 – Принципиальная схема из работы [98].

В данном случае рассматривается система без насыщающегося поглотителя. И говорится о получении TEM<sub>00</sub> моды в непрерывном режиме генерации. Интенсивность излучения генерации 11 Вт, как и суммарная интенсивность накачки 21 Вт были не высокими.

Кроме описанных устройств существует менее распространенный, но значимый с практической точки зрения тип устройств. Так существуют примеры лазеров с насыщающимся поглотителем, в которых происходит управление моментом просветления пассивного затвора [99–101] (Рисунок 1.15).



Рисунок 1.15 – Принципиальная схема из работы [99].

В этом случае просветление насыщающегося поглотителя ускоряется за счет наличия дополнительного излучения, попадающего на него. Это приводит к ускорению развития генерации в самом лазере и позволяет значительно уменьшить разброс времени излучения лазерного импульса, о чем и сообщается авторами работ. Существуют и прочие способы контроля момента открытия затвора с насыщающимся поглотителем, однако приведенная работа достаточно полно характеризует метод. Такие устройства интересны, если необходимо согласовать по времени несколько импульсных источников.

## 1.5. Обзор материалов исследований по когерентным методам увеличения

#### яркости лазерных систем

В данном разделе приводятся результаты наиболее значимых исследований по методам увеличения яркости лазерных систем и обсуждаются достигнутые в них результаты.

Когерентное сложение, как говорилось ранее, считающееся наиболее перспективным направлением, остается до сих пор нереализованным на уровне практических устройств (известные успешные результаты относятся лишь к лабораторным образцам) [11,12,45]. Далее приводятся несколько различных способов когерентного сложения лазерных источников.

1) Сложение лазерной системы из нескольких активных элементов с помощью подстройки фазы каждого из источников. (рисунок 1.16) [102].

Данный тип схем получил распространение преимущественно для одномодовых волоконных лазеров. Подобный метод позволяет точно согласовать по фазе и длине волны несколько изначально независимых источников. Однако, в подобных схемах необходимо с каждым новым запуском системы производить подстройку фазовых модуляторов, что значительно увеличивает время выхода на стационарный режим. Так же схема возможна только с использованием непрерывных источников излучения, что связано с необходимостью обеспечить фиксированный набег фазы в активных элементах. Значительную сложность для создания систем с индивидуальной подстройкой фазы для каждого из источников представляет автоматизация данной системы, так для согласования излучения 4 источников, следует варьировать 6 степеней свободы (фазовых модуляторов). Наличие данных недостатков объясняет малую распространенность этого метода.



Рисунок 1.16 – Использование одномодовых Y-разветвителей для когерентного сложения излучения четырех активных элементов: 1 – отдельные активные элементы, каждый с зеркалом обратной связи; 2 – фазовые модуляторы; 3 – одномодовые Y-разветвители; R – общее зеркало обратной связи [102].

2) Синхронизация посредствам эффекта Тальбо [47], который описывает самовоспроизведение поперечного периодического распределения поля при распространении на определённое расстояние, расстояние Тальбо  $z_T z_T = \frac{2d^2}{\lambda}$  (рисунок 1.17)



Рисунок 1.17 – Пространственное распределение источников при z<sub>T</sub>, z<sub>T</sub>/2 и z<sub>T</sub>/4 для периодического одномерного исходного (при z<sub>T</sub>=0) синфазного (светлые овалы) и антифазного (темные овалы) распределений.

В ряде работ для когерентного сложения источников используется эффект Тальбо (в некоторых источниках он описывается как эффект саморепродукции периодической структуры). Данный метод подходит как для одномерных, так и для двумерных массивов источников. В зависимости расстояния от выходных торцов источников до выходного зеркала как синфазное, так и антифазное согласование источников. К недостаткам такого подхода относятся принципиальное падение эффективности для крайних источников и высокие требования к однородности лазерных источников. Оба случая связаны с точностью воспроизведения изначальной периодической структуры.

3) Синхронизация линейки лазерных диодов с выделением антифазной моды пространственным размещением отражающей полоски, с шириной, соответствующей ширине пространственной расходимости пучка (рисунок 1.18) [103].



Сколимированное выходное излучение

Рисунок 1.18 – Схема по выделение антифазной моды линейки связанных одномодовых лазерных диодов с помощью пространственной селекции излучения [103].

Данный подход основан на особенности углового распределения антифазной моды для линейного массива источников. В простейшем случае для антифазной моды в дальней зоне будет наблюдаться два ярких пика, одни из которых отражается обратно на структуру и тем самым организуется обратная связь. Второй пик используется в качестве выходного пучка. В работе [103] в качестве внешнего зеркала используется узкая золотая пластинка. К недостаткам такого метода следует отнести слабую селекцию моды генерации (близкие пороги генерации для прочих мод) и отсутствие спектральной селекции, что так же осложняет селекцию нужной моды.

Далее приводятся, некоторые схемы связывания излучения каналов в пределах одного твердотельного оптического элемента.

Пример получения высокоэффективной связи нескольких каналов генерации, образованных в одном кристаллическом элементе приведен в цикле работ [80,104,105]. Принципиальная схема экспериментальной установки показана на рисунке 1.19. Подобная схема искусственным образом объединяет излучение четырех каналов генерации в пределах единой области на одном из зеркал. Так как генерация происходит на едином активном элементе и по симметричной геометрии для всех каналов, то длины волн генерации в них

достаточно близки. Это означает, что в области их наложения в обязательном порядке будет происходить фазовое согласование излучения из различных каналов. Таким образом, реализуется сильная связь между каналами генерации.



Рисунок 1.19 – Схема экспериментальной установки из работы [80].

Связь между каналами генерации может осуществляться через перекрытие полей излучения в близкорасположенных каналах. Так в работе [89] проводится исследование связывания излучения двух близкорасположенных каналов в зависимости от расстояния между ними. На рисунке 1.20 показана принципиальная схема такой экспериментальной установки.



Рисунок 1.20 – Схема экспериментальной установки по изучению связывания близкорасположенных каналов из работы [89].

В работе, с помощью накачки непрерывным аргоновым лазером, образовывалось два близкорасположенных канала накачки. Меняя расстояние между каналами, исследовалась интерференционная картина в области их перекрытия. Было выяснено, что с уменьшением расстояния между каналами, видимость интерференционной картины увеличивалась. Наблюдаемое связывание между каналами генерации соответствует случаю частичного установления фиксированной разницы фаз между излучателями. В работе было показано, что при расстояниях между каналами накачки в несколько раз больших размеров моды генерации,
каналы излучают независимо. В то время как при расстояниях, сравнимых с размером моды генерации, наблюдается интерференция, что соответствует образованию фиксированной разницы фаз между излучателями. Так как образование фиксированной разницы фаз, а значит, и коллективной моды генерации может происходить не полностью, а с некоторой вероятностью, то это может объяснить частичную видимость интерференционной картины. А уменьшение расстояния между, каналами генерации в свою очередь, увеличивает эту вероятность.

Более детальное рассмотрение вопроса динамики связывания каналов генерации было произведено в работе [92]. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.21.



Рисунок 1.21 – Принципиальная схема экспериментальной установки по связыванию трех каналов генерации из работы [92].

В работе накачка среды производилась титан-сапфировым лазером, излучение которого делилось на три части с помощью поляризаторов и полуволновых фазовых пластинок. В эксперименте основное внимание уделялось динамическим зависимостям между положениями пиков релаксационных колебаний в лазерах и соответствующим им распределениям излучения в ближнем и дальнем поле. Так было показано, что совпадение пиков интенсивности излучения из разных каналов во времени не обязательно соответствует получению фазовой корреляции между каналами. Для получения же фиксированной разницы фазы между источниками излучения необходимо было обеспечить и практическое совпадение длин волны генераций с точность до 10 МГц. В эксперименте это обеспечивалось с помощью юстировки выходного зеркала резонатора. Лазер работал в режиме свободной генерации.

В диссертационной работе автором рассматривается вопрос объединения излучения каналов генерации в различных типах лазеров. Так для полупроводниковых лазеров

представлены наиболее значимые результаты, достигнутые, как для когерентного связывания одномодовых лазерных диодов, так и для спектрального сложения нескольких лазеров.

В случае когерентного связывания линейки одномодовых лазерных диодов в представляемой работе детально исследуется способ выделения одной супермоды линейки с помощью волноводного решетчатого зеркала. Ранее в литературе подобных исследований не освещалось.

Для лазера с сегментированной накачкой и пассивной модуляцией добротности впервые был обнаружен эффект связывания каналов генерации и проведено его глубокое исследование. В нашем случае, получение когерентного излучения из источников не являлось первоочередной задачей, а связь между каналами использовалась для согласования по времени интенсивностей в них. В отличии от непрерывного режима работы получение двух связанных импульсов генерации в лазере с пассивной модуляцией добротности не приводило к появлению фиксированной разницы фаз в излучении между каналами.

В случае спектрального сложения, в рамках метода внутрирезонаторного сложения диодов, рассмотрено использование зеркал с оптимизированным коэффициентом отражения для различных длин волн. В схемах внутрирезонаторного спектрального сложения одномодовых лазерных диодов обнаружен эффект расширения спектра генерации в коротковолновую область.

## ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗЫВАНИЯ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ В Nd:YAG/Cr:YAG ЛАЗЕРЕ С ПРОДОЛЬНОЙ СЕКЦИОНИРОВАННОЙ НАКАЧКОЙ

В данной главе приводятся результаты экспериментов по связыванию излучения двух близкорасположенных продольных каналов накачки цилиндрической геометрии внутри одного твердотельного активного элемента в лазере с пассивной модуляцией добротности. Выявляются основные факторы влияющие на процесс возникновения связанной генерации. Обсуждается механизм, отвечающий за наблюдаемый эффект.

Исследуемый во второй главе плоскопараллельный резонатор лазера (рисунок 2.1) содержал активный элемент Nd:YAG длиной 15 мм и модулятор добротности на основе кристалла Cr:YAG с начальным пропусканием 80%. Обращенные друг к другу поверхности элементов просветлялись на длину волны генерации. Для большинства экспериментов излучение выходило из резонатора через внешний торец модулятора с нанесенным на него диэлектрическим покрытием с коэффициентом отражения 80%. Накачка осуществлялась через внешний торец активного элемента с дихроичным диэлектрическим покрытием (HR@1064; AR@808). Характерная частота следования импульсов накачки составляла 10 Гц. Длина резонатора изменялась в эксперименте от 50 до 400 мм.



Рисунок 2.1 – Схема эксперимента по связывания каналов импульсной генерации; профили запасенной энергии, излучения накачки и импульсного выходного излучения.

Две области генерации в активном элементе формировались излучением диодных лазерных модулей с волоконным выводом (ММ 400 мкм) и импульсной мощностью до 120 Вт каждый. Торцы световодов отображались в объем активного элемента с помощью

двухлинзового объектива с варьируемым увеличением  $\Gamma$ . Увеличение объектива, как правило, подбиралось для генерации нулевой гауссовой моды в каналах при заданной длине резонатора. На рисунке 2.1 также представлены распределение поглощенной энергии накачки по оси кристалла, поперечные профили поглощенной энергии накачки и генерации в резонаторе длиной 392 мм при увеличении объектива  $\Gamma = 1,8$  и расстоянии между каналами D = 1,7 мм. Последнее варьировалось в эксперименте за счет изменения расстояния между световодами. Размер моды генерации по уровню 1/e составлял порядка 0,73 мм.

Во второй главе показано, что при достаточно большом, по сравнению с размером возбуждаемых мод, расстоянии D между центрами каналов накачки в них развивается независимая генерация гигантских импульсов. Длительность импульса накачки до начала генерации в таком режиме определяется током накачки, добротностью резонатора и плотностью затвора; ее характерная величина составляла ~300 мкс при разбросе в несколько микросекунд. При сближении торцов волокон все большая часть лазерного излучения первого по генерации (ведущего) канала попадает во второй (ведомый) канал за счет искажения распределения генерации при наличии близкорасположенного канала усиления. При определенном расстоянии D происходит синхронизация генерации в двух каналах. Устанавливается фиксированная временная задержка *dt* между импульсами, величина которой значительно уменьшается по сравнению со случаем независимой генерации. Характерная осциллограмма пары связанных лазерных импульсов длительностью 50 нс по полувысоте представлена на рисунке 2.2.



Рисунок 2.2 – Осциллограмма генерации пары связанных импульсов. Определение времени задержки между ведущим и ведомым каналами *dt*.

Задержка между импульсами в паре зависела от расстояния между осями областей накачки D, их диаметров, длины резонатора и усиления в ведомом канале. Канал становился

ведомым в силу меньшей запасенной энергии накачки или большего уровня потерь в нем. При этом решающим являлось именно малое отличие запасенной энергии или потерь в канале.

Зависимость времени задержки ведомого импульса от расстояния между каналами представлена на рисунке 2.3. Момент наступления генерации в лазерах с пассивной модуляцией добротности можно характеризовать запасенной энергией накачки. В первом приближении, пренебрегая влиянием суперлюминесценции, запасенную энергию можно оценить по интегралу тока накачки до момента начала генерации. В эксперименте ток накачки ведущего канала фиксировался на уровне 79 А, что соответствовало времени 300 мкс до начала генерации в нем. Для ведомого канала ток варьировался в сторону уменьшения и для каждого его значения определялся диапазон синхронизации импульсов излучения. Было замечено, что в связанном режиме длительность импульса накачки, необходимая для возникновения генерации в ведущем канале, могла быть незначительно сокращена (на несколько мкс). Таким образом, влиянием пространственного перекрытия накачки в каналах можно было пренебречь.

В каждой из зависимостей на рисунке 2.3 можно выделить три характерные области: область независимой генерации (область 1), область связывания каналов генерации (область 2) и область генерации моды высокого порядка (область 3). При достаточно большом расстоянии D, за пределами представленных зависимостей, каналы излучают независимо, временной разброс между импульсами определяется флуктуациями накачки и составляет несколько микросекунд. При сближении областей накачки задержка, и ее разброс начинают резко уменьшаться от ~1 мкс до нескольких наносекунд. При еще большем сближении каналов накачки D на расстояние, соответствующее размеру моды резонатора, наблюдается генерация моды более высокого порядка. В этом последнем случае система излучает одиночный импульс, пространственный профиль выходного излучения при этом изменяется. На графиках рисунка 2.3 можно видеть, что для заданного расстояния между каналами время задержки dt минимально при наиболее близких параметрах накачки в двух каналах. Видно также, что с уменьшением уровня накачки ведомого канала диапазон расстояний D, соответствующих связанной генерации, сокращается. В случае равенства токов накачки в каналах диапазон синхронизации максимален, достичь его пределов в эксперименте не удавалось из-за конечных размеров активного элемента (6 мм). Зависимость времени задержки как функция расстояния между каналами и величины усиления в них имеет экспоненциальный характер.

В эксперименте так же исследовалось изменение времени задержки между импульсами генерации в зависимости от величины усиления в каналах накачки. Величина усиления в активном элементе определяется запасенной в нем энергией. Запасенная энергия накачки может быть вычислена через интенсивность накачки, которая определяется током накачки, который однозначно определяет интенсивность излучения накачки, и временем накачки до начала импульса генерации. Так параметры накачки в ведущем канале были фиксированы: ток накачки – 79 А, время накачки перед началом независимой генерации – 298 мкс. Для ведомого канала они варьировались и показаны на графике (рисунок 2.4). Время накачки для связанной генерации двух импульсов практически совпадало с таковым для ведущего канала.



Рисунок 2.3 – Характерная зависимость времени задержки между генерацией ведомого и ведущего каналов от расстояния *D*.



Рисунок 2.4 – Время перед началом генерации от начала импульса накачки в зависимости от относительной разницы накопленной инверсии в каналах.

Графики зависимостей времени задержки от накачки в каналах для нескольких расстояний между каналами представлены на рисунке 2.5. Так, можно заметить, что при

достаточно большой разнице в накачке каналы излучают независимо. При постепенном уменьшении накачки одного из каналов их излучение связывается (область 1). При дальнейшем уменьшении энергии накачки ведущий и ведомый канал меняются ролями, и наблюдается аналогичная зависимость (область 2). Асимметрия зависимости времени задержки от накачки одного из каналов, вероятно, связана с несимметричностью распределения излучения генерации.



Рисунок 2.5 – Зависимость времени задержки от накачки в каналах и распределение излучения генерации для двух конфигураций ведомого и ведущего каналов.

Зависимости времени задержки от расстояния для различных соотношений накачки в каналах показаны на рисунке 2.6.



Расстояние между центрами каналов накачки (мм)

Рисунок 2.6 – Зависимости времени задержки от расстояния между каналами для различных значений накачки в них.

Вид зависимостей аналогичен показанной зависимости на рисунке 2.3. Так, можно заметить, для фиксированного отношения расстояния между каналами накачки и размера моды, изменяя величину усиления в каналах, можно изменять время задержки и получить минимальное значение для выбранной конфигурации системы. При этом наиболее близкие условия накачки соответствуют минимальному разбросу времени задержки между импульсами генерации каналов. Стоит заметить, что зависимость времени задержки от расстояния между каналами и величины усиления в них имеет экспоненциальный вид.

В случае, если накачка в каналах практически совпадает, и они, даже в независимом режиме, излучают в близком временном диапазоне, то в режиме связанной генерации может наблюдаться зависимость времени задержки от расстояния несколько отличающаяся от приведенной на рисунке 2.3. Так, на рисунке 2.7 для случая практически совпадающих условий накачки в каналах можно выделить дополнительную область.



Рисунок 2.7 – Зависимость времени задержки между импульсами генерации от расстояния при близких условиях накачки в каналах.

Для графика можно выделить три области. В пределах области 2 канал 1 является ведущим, а канал 2 – ведомым. В пределах области 3 ведущий – канал 2, а канал 1 ведомый. В области 4 происходит генерация моды более высокого порядка, область 1 – область независимой генерации. Перераспределение роли ведущего и ведомого канала, по-видимому, связано с незначительным изменением условий генерации для канала перемещаемого в кристалле. С практической точки зрения этот эффект может вызвать затруднение, если поставленная задача предусматривает получение регулируемой задержки между импульсами генерации. С другой стороны, если требуется объединить излучение многих каналов в одном временном диапазоне, то использование близких условий накачки расширяет диапазон

расстояний, не сильно изменяя временные характеристики. Так, для представленной зависимости длительность импульса генерации по полувысоте составляла порядка 48 нс, в то время как задержка на большом участке расстояний между областями была сравнима с этой величиной. Таким образом, если необходимо согласовать большое количество каналов генерации предпочтительно задавать у них близкие значения накачки. Тогда наложение многих импульсов во временном диапазоне будет иметь суммарную длительность сравнимую с длительностью одиночного импульса.

На следующем этапе исследовалась зависимость времени задержки от длины резонатора при практически совпадающих прочих параметрах.



Рисунок 2.8 – Зависимость времени задержки от расстояния между каналами для различных длин резонатора.

Так, при каждой длине резонатора подбиралось увеличение объектива, расстояние между центрами каналов накачки и положение перетяжки внутри активного элемента для обеспечения одинакового соотношения размера области накачки и перетяжки возбуждаемой нулевой гауссовой моды. Интенсивность накачки в каналах подбиралась для обеспечения совпадения момента генерации в ведомом и ведущем каналах. На рисунке 2.8 показаны зависимости времени задержки для различных длин резонаторов от расстояния между каналами. Можно заметить, что зависимости имеют один и тот же вид, а значит, вероятно, определяются одним и тем же механизмом.

Зависимость времени задержки между импульсами генерации от длины резонатора для фиксированного относительного расстояния между каналами представлено на рисунке 2.9.



Рисунок 2.9 – Зависимость времени задержки между импульсами генерации от длины резонатора и размер основной моды генерации от длины резонатора.

Можно видеть, что при уменьшении длины резонатора абсолютная задержка между импульсами также сокращается. Так при изменении длины резонатора размер нулевой гауссовой моды уменьшается менее чем на 10%, в то время как время задержки значительно изменяется. Кроме того, можно видеть, что изменение происходит нелинейно. Это означает, что только сокращением времени прохода резонатора, которое линейно связано с его длинной, нельзя объяснить эффект связывания близкорасположенных каналов генерации.

При уменьшении длины резонатора менее 240 мм, в эксперименте не удавалось получить генерацию только одной поперечной моды в каждом из каналов. Это было связано со способом создания каналов накачки в активном элементе. Для обеспечения малых размеров области накачки, необходимо использовать уменьшающие объективы, что в свою очередь увеличивает углы схождения излучения в области перетяжки. Это означает, что длина перетяжки в направлении оси распространения сокращается. В эксперименте кристалла активного элемента был 15 мм длиной. Суммарный профиль усиления за проход кристалла активного элемента можно получить с помощью сложения, с учетом бугеровского поглощения, экспериментально измеренных распределений излучения в кристалле активного элемента представления. Возможные профили усиления в кристалле активного элемента.

В силу описанной выше причины, при малых длинах резонатора проводилось исследование связывания многомодовых каналов генерации. Зависимость времени задержки от расстояния между каналами для различных длин резонаторов при связывании многомодовых каналов генерации представлена на рисунке 2.10.



Рисунок 2.10 – Связывание многомодовых каналов генерации и характерное распределение излучения генерации и суммарного поглощенного излучения накачки в этом режиме.

Как можно видеть из графика при связывании многомодовых каналов генерации зависимости имеют тот же вид, что и при связывании одномодовых каналов. Однако, на графиках зависимостей можно выделить несколько особенностей. При этом принципиальная тенденция остается такой же – уменьшение расстояния между каналами сокращает время задержки между их излучением. Основным отличием в этом случае является меньшая величина времени задержки, что, вероятно, связано с долей излучения одного из каналов, попадающей в соседний. Следует понимать, что уменьшение длины резонатора в этом случае приводило к увеличению числа возможных мод генерации для каждого из каналов, а также к возможности появления мод более высокого порядка. Так на рисунке 2.10 представлено характерное распределение излучения генерации двух связанных многомодовых каналов и соответствующее ему суммарное распределение поглощенного излучения накачки. На распределении излучения генерации можно отчетливо выделить два канала генерации с профилями сильно отличными от нулевой гауссовой моды. Представленое распределение было получено при длине резонатора равной 58 мм и расстоянии между областями накачки 550 мкм.

Далее приводятся результаты дополнительных экспериментов, проведенных с целью выявления факторов, определяющих эффект связывания близкорасположенных каналов генерации. Так, нами проводилось исследование влияния установившейся термической линзы в импульсно-периодическом режиме работы системы. На рисунке 2.11 представлено наложение результатов одиночных запусков системы с интервалом между импульсами более 5 секунд и импульсно периодического режима с частотой повторения 14,5 Гц. Как можно видеть, полученные значения совпадают с высокой точностью в широком интервале. Это означает, что стационарная часть тепловой линзы не существенна для рассмотрения.



Рисунок 2.11 – Зависимость времени задержки от расстояния между каналами генерации для импульсно-периодического режима работы и одиночных запусков системы

В процессе исследования проводились эксперименты по связыванию каналов в режиме с активной модуляцией добротности акустооптическим затвором. В этом случае насыщающийся поглотитель Cr:YAG изымался из схемы, а на его место устанавливались акустооптических затвор с просветленными гранями на длину волны генерации и внешнее зеркало с коэффициентом отражения 50%. На рисунке 2.12 представлен пример зависимости времени задержки от расстояния между каналами генерации.

В представленном случае длина резонатора составляла 392 мм, а токи накачки по каналам составляли 90А и 79А. Статистика собиралась по 50 запускам в каждой точке, что позволяло с достаточной точностью определить разброс значений измерений. Как можно видеть, на графике прослеживается тенденция уменьшения времени задержки между импульсами при сближении каналов генерации. Однако, в отличие от экспериментов с насыщающемся поглотителем, разброс времени между импульсами практически не сокращается. Это свидетельствует о том, что взаимное влияние между каналами генерации слабее. Принципиально нужно отметить, что в случае активной модуляции добротности, генерация в каналах начинается одновременно. В то же время, в случае с пассивной модуляцией добротности, присутствует режим предгенерации, что позволяет каналам взаимодействовать на значительно большем временном диапазоне. Предположительно,

образование более стабильной временной задержки в случае с пассивной модуляцией добротности связано с этим эффектом. Более того, просветление пассивного затвора, в отличие от активного, происходит неравномерно по пространству, что приводит к формированию несколько отличных от чисто гауссовых распределений интенсивности. Так, предполагается, что эффект связывания каналов определяется долей излучения ведущего канала, попадающей в ведомый в режиме предгенерации, и тем самым, ускоряющей развитие генерации в соседнем канале.



Рисунок 2.12 – Зависимость времени задержки от расстояния между центрами каналов накачки в лазере с активной модуляцией добротности акустооптическим затвором.

Известно, что при неравномерном усилении в активном элементе структура и распределение излучения генерации отличается от мод пустого резонатора. Так, к примеру, в системах определенного типа можно наблюдать формирование гауссовых мод высокого порядка, в которых не соблюдается центральная симметрия в распределении интенсивности между пиками. В настоящей работе исследовалась подобная система. Так, если организовать накачку в ведомом канале недостаточную для начала генерации, то можно наблюдать искажение распределения излучения генерации ведущего канала в области ведомого. Так как организовать точное изменение усиления в ведомом канале, изменяя ток накачки в эксперименте не удавалось с необходимой точностью, то использовалось изменение времени накачки, которое можно было контролировать с большой точностью и, при знании формы оптического импульса накачки, возможно вычислить значения запасенной энергии в кристалле активного элемента. Так, на рисунке 2.13 представлены срезы профилей распределения интенсивности при значениях накачки в ведомом канале, не позволяющем получить генерацию.



Рисунок 2.13 – Распределение излучения генерации при недостаточной накачке в ведомом канале.

На рисунке представлены срезы распределений для трех близких значений накачки. Для канала 1 (ведущий) ток накачки составлял 78,6А, для канала 2 (ведомый) – 81,0А, а изменялось время накачки в канале 2. Для этих значений токов, генерация в обоих каналах происходила при времени около 300 мкс. Уменьшая время накачки в канале 2 можно было изменять усиление в нем точнее, чем при изменении тока. Так, при максимальном из значений накачки в канале 2, с некоторой вероятностью происходила генерация ведомого канала в связанном режиме генерации, что и показано в правой части рисунка (оба распределения получены при одной и той же накачке в канале 2). На представленном двумерном распределении интенсивности для случая отсутствия генерации в ведомом канале в области пространства, соответствующей ведомому каналу, можно наблюдать отличное от нуля распределение интенсивности. Детальное изучение излучения в этой области показало, что это излучения является частью моды генерации ведущего канала, усиленной в области ведомого канала. С уменьшением накачки в области ведомого канала различимость такого явления уменьшалась, вплоть до полного исчезновения. Таким образом, можно утверждать, что в эксперименте наблюдалось генерации ведущего искажения моды канала за счет наличия близкорасположенной области усиления. В эксперименте по связыванию, когда развитие генерации в каналах происходит с некоторой задержкой, этот эффект, по нашему

предположению, играет ключевую роль. Таким образом, часть излучения ведущего канала, попадая в область ведомого канала, может не только ускорить развитие генерации в нем, но также и увеличить скорость насыщения пассивного затвора, тем самым, позволяя взглянуть на вопрос связывания каналов генерации с другой стороны.

Для проверки этой концепции проводилась дополнительная серия экспериментов по изучению наличия излучения ведущего канала в ведомом. Для этого двумерное распределение излучения генерации в связанном режиме сканировалось в пространстве с помощью фотодетектора, излучение к которому подводилось через 100 мкм волокно. Для каждой точки в пространстве получалась осциллограмма с одним или двумя пиками генерации, разнесенными во времени. Синхронизуя полученную осциллограмму с осциллограммой полного распределения излучения, можно было делать вывод про наличие или отсутствие излучения в исследуемой точке на моменты генерации ведущего и ведомого каналов. На рисунке 2.14 приводится одна из серий подобных экспериментов. Верхний график соответствует времени генерации ведомого канала, а нижний – ведущего.



Рисунок 2.14 – Иллюстрация наличия излучения ведущего канала в области ведомого канала.

Из графиков можно видеть, что в момент генерации ведущего канала в области ведомого канала присутствует отличная от нуля доля излучения, в то время как в момент генерации ведомого такого эффекта не наблюдается. Полученный результат аналогичен, представленному на предыдущем графике. А факт наблюдения аналогичных результатов на всем диапазоне расстояний D соответствующих связанному режиму генерации позволяет предположить ключевую роль этого эффекта для процесса связывания каналов генерации. Момент времени «0 нс» +dt – максимуму мгновенной интенсивности ведомого канала, а момент времени

Еще одним исследованием, нацеленным на понимание процесса связывания каналов генерации, являлось изучение когерентности излучения каналов генерации в связанном режиме.

Так как каналы расположены на расстоянии, сравнимом с размером моды генерации, то вопрос наблюдения интерференционной картины сводился к задаче наложения излучения пучков и анализу периодов полученных интерферограмм. На практике было реализовано несколько интерференционных схем для решения этой задачи. Одна из них основывалась на интерферометре Майкельсона с различными длинами плеч для компенсации времени задержки между импульсами излучения дополнительным проходом по пространству. Так как разделить излучение каналов таким образом, чтобы в нем полностью отсутствовало излучение другого канала на эксперименте не оказалось возможным, то было реализовано два подхода. В первом, задержка по времени между каналами была достаточно велика, чтобы при добавлении соответствующей линии оптической задержки, интерференция излучения канала самого с собой не наблюдалась. В это случае, совмещая излучение из двух каналов по пространству и времени, исследовали распределение излучения в области их наложения. И во втором подходе реализовывалась схема, в которой ориентация и период пиков для интерференции каналов самих с собой и интерференции каналов как единого целого были различны. В обоих случаях исследование распределения излучения происходило с помощью Фурье анализа. В результате, интерференционных пиков между излучением двух связанных каналов обнаружено не было. Полученный результат можно объяснить, изучая специфику работы лазера с пассивной модуляцией добротности. Так, можно предположить, что каналы связываются в режиме предгенерации лазера с пассивной модуляцией добротности и, в том числе, с образованием некоторой фиксированной разницы фазы между излучением каналов, аналогично результатам работ представленных в главе 1. Это может наблюдаться только для некоторой части продольных мод излучения, либо с некоторой вероятностью. Далее, так как усиление в каналах не одинокого, то процесс просветления насыщающегося поглотителя в одном из них происходит быстрее, чем в другом. Это можно понять, основываясь на некогерентном механизме насыщения пассивного затвора. Таким образом, область затвора, соответствующая ведомому каналу, просветляется быстрее. В силу того что просветление затвора происходит неоднородно, а по наименьшему объему, то это может привести к изменению модового состава при переходе из режима предгенерации в режим генерации. Рассматривая вопрос связывания каналов генерации в лазере с пассивной модуляцией добротности в таком подходе, наличие когерентности излучения между каналами становится маловероятным, что и наблюдалось в эксперименте.

#### Выводы к главе 2

Из полученных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы:

- В двух близко расположенных продольных каналах накачки цилиндрической геометрии внутри одного твердотельного активного элемента в лазере с пассивной модуляцией добротности связная генерация гигантских импульсов возникает с временной задержкой, при этом один из каналов играет роль запускающего, а второй – ведомого.
- Временная задержка импульсов генерации предсказуемым образом зависит от расстояния между каналами и усиления в них.
- Наличие стационарной тепловой линзы не играет ключевой роли.
- Излучение двух связанных каналов генерации не проявляет когерентности.
- Наличие пассивного затвора позволяет получить значительно меньший разброс задержки по времени между импульсами генерации, по сравнению с акустооптическим затвором.
- В области ведомого канала на момент генерации ведущего канала присутствует отличное от нуля излучение генерации.

Подытоживая полученные результаты можно предположить, что эффект связывания происходит за счет изменения распределения поля ведущего канала в процессе его дифракционного распространения в условиях неоднородного усиления. Так, часть излучения ведущего канала, попав в область ведомого канала, может быть сравнима с излучением предгенерации ведомого. Таким образом, просветление насыщающегося поглотителя происходит раньше.

# ГЛАВА 3. ПОСТРОЕНИЕ РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СВЯЗЫВАНИЯ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ В ЛАЗЕРЕ С ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДОБРОТНОСТИ

Третья глава диссертационной работы посвящена построению расчетно-теоретических моделей процесса связывания каналов генерации в пределах одного твердотельного оптического элемента в лазере с пассивной модуляцией добротности. Рассматривается несколько моделей с их постепенным усложнением и соотнесением результатов моделирования и эксперимента на каждом из этапов.

В начале, строится простейшая расчетная модель, описывающая развитие генерации в ведомом канале при наличии постоянной генерации в ведущем. Моделирование происходит итерационным методом, а распространение излучения описывается схемой Гюйгенса-Френеля. Далее рассматривается взаимодействие каналов генерации в лазере с пассивной модуляцией добротности, при этом излучение в каждом из них имеет фиксированную форму нулевой гауссовой моды. После этого строятся две модели, учитывающие развитие генерации для лазера с пассивной модуляцией добротности в условиях неоднородного усиления, в этом случае, снимается ограничение на постоянство формы распределения излучения генерации. Две модели отличаются размерностью расчета. Так, первая модель пренебрегает одной из поперечных координат, что в значительно степени упрощает построение.

Для построения профиля усиления в кристалле активного элемента в моделях используются экспериментально измеренные профили распределения излучения накачки. Так, изначально измерялись распределения излучения накачки на фиксированных расстояниях от объектива по оси распространения. После этого, зная показатель преломления кристалла активного элемента, его размеры и поглощение в нем, строилось распределение поглощенного излучения накачки по оси кристалла. Предполагалось, что углы распространения излучения достаточно малы и применимы законы параксиальной оптики, а кристалл достаточно однороден и применим Бугеровский закон поглощения. Располагая кристалл на определенном расстоянии от объектива, можно было получить распределение поглощенного излучения накачки в нем. Так, на рисунке 3.1 представлен срез такого распределения при расстоянии между объективом кристаллом равном 118 мм.

Зная распределение поглощенного излучения накачки по кристаллу, а также, закон релаксации верхнего лазерного уровня, можно было вычислить накопленную в нем инверсию, а значит, и профиль усиления за проход. В этом случае говорится о накопленной инверсии задолго до наступления момента генерации. Так как изменение размера моды в резонаторе на протяжении кристалла, по оценкам, было невелико, то в моделировании объемный кристалл заменялся бесконечно тонким диском. Профиль усиления в таком тонком диске и количество активных центров приравнивалось к суммарным значениям таковых для объемного элемента. Такой подход применялся только для упрощения процесса моделирования и не несет глубокого физического смысла. На рисунке 3.2 (а) представлено характерное распределение усиления в активном элементе, рассматриваемое при построении моделей.



Рисунок 3.1 – Срез характерного распределения поглощенного излучения накачки вдоль оси кристалла активного элемента.



Рисунок 3.2 – Характерное распределение усиления на один проход активного элемента используемое при построении модели (а). Срезы характерных распределений в зависимости от осевого положения активного элемента (б).

При изменении осевого положения активного элемента возможно оптимизировать размер накачиваемой области при фиксированном увеличении объектива. Так на рисунке 3.2 (б)

представлены срезы возможных распределений усиления на один проход активного элемента при различных осевых положения кристалла.

Как упоминалось ранее, в эксперименте кристалл имел размер 6 мм в диаметре, а характерный размер моды по уровню 1/е составлял ~1 мм. Модели строились с целью описания полученных результатов, по этой причине было принято решение, в случае, если это не вызывает серьезных осложнений, использовать условия моделирования, близкие к эксперименту.

Первая модель из исследуемых изучала процесс изменения распределения излучения генерации в процессе его дифракционного распространения в резонаторе при неоднородном усилении. Сведения из литературных источников по формированию мод генерации в лазерах и особенности их распределения изложены в Приложении Б. Так, рассматривалась система с двумя близко расположенными каналами усиления, как показано на рисунке 3.2 (а). Здесь задавалось начальное распределение поля излучения в одном из каналов, соответствующее нулевой гауссовой моде. Во втором канале при этом излучение отсутствовало. Далее, производилось итерационное моделирование процесса распространения излучения в резонаторе. На каждом проходе происходило усиление излучения по заданному профилю и нормирование полученного излучения на фиксированную общую мощность. Хотя такой способ нельзя рассматривать, как физическое описание развития генерации, он позволяет понять основную тенденцию во взаимодействии между каналами. На рисунке 3.3 представлен пример изменения интенсивности в каналах в процессе моделирования. Здесь представлены срезы распределений по центральному уровню.



Рисунок 3.3 – Характерное изменение излучения из первой модели.

Как можно видеть, начальное распределение присутствовало только в одном из каналов – ведущем. Во втором же канале, излучение появлялось после некоторого количества итерационных проходов. Следует заметить, что какого-либо учета люминесценции не присутствовало. Таким образом, происходила эволюция излучения до некоторого устойчивого распределения.

Описанная модель позволяла исследовать влияние расстояния между каналами на процесс развития генерации в ведомом канале и исследовать установившееся распределение излучения генерации. В результате было выяснено, что, если расстояние между каналами достаточно мало, то в ведомом канале возбуждается излучение. Если же расстояние слишком велико, то генерация в нем практически не наблюдается, даже, за более чем 20 000 итерационных проходов. С другой стороны, если каналы расположены достаточно близко, то излучение за несколько десятков итерационных проходов преобразуется к распределению, схожему со второй гауссовой модой, структура которой не зависит видимым образом от расстояния между областями накачки. В определенном диапазоне расстояний между областями накачки, можно была наблюдать появление генерации в ведомом канале, с распределением близким к нулевой гауссовой моде, причем положение центра такой моды изменялось с изменением расстояния между областями накачки. Это свидетельствует о появлении двух каналов генерации. Исследуя скорость появления генерации в ведомом канале, к примеру, по достижении определенного уровня интенсивности в нем или суммарную интенсивность за определенное число проходов можно делать выводы о взаимодействии каналов генерации. Для соотнесения результатов моделирования для этой модели и эксперимента, был выбран критерий, при котором суммарная интенсивность достигает определенного значения. Таким образом, используя подгоночный параметр, определялось число проходов, необходимое для развития генерации в ведомом канале. Исследование зависимости необходимого числа проходов от расстояния между каналами имело вид, схожий с экспериментальным. Каждая итерация предусматривала прохождение определенного участка свободного пространства резонатора определенной длины. Таким образом, каждой итерации расчета можно было присвоить некоторый интервал времени, равный времени обхода резонатора. Рисунке 3.4 представлены результаты моделирования для различных расстояний с использованием подгоночного параметра, по описанному выше принципу.

К сожалению, подход с использованием подгоночного параметра мало подходит для предсказания различных конфигураций профиля усиления. Однако, наиболее важным результатом является совпадение самого вида зависимости и диапазона расстояний. Следует заметить, что размер моды генерации в модели и в эксперименте не совпадал, что, вероятно, связано с отсутствием учета набега фазы при проходе элементов резонатора, что приводит к большему размеру моды генерации. В этом случае достаточно перенормировать расстояния на размер моды генерации. Это показывает важность степени перекрытия полей каналов генерации. Таким образом, из первой модели было сделано три вывода: генерация в ведомом канале может развиться за счет попадания в него излучения ведущего канала; зависимость числа проходов в модели, необходимых для развития генерации от расстояния между каналами

57

имеет схожий с экспериментально измеренной зависимостью времени задержки от расстояния вид; влияние размера моды генерации и расстояние между каналами имеет схожий характер при их пропорциональном увеличении.



Рисунок 3.4 – Результаты эксперимента и моделирования для первой из моделей с использованием подгоночного параметра.

На следующем этапе исследовалась возможность взаимовлияния между каналами генерации, исключающая возможность искажения моды во время ее развития. Так, предполагалось, что в каждом из каналов существует одна фиксированная нулевая гауссова мода генерации. В отличие от предыдущей модели, рассматриваемая система моделировала развитие генерации в лазере с пассивной модуляцией добротности. Большинство параметров, где это было возможно, определялись по совпадению с экспериментом. Так, начальное поглощение в затворе, коэффициенты отражения зеркал, коэффициент поглощения излучения накачки в кристалле активного элемента выбирались совпадающими с экспериментальными. В то же время, параметры расчета, такие как времена релаксации в активном элементе и затворе, площади сечения переходов и прочие константы, необходимые для расчета, брались из литературы. Для описания изменения усиления в активном элементе, насыщения пассивного затвора и числа фотонов в каждой из мод каналов использовались скоростные уравнения, аналогичные уравнениям (АЗ), (А4) и (А5) из Приложения А. Получение данных уравнений дано в Приложении А. Активный элемент и пассивный затвор разбивались на ячейки малого размера, порядка 10 мкм. Аналогично, распределение числа фотонов в каждом из каналов представлялось как совокупность числа фотонов в ячейках расчета. Форма распределения числа фотонов по ячейкам, как упоминалось ранее, была нулевой гауссовой модой. Предполагалось,

что распределение излучения, в любой момент времени, имеет фиксированную форму. Тогда усиление за итерацию прохода резонатора рассматривалось как увеличение интегрального значения моды распределения излучения генерации. Аналогичная ситуация и с просветлением затвора. Так как затвор просветляется не равномерно, а пропорционально локальному значению числа фотонов в ячейке, то в распределении поглощения затвора имелось две области, схожие с распределением числа фотонов генерации. При этом, форма распределения числа фотонов не изменялась, а изменялось, опять же, интегральное значение числа фотонов в моде. Описанная модель в процессе исследования условно называлась моделью фиксированных каналов. На рисунке 3.5 представлены срезы распределений числа фотонов для мод каждого из каналов и распределение излучения накачки.



Рисунок 3.5 – Распределения мод генерации и накачки для модели фиксированных каналов.

Центры распределений мод генерации в каждом из каналов выбирались совпадающими с положением центров области накачки для каждого из каналов. Зная, что центры профилей усиления и накачки совпадают, можно видеть, что по перекрытию областей накачки связь каналов мала. С другой стороны, также возможна связь через перекрытие областей просветления насыщающегося поглотителя. Оценить влияние этих двух факторов на процесс связывания каналов генерации и являлось задачей данной модели. В этом случае, на временной диаграмме можно было четко выделить два импульса генерации, каждый из которых принадлежал соответствующему каналу. Накачка в одном из них была несколько больше чем во втором. Это приводило к возникновению ситуации ведущего и ведомого каналов. Таким образом, можно было определить время задержки между излучением каналов, аналогично эксперименту выбиралось разница по времени между максимумами. Исследовалось поведение зависимости времени задержки от расстояния при изменении параметров расчета.

В данной модели размер моды генерации являлся изменяемым параметром расчета. Так, на рисунке 3.6 приведено несколько зависимостей изменения времени задержки между импульсами для размеров моды, близких к экспериментальным. Для сравнения, на графике приведена одна из экспериментальных зависимостей. Из сравнения полученных результатов можно видеть, что расстояния, на которых происходит заметное взаимовлияние каналов, сильно отличаются от экспериментальных значений. Более того, времена задержек между импульсами стремятся к значительно большим величинам при сближении каналов. Эта величина слабо зависит от расчетного размера моды. Так можно сделать вывод, что связь каналов генерации в случае модели фиксированных каналов значительно слабее. Это означает, что в рассмотрении необходимо учитывать распределение излучения генерации, отличное от чистых гауссовых мод.



Рисунок 3.6 – Зависимости времени задержки от расстояния для различных размеров моды в модели фиксированных каналов.

Также в рамках модели фиксированных каналов исследовалось влияние разницы в усилении в каналах. Параметр, характеризующий накачку, выбран аналогично эксперименту. На рисунке 3.7 приведены зависимости для различных значений накачек в каналах.



Рисунок 3.7 – Зависимости времени задержки для различных значений накачки в каналах для модели фиксированных каналов.

Относительная разница инверсии в каналах дается как число активных ионов на верхнем лазерном уровне в ведомом канале на момент начала связанной генерации деленное на число ионов на том же уровне при котором возникает собственная генерация в ведомом канале при нулевой накачке ведущего. На рисунке также представлено одно из экспериментальных распределений времени задержки от расстояния. Таким образом, можно видеть, что время задержки уменьшается для более близких условий накачки, а также увеличивается диапазон расстояний, при котором наблюдается взаимодействия каналов.

Далее рассматривается модель, основанная на формировании распределения излучения генерации счет многократного обхода резонатора в условиях за неоднородного пространственного профиля усиления в двух близкорасположенных областях накачки в лазере с пассивной модуляцией добротности. Модель учитывает изменения усиления в активном также поглощения в насыщающемся поглотителе, дифракционное элементе и а распространение излучения в совокупности со скоростными уравнениями для оптических переходов в каждом из элементов схемы. Предполагается, что активный элемент работает по идеальной четырехуровневой схеме, а пассивный затвор имеет три уровня энергии. Моделирование осуществляется численными методами, для этого в поперечном направлении к оси генерации проводится разбиение пространства на ячейки с размерами, значительно меньшими размера ожидаемой моды генерации. Возможные резкие скачки фазы излучения в этом случае не рассматриваются. Каждой ячейке присваивается набор параметров, включающий населенности верхнего лазерного уровня в активном элементе, населенность основного уровня насыщающегося поглотителя, число фотонов в ячейке и комплексную амплитуду поля. Для простоты расчета протяженный активный кристалл и насыщающийся поглотитель заменяются бесконечно тонкими в осевом направлении элементами. Поперечные распределения параметров них определяются суммированием соответствующих В распределений населенности вдоль продольной оси. Изменение поля излучения на длине волны генерации при распространении между элементами рассчитывается по стандартной схеме Гюйгенса-Френеля. При этом дополнительно учитывается изменение фазы поля, связанное с тепловой линзой, эффектом Керра и эффектом изменения показателя преломления активного элемента при возбуждении ионов Nd<sup>3+</sup>. В осевом направлении размер ячеек выбирается равным длине резонатора, что задает расчетный шаг по времени. Поле излучения соотносится с числом фотонов в ячейке через энергию фотона и мгновенную интенсивность поля. Для задания связи между числом фотонов и населенностями нижнего уровня насыщающегося поглотителя и верхнего лазерного уровня активного элемента используются соответствующие скоростные уравнения. На каждом проходе активного элемента проводится учет люминесценции в зависимости от распределения накачки. Фаза люминесценции для большого числа проходов

резонатора, как было выяснено в процессе исследования, не вносит ощутимого влияния на результат расчета.

Снижение размерности расчетной схемы за счет устранения одной поперечной координаты значительно повышает скорость вычислений в сравнении с полноразмерной моделью. Сравнение этих двух моделей, проведенное в отдельных расчетных точках, подтвердило применимость усеченной модели, выявив некоторое преувеличение взаимного влияния каналов в упрощенной схеме.

Далее для удобства изложения приводятся уравнения, выведенные в главе 1.

Изменение числа фотонов в ячейках расчета  $\Delta q_n$ , связанное с активным элементом, описывается формулой (6):

$$\Delta q_n = \frac{2q_n}{A} N_n^u \sigma_g + \frac{2}{A} N_n^u \sigma_g \frac{A}{4\pi l_{cav}^2}.$$
(6)

Здесь  $N_n^u$  – населенности верхнего лазерного уровня в активном элементе для ячеек расчета, A – поперечная площадь расчетной ячейки для активного элемента (поперечный размер ячеек один и тот же для всех элементов расчета),  $\sigma_g$  – сечение перехода между верхним и нижним лазерным уровнем,  $l_{cav}$  – приведенная длина резонатора. Первый член суммы описывает вынужденную эмиссию, а второй – спонтанную эмиссию в моду генерации с учетом доли фотонов, попадающих в поле расчета.

Изменение населенностей верхнего лазерного уровня в активном элементе для ячеек расчета  $\Delta N_n^u$  описывает формула (7):

$$\Delta N_n^u = -\frac{2q_n}{A} N_n^u \sigma_g - 2 \frac{N_n^u}{\tau_g} \frac{l_{cav}}{c} + W_n^p (N_t - N_n^u).$$
<sup>(7)</sup>

Здесь  $\tau_g$  - спонтанное время жизни верхнего лазерного уровня,  $N_t$  - общее число активных ионов в ячейке активного элемента,  $W_n^p$  - скорость накачки в ячейке. Первый член в уравнении (7) описывает вынужденную эмиссию, второй – спонтанную релаксацию верхнего лазерного уровня, третий – накачку среды.

Аналогично формуле (6), изменение числа фотонов в ячейках, связанное с наличием насыщающегося поглотителя описывается формулой (8):

$$\Delta q_n = \frac{2q_n}{A} \left[ -N_n^{sg} \left( \sigma_{sg} - \sigma_{su} \right) - N_s \sigma_{su} \right] - \Gamma q_n, \tag{8}$$

где  $N_n^{sg}$  - населенности основного уровня насыщающегося поглотителя для ячеек расчета,  $\sigma_{sg}$  – сечение перехода основного состояния насыщающегося поглотителя,  $\sigma_{su}$  - сечение перехода верхнего уровня насыщающегося поглотителя,  $N_s$  - общее число активных ионов в ячейке насыщающегося поглотителя,  $\Gamma$  – коэффициент потерь за обход резонатора. Первые два члена учитывают насыщающийся поглотитель, а последний – потери на проход резонатора. В расчете

рассматривались потери на пропускание выходного зеркала. Прочими внутрирезонаторными потерями пренебрегали.

Изменение населенности основного уровня насыщающегося поглотителя  $\Delta N_n^{sg}$  по ячейкам расчета:

$$\Delta N_n^{sg} = -\frac{2q_n}{A} N_n^{sg} \sigma_{sg} + 2 \frac{(N_s - N_n^{sg})}{\tau_s} \frac{l_{cav}}{c}.$$
(9)

Здесь  $\tau_s$  – спонтанное время жизни верхнего уровня насыщающегося поглотителя. Первый член уравнения в (9) описывает поглощение излучения генерации, а второй – спонтанную релаксацию.

Последовательность проведения расчетов такова:

- 1. Задаются значения переменных для векторов комплексной амплитуды поля  $E_n$ ; населенности верхнего лазерного уровня  $N_n^u$ ; населенности основного уровня насыщающегося поглотителя  $N_n^{sg}$ ; числа фотонов в резонаторе  $q_n$ .
- 2. Вычисляются, связанные с активным элементом изменения для числа фотонов  $\Delta q_n$  по формуле (6); населенности  $\Delta N_n^u$  по формуле (7) и вычисляется комплексная амплитуда поля, предполагая, что с ростом числа фотонов растет модуль амплитуды, а фаза сохраняется  $|E_n| \sim \sqrt{q_n}$ .
- 3. Проводится учет набега фазы, связанный с термической линзой, керровской линзой и электронным возбуждением в активном элементе.
- 4. Вычисляется новое распределение комплексной амплитуды поля после прохождения отрезка пространства эквивалентного полной длине резонатора.
- 5. Аналогично пункту 2, вычисляются связанные с насыщающимся поглотителем изменения для числа фотонов  $\Delta q_n$ , населенности  $\Delta N_n^{sg}$  (по формулам (8), (9)) и вычисляется комплексная амплитуда поля.
- 6. Проводится учет набега фазы, связанного с термической линзой и керровской линзой в насыщающемся поглотителе. Возмущение фазы, вызванное электронным возбуждением для насыщающегося поглотителя, предполагается малым, в сравнении с тепловым эффектом, и не рассматривается.
- Аналогично пункту 4 вычисляется распределение комплексной амплитуды поля после прохождения расстояния между элементами.
- 8. Вычисляем новые значения для основных параметров  $E_n$ ,  $N_n^u$ ,  $N_n^{sg}$ ,  $q_n$  и переходим к пункту 2.

В результате были рассчитаны пространственные зависимости основных параметров  $E_n$ ,  $N_n^u$ ,  $N_n^{sg}$ ,  $q_n$  с шагом по времени  $2 l_{cav}/c$ . Наблюдалась зависимость времени задержки между

импульсами генерации, близкая экспериментальной. Так, при большом расстоянии между каналами накачки, положения импульсов генерации – при запуске каждого из каналов по отдельности и совместно – совпадали на расчетной сетке и были разнесены по времени на десятки мкс. При сближении областей накачки на расстояние порядка двух размеров установившейся моды генерации задержка между максимумами импульсов сокращалась. А при достаточно малых расстояниях наблюдалось образование моды более высокого порядка. Пример пространственно-временных профилей интенсивности для связанного режима излучения ( $l \sim q_n$ ) показан рисунке 3.8.



Рисунок 3.8 – Кинетика генерации связанного излучения в двух каналах.

Совокупность подобных распределений при вариации расстояния между каналами или уровня накачки в ведомом канале позволяет сравнить результаты расчетов с экспериментально полученными профилями пучков и осциллограммами сигналов. Сопоставление результатов эксперимента и 3D моделирования представлено на рисунке 3.9. Ограниченное число расчетных точек на графике связано с чрезмерно большим (десятки часов) временем вычислений. Следует отметить, что расчетный размер TEM<sub>00</sub> моды лазерного резонатора оказался несколько больше наблюдаемого в эксперименте, что может быть связано с пренебрежением процессами самовоздействия пучков в элементах резонатора. Наилучшее совпадение получено при нормировке расчетных размерных зависимостей на экспериментально измеренные. Хорошее

согласование экспериментальной зависимости и результатов расчета подтверждает правильность выбора доминирующего механизма связывания каналов генерации, положенного в основу расчетов.



Рисунок 3.9 – Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей задержки генерации в 3D модели.

Стоит отметить, что к несовпадению размеров моды генерации в эксперименте и при моделировании могло привести отличие закладываемой при моделировании тепловой линзы от реального распределения температуры в активном элементе. На рисунке 3.10 представлены динамика установления распределения температуры в активном элементе за счет поглощения излучения накачки, и пример пространственного распределения температуры в нем вблизи момента генерации. Подобные распределения учитывались при построении 3-мерной модели.



Рисунок 3.10 – Динамика установления распределения температуры в активном элементе (а). Пример пространственного распределения температуры в активном элементе вблизи момента генерации (б).

Поскольку расчеты в размерности 3D вызывали вычислительные трудности, для проведения более детальных исследований использовалась упрощенная 2D модель, в которой цилиндрические каналы генерации представлялись бесконечными по одной из поперечных координат. Снижение размерности приводит к ожидаемому усилению взаимного влияния каналов, однако значительно ускоряет расчеты при хорошем качественном согласовании с результатами эксперимента. Расчетные зависимости времени задержки при вариации тока накачки ведомого канала показаны на рисунке 3.11 (а) (аналогично графикам в главе 2). Ток накачки ведущего канала задавался равным 80 А.

Можно видеть, что в 2D модели связанная генерация возникает на бо́льших расстояниях, в силу ожидаемо большего взаимного влияния каналов плоскостной геометрии. Общий вид зависимостей остается близким к экспериментальным. Это позволяет сделать вывод, что модель, основанная на формировании распределения излучения генерации за счет многопроходного распространения излучения в условиях неоднородного усиления, может быть использована для описания эффекта связывания двух близко расположенных каналов генерации как в трехмерной, так и двумерной расчетной геометрии. При этом, связь времени задержки с числом фотонов в области ведомого канала на момент генерации ведущего показана на рисунке 3.11 (б). Так, часть излучения ведущего канала, попадая в область ведомого, оказывается сопоставимой по интенсивности с излучением предгенерации, что приводит к ускоренному развитию генерации в ведомом канале, и просветление насыщающегося поглотителя происходит в нем раньше. Это предположение косвенно подтверждается наличием излучения в области ведомого канала в момент генерации ведущего.



Рисунок 3.11 – Расчетные зависимости времени задержки от тока накачки ведомого канала и расстояния между ними по упрощенной 2D модели (а). Связь времени задержки с числом фотонов в области ведомого канала на момент генерации ведущего (б).

Как в экспериментальных, так и в расчетных пространственных профилях излучения наблюдались отклонения от гауссовой формы. Отклонения формы вызваны неполным согласованием размеров области накачки и формируемой ею тепловой линзы в активном элементе с размером возбуждаемой моды генерации. Схожий эффект описан в Приложении Б. Это также приводит к появлению особенностей в зависимости времени задержки между импульсами от расстояния. Наличие кольцевых особенностей профиля проявляется в виде ступенек, отчетливо заметных на графиках временных зависимостей и возникающих при сближении областей генерации до расстояний, при которых кольца пространственно перекрываются.

Таким образом, приведенные результаты подтверждают, что для описания явления синхронизации гигантских импульсов в пределах одного активного элемента может быть использована модель, основанная на формировании распределения излучения генерации за счет многопроходного распространения излучения в условиях неоднородного усиления.

#### Вывод к главе 3

Из полученных результатов можно сделать вывод, что для описания процесса связывания двух близкорасположенных каналов генерации необходимо учитывать развитие моды генерации в условиях неоднородного усиления и его несовпадение с чистыми гауссовыми модами. Так же весомую роль играет получаемый размер мод генерации, который определяется учетом дополнительного набега фазы излучения при распространении излучения в резонаторе.

Таким образом, возникновение короткого лазерного импульса в ведомом канале может быть описано в рамках модели, анализирующей многопроходное преобразование поля излучения в условиях неоднородного усиления. Построенная итоговая модель позволяет рассчитывать поведение каналов генерации при произвольном виде усиления в активном элементе и может быть использована для построения различных схем и их последующей практической реализации.

67

### ГЛАВА 4. СПЕКТРАЛЬНОЕ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЕ СЛОЖЕНИЕ ОДНОМОДОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

В четвертой главе излагаются экспериментальные результаты по спектральному внутрирезонаторному сложению излучения одномодовых лазерных диодов и приводятся данные моделирования системы, определяются основные требования к оптическим элементам, даются расчеты для дифракционной решетки в специализированном программном пакете. В главе также приводятся результаты по спектральному распределению интенсивности изучаемой схемы сложения и даются оценки, направленные на оптимизацию системы с использованием спектрально селективного зеркала. Описывается обнаруженный эффект расширения спектрального диапазона генерации в коротковолновую область, зависящий от условий возникновения генерации в данной области, и обсуждается механизм его появления. Приводятся результаты по сложению излучения двух диодных лазеров по схеме спектрального сложения и поясняется механизм образования когерентного канала для элементов в данной схеме.

Целью проведенного эксперимента было получение и исследование генерации в схеме спектрального сложения с использованием одномодовых полупроводниковых лазеров. Так же эксперимент был поставлен с целью моделирования условий сложения линейки одномодовых диодов со следующими параметрами: 28 одинаковых одномодовых диодов; размеры по быстрой и медленной осям 4,5 мкм и 4 мкм, с периодом между центрами диодов 90 мкм.

Такая постановка задачи накладывает дополнительные условия на размеры лазерных пучков на дифракционной решетке. В главе 1 было показано условие, при котором схема сложения будет работать корректно:  $\Delta \lambda \ll \delta \lambda$ . Для удовлетворения данному условию, производится оценка размера пучка на дифракционной решетке, при которой возможно сложение диодов в линейке. Далее используются обозначения аналогично главе 1. Вышеназванное условие должно выполняться для соседних диодов в линейке, поэтому D = 90 мкм. Разница длин волн генерации крайних диодов определяется полосой усиления данных полупроводниковых диодов: 930 – 970 нм (характерная ширина спектра люминесценции). Стоит отметить, что диоды в линейке и одиночные диоды, использованные в эксперименте изготовлены с использование одних и тех же материалов, имеют аналогичные параметры выходной мощности и расходимости. В экспериментах использовались полупроводниковые активные элементы на основе GaAs с одной квантовой ямой. Длина активной среды – 3 мм. Одна грань кристалла имела глухое зеркало, другая просветлена до величины отражения 0,5 %. На выходе из диода в режиме собственной генерации излучение было поляризовано (более 95%).

Данные о полосе усиления для материала активного элемента были получены экспериментально из оценки характерной ширины спектра люминесценции. Отсюда следует, что  $\delta \lambda = 40/M$  нм, где М число диодов в линейке. Для линейки с 28 диодами  $\delta \lambda \approx 1,42$  нм. Для выполнения вышеназванного условия  $\Delta \lambda$  должна быть порядка 1Å. Пусть  $\Lambda = 1$  мкм,  $\lambda = 960$  нм, тогда размер освещаемой области на дифракционной решетки, определяемый по формуле (3), равен  $L \approx 1$  см. Поэтому, несмотря на то, что генерацию двух одиночных диодов, расположенных на расстоянии нескольких миллиметров друг от друга, можно получить и при размере пучка в несколько сотен микрон, для верности моделирования размер области, освещенной на решетке, должен быть увеличен хотя бы до 1см.

Перед реализацией эксперимента было проведено моделирование схемы сложения для линейки лазерных диодов (рисунок 4.1). Для наглядности показано излучение только для двух крайних диодов. Так как расходимость по обоим направлениям имеет близкие значения (точные значения даны далее), то в качестве микрооптики в моделировании использовались сферические линзы. Моделировалась схема описанная в главе 1 на рисунке 1.8. Рассматривалась идеальная дифракционная решетка, которая излучает 100% падающего излучения в -1 порядок. Фокус комбинирующей линзы подбирался так, чтобы получить от каждого из источников сколлимированное излучение с размером более 1 см. Положение дифракционной решетки подбиралось таким образом, чтобы обеспечить максимальное перекрытие пучков в дальней зоне (качество выходного пучка). Для рассмотрения дальней зоны в схеме после выходного зеркала добавлялась собирающая линза в фокусе которой оценивалось перекрытие пучков.

Идеальное совпадение пиков генерации в дальней зоне можно реализовать при использовании дифракционной решетки расположенной строго перпендикулярно к оси распространения излучения. Однако в этом случае обеспечить 100% интенсивности в одном пике дифракции затруднительно. Так же на практике, в связи с не идеальностью профиля штрихов, может присутствовать нормальное отражение от плоскости решетки. В этом случае возможно образование генерации между задней гранью диодов и плоскостью дифракционной решетки. По этой причине дифракционная решетка устанавливается под небольшим углом к оси распространения, что определяет работу системы в -1 порядке дифракционной решетки и несколько уменьшает качество пучка итогового излучения в одном из поперечных направлений. Данный эффект является принципиальным ограничением рассматриваемой схемы.

Положение дифракционной решетки относительно комбинирующей линзы определяет совпадение пучков генерации в дальней зоне. Так, если пучки совпадают на фокусном

расстоянии, но при этом не совпадают до него и после, то это говорит о том, что они не полностью перекрываются и на дифракционной решетке. Это определяет положение решетки относительно комбинирующей линзы. На рисунке 4.2 представлено распределение интенсивности на детекторе при частичном и полном совпадении пучков на решетке. Аналогичные распределения наблюдались при проведении эксперимента.



Рисунок 4.1 – Моделирование схемы спектрального сложения.



Рисунок 4.2 – Распределение интенсивности на детекторе вблизи фокуса линзы, расположенной после выходного зеркала, при полном (а) и частичном (б) совпадении пучков на дифракционной решетке.

Для оптимизации схемы спектрального сложения проводилось моделирование дифракционной решетки с помощью MC Grating Software. Форма штриха треугольная, проекция вершины на плоскость решетки делит основание как 2:8. Поляризация излучения рассматривалась ТЕ и ТМ. Угол наклона штриха определялся параметром глубины штриха и изменялся в процессе исследования для определения оптимального угла наклона. Моделируемый диапазон длин волн от 900 нм до 1000 нм. Поглощение и рассеяние на материале не рассматривались. Исследовалась конфигурация с углом падения на дифракционную решетку для реализации только -1 порядка.

В результате оптимизации для ТЕ поляризации были выбраны следующие параметры: период решетки 1000 штр./мм, угол падения 22 градуса, глубина штриха 702 нм, угол наклона штрихов в 41 градус. На рисунке 4.3 представлено распределение эффективности дифракционной решетки в зависимости от длины волны и глубины штриха для ТЕ поляризации.



Рисунок 4.3 – Распределение эффективности дифракционной решетки для -1 порядка в зависимости от длины волны и глубины штриха для ТЕ поляризации.



Форма штриха для глубины штриха 702 нм представлена на рисунке 4.4.

Рисунок 4.4 – Форма штриха для глубины штриха 702 нм.

На рисунке 4.5 представлена относительная интенсивность излучения в -1 порядке от длины волны для глубины штриха 702 нм. Как можно видеть эффективность во всем рабочем диапазоне длин волн выше чем 93,8 %.



Рисунок 4.5 – Относительная интенсивность излучения в -1 порядке от длины волны для глубины штриха 702 нм для ТЕ поляризации.

Для ТМ поляризации были выбраны следующие параметры: период решетки 1000 штр./мм, угол падения 22 градуса, глубина штриха 392 нм и угол наклона штрихов 26 градусов. На рисунке 4.6 представлено распределение эффективности дифракционной решетки в зависимости от длины волны и глубины штриха для ТМ поляризации.

Распределение на рисунке 4.6 заметно отличается от представленного на рисунке 4.3, что связано с ориентацией вектора поляризации относительно направления штрихов дифракционной решетки. Как максимальное, так и среднее значение относительной интенсивности достижимые при моделировании были выше для ТМ поляризации. Так на рисунке 4.7 представлена зависимость относительной интенсивности в -1 порядке от длины волны для глубины штриха 392 нм.

Как видно из графика на рисунке 4.7, для ТМ поляризации эффективность моделируемой дифракционной решетки может иметь значение выше 99 % для всего рассматриваемого диапазона длин волн. Это означает что работа в ТМ поляризации предпочтительнее для схем спектрального сложения. Так же стоит заметить, что глубина штриха, а значит и угол наклона штрихов следует выбирать различные для ТЕ и ТМ поляризаций.


Рисунок 4.6 – Распределение эффективности дифракционной решетки для -1 порядка в зависимости от длины волны и глубины штриха для ТМ поляризации.



Рисунок 4.7 – Относительная интенсивность в -1 порядке от длины волны для глубины штриха 392 нм для ТМ поляризации.

Далее излагаются материалы экспериментального исследования схемы внутрирезонаторного сложения одномодовых лазерных диодов. Как говорилось выше, использовались лазерные диоды с симметричным выходом по двум перпендикулярным направлениям и просветленной выходной гранью. Качество пучка  $Q_x = BBP_x = 0.45$  мм · мрад  $Q_y = BBP_y = 0.47$  мм · мрад. На рисунке 4.8 (а) представлено распределение люминесценции одиночного диода при подпороговых токах накачки. Режим работы непрерывный.



Рисунок 4.8 – Спектр люминесценции одиночного диода (а). Зависимость интенсивности излучения диода от тока накачки в режиме собственной генерации (б).

На рисунке 4.8 (б) представлена зависимость интенсивности излучения диода от тока накачки в режиме собственной генерации. Как видно из графика, порог генерации составляет порядке 0,2 A, а максимальное значение ~ 280 мВт.

Принципиальная схема экспериментальной установки по сложению диодов в схеме с внешним резонатором показана на рисунке 4.9. В эксперименте использовалась коммерчески доступная дифракционная решетка от Edmund Optics с эффективностью в исследуемом диапазоне вблизи 80 % и углом блеска для 750 нм. Период решетки 1200 штр./мм. В качестве комбинирующей линзы использовался, так же коммерчески доступный, F-тета объектив SL-1064-70-100G.



Рисунок 4.9 – Схема установки: 1 - одномодовый лазерный диод; 2 - микролинза f=350 мкм; 3 - комбинирующий объектив F=100 мм, 4 - дифракционная решетка 1200 штр./мм; 5 - выходное зеркало; 6- измеритель мощности/ спектрометр.

Исследования спектрального распределения усиления в активной среде можно производить смещением диода в плоскости комбинирующей линзы или поворотом дифракционной решетки. В экспериментах использовались оба метода, однако оказалось легче осуществить последний. Так для первого метода была необходима подстройка выходного зеркала в плоскости перпендикулярной плоскости рисунка 4.9. На рисунке 4.10 представлены полученные спектральные распределения выходной интенсивности для различных зеркал. Спектральная ширина пика генерации с внешним зеркалом составляла 1,3 Å. Ток накачки 0,9 А.



Рисунок 4.10 – Распределения выходной интенсивности для различных зеркал.

Из полученных результатов можно выделить две основные тенденции: с увеличением отражения выходного зеркала происходит расширение спектра генерации; для каждой из длин волн существует оптимальное отражение внешнего зеркала, позволяющее максимизировать выходную интенсивность. Стоит заметить, что для зеркала с наименьшим коэффициентом отражения (в качестве которого использовалась одна из граней клина) существуют длины волн, в которых одновременно наблюдается как пик генерации с внешним зеркалом, так и пик собственной генерации. В то же время для зеркал с отражением более 10 % пик собственной генерации не наблюдается. Кроме этого заметно, что максимальное значение для выходной интенсивности с внешним зеркалом меньше, чем выходная интенсивность для собственной генерации. Это связано с потерями на дифракционной решетке, которые составляли порядка 20% на проход (излучение в нулевом порядке дифракции). В нашем случае учет данных потерь не производится. Так же стоит учесть, что, к примеру, для 80% зеркала суммарная интенсивность излучения в двух нулевых порядках (для направлений распространения от

диодного лазера и от выходного зеркала) была примерно в 2 раза выше, чем в выходном пучке. С учетом данных потерь максимальная наблюдаемая суммарная интенсивность по трем пучкам превышает 330 мВт, что превосходит таковую для режима свободной генерации.

Существование оптимального отражения для каждой из длин волн позволяет предположить возможность использования спектрально селективного выходного зеркала. Так, исходя из результатов на рисунке 4.10, следует использовать зеркало со следующим спектральным распределением отражения: рисунок 4.11 (а). Для сравнения на рисунке 4.11 (б) представлены распределения выходных интенсивностей для 10% (эксперимент) и оптимального (расчет) зеркал. Выигрыш по энергетике для такого зеркала должен составлять 14.8%.

Таким образом, предложен способ оптимизации схемы внутрирезонаторного спектрального сложения лазерных диодов методом создания спектрально селективных зеркал и предложена методика определения спектрального распределения таких зеркал. Данный метод можно применять и для других схем внутрирезонаторного спектрального сложения.



Рисунок 4.11 – Спектральное распределение оптимального (расчетного) зеркала (а). Распределения интенсивностей для 10 % и расчетного зеркал (б).

При более детальном изучении генерационных характеристик, используемого был обнаружен эффект значительного одномодового диодного лазера, расширения спектрального диапазона генерации лазерного диода при постепенной перестройке длины волны генерации от области максимального усиления в активной среде в коротковолновую сторону. Этот эффект наблюдался только в непрерывном режиме работы лазера.

В данной серии экспериментов исследовалась спектральная зависимость выходной интенсивности генерации лазерного диода. Длина волны генерации лазера перестраивалась с помощью поворота дифракционной решетки. Измерения проводились как в режиме непрерывной генерации, так и в импульсном режиме с частотами повторения импульсов 10 Гц и 1 кГц. Длина волны генерации контролировалась с помощью спектрометра фирмы Авеста -

ASP150 TF с точностью 0,2 нм. Величина тока накачки была постоянной и составляла 0,9 А. Экспериментальная схема установки та же, что и описана выше, рисунок 4.9. График зависимости выходной интенсивности от длины волны генерации показан на рисунке 4.12.



Рисунок 4.12 – Зависимость интенсивности генерации от длины волны. Коэффициент отражения выходного зеркала ~50% во всем исследуемом спектральном диапазоне. Мощность в импульсном режиме нормирована на скважность.

В непрерывном режиме работы поворотом дифракционной решетки, при сохранении уровня потерь во внешнем резонаторе, возможно было перестроить длину волны генерации лазерного диода в коротковолновую сторону до 913 нм. Причем, генерация на этой длине волны была устойчива при любых уровнях накачки, вплоть до пороговых значений тока накачки. При выключении и последующем включении лазера, или временном перекрытии оптического пути резонатора, снова на этой же длине волны генерация не возникала, а наблюдалась собственная генерация, образующаяся на гранях полупроводникового кристалла на длине волны, соответствующей максимуму усиления. Генерацию во внешнем резонаторе вновь можно было получить только при положении дифракционной решетки, соответствующей длине волны ≥ 918 нм.

Измерения в частотном режиме, который связан с периодическим выключением работы лазера, так же подтвердили коротковолновую границу отсечки генерации 918 нм. При этом для двух частотных режимов с одинаковой скважностью и противоположными комбинациями частоты и длительности импульса, значения выходной интенсивности генерации практически

совпадали (на графика представлены средние интенсивности в импульсном режиме деленные на скважность 95%, для большей наглядности).

График расширения спектрального диапазона генерации выходной мощности в коротковолновую область показан в увеличенном масштабе на рисунке 4.13.

В длинноволновой части спектрального диапазона генерации лазера эффект расширения не обнаружен для всех режимов работы лазера.

Так же проводились аналогичные эксперименты для выходных зеркал с другими коэффициентами отражения. В результате, как и ожидалось, было обнаружено, что граничная длина зависит коэффициента отражения выходного зеркала. Так для наибольшего коэффициента отражения достигаемая длина волны была наименьшей. На рисунке 4.14 представлены зависимости граничной длинны волны для импульсного и непрерывного режимов от коэффициента отражения внешнего зеркала.



Рисунок 4.13 – Зависимость интенсивности генерации одномодового полупроводникового лазера от длины волны генерации, определяемой углом поворота дифракционной решетки. Увеличенный фрагмент.

Расширение спектральной области генерации возникает из-за искажения спектрального распределения усиления в активной среде при лазерной генерации. Так, при генерации во внешнем резонаторе на длине волны, отличной от длины волны собственной генерации, усиление для длины волны собственной генерации уменьшается, что изменяет условия ее возникновения. Это приводит к тому, что в коротковолновой области возможна стабильная генерация. Прерывание генерации ведет к релаксации населенности в активной среде и, тем

самым, к восстановлению начального распределения усиления. Таким образом, генерация с выбранной длиной волны не возникает, а развивается собственная генерация.

В наших экспериментах ширина спектра генерации спектрально селективной системы при определенном положении дифракционной решетки составляет менее 0,3 нм по полувысоте (измерения проводились на ASP150 TF.) Поэтому в процессе генерации задействовано большое количество энергетических состояний зоны проводимости активной среды. Перестройка длины волны генерации происходит медленно по сравнению со временем обхода резонатора и временем релаксации населенности в активной области.



Рисунок 4.14 – Зависимости граничной длинны волны для импульсного и непрерывного режимов от коэффициента отражения внешнего зеркала.

Таким образом, переход в коротковолновую область происходит малыми смещениями, так что генерация на новой длине волны частично захватывает область генерации до перестройки. При этом в условиях однородно уширенной линии излучения происходит «подкачка» населенности рабочих уровней в периферийной области с других энергетических уровней зоны проводимости зоны проводимости.

В работе исследовалась зависимость граничной длины волны генерации от длительности импульса накачки. Эксперимент проводился с целью определения влияния термического нагрева активной среды на величину граничной длины волны, достигаемой в коротковолновой области спектра. Нагрев среды растет с увеличением длительности импульса накачки (скважности накачки). Результаты показаны на рисунке 4.15. Из графика можно видеть, что граничная длина волны устанавливается вблизи 918 нм и, даже при аппроксимации графика до длительности 20 мс, длина волны 913 нм не достигается. Аппроксимация 20 мс соответствует ~

100 % скважности, т.е. соответствует квазинепрерывной накачке с минимальными временами выключения между импульсами. Частота следования импульсов тока 50 Гц.



Рисунок 4.15 – Зависимость граничной длины волны генерации одномодового лазера от длительности импульса накачки. Частота повторения импульсов 50 Гц. Ток накачки постоянный 0,9 А. х – точка, полученная при аппроксимации.

Проведенный эксперимент показал, что граничная длина волны генерации, получаемая в непрерывном режиме работы лазера, вероятно, не связана с термическими эффектами, поскольку в импульсном, аналогично термически нагруженном режиме работы, такая же длина волны не достигается. Вместе с тем, продвижение в коротковолновую сторону генерации зависит от длительности импульсов тока, то есть, от мгновенной температуры среды в области усиления.

В результате, был обнаружен эффект расширения спектрального диапазона длины волны генерации диодного лазера в дисперсионном резонаторе, который может быть связан с динамической трансформацией спектрального распределения усиления в активной среде в непрерывном режиме работы лазера. Зарегистрированная граничная длина волны генерации зависит от соотношения величины усиления и потерь в резонаторе. При выходном зеркале с большим коэффициентом отражении граница сдвигается в более коротковолновую сторону спектра. Подобный эффект, вероятно можно будет наблюдать и в импульсном режиме, если временной промежуток между импульсами тока накачки будет меньше, чем время релаксации населенности уровней в активной среде. Обнаруженный эффект может найти применение в создании систем, чувствительных к изменению условий генерации в резонаторе. Стоит отметить, что описанный эффект отличается, к примеру, от результатов полученных в работе

[106]. В примере показана зависимость наблюдаемого состояния системы от ее предыдущего состояния, этот эффект в отличие от изложенного в диссертационной работе может быть полностью объяснен термическими эффектами.

На следующем этапе работы проводились эксперименты по сложению двух однодовых лазерных диодов по схеме внутрирезонаторного спектрального сложения. Экспериментальная установка представлена на рисунке 4.16. Она полностью повторяет описанную выше на рисунке 4.9 схему сложения, однако в данном случае складывалось два диода, отстоящие на расстоянии D друг от друга.

В результате было реализовано сложение для двух пучков с длинами волн 9631 Å и 9390 Å. Расстояние D = 10 мм, выходное зеркало 50 %. Качество сложенного пучка составляло  $Q_y = BBP_y = 0,53 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$ , что примерно на 10 % хуже, чем для одиночного диода. Предположительно это связано с неполным перекрытием пучков на дифракционной решетке, о котором говорилось в начале главы.

Кроме этого, в дальней зоне помимо центрального пика с двумя длинами волн (пик спектрального сложения) наблюдалось два пика с одинаковой длинной волны 9521Å, распространяющихся симметрично под углом к центральному пучку. При этом при перекрытии излучения от одного из диодов в дальней зоне наблюдалось только излучения от второго диода в пике спектрального сложения.



Рисунок 4.16 – Принципиальная схема установки по внутрирезонаторному сложению.

Предположительно, наличие паразитных пиков связано с попаданием излучения одного из диодов во второй при отражении от выходного зеркала. Таким образом, образуется

резонатор между двумя задними гранями каждого из диодов. Этот эффект можно рассматривать как образование когерентного канала генерации в схеме спектрального сложения. На рисунке 4.17 представлены результаты моделирования данного эффекта. Для сравнения представлены режим спектрального сложения каналов (верхний рисунок) и режим генерации когерентного канала (нижний рисунок). Появление когерентного канала возможно для произвольного положения пары диодов при этом для каждого из их положений будут устанавливаться свои длина волны и направление распространения. Это означает что при сложении большого числа диодов центральный пик (пик спектрального сложения) будет сопровождаться набором дополнительных симметричных пучков. Для борьбы с данным эффектом, к примеру, следует перед выходным зеркалом поставить пространственный Фурье фильтр.



Рисунок 4.17 – Пояснение появления паразитного канала в схеме спектрального сложения: a) – режим спектрального сложения каналов; b) – режим когерентного канала.

В проведенном эксперименте для максимального тока накачки интенсивность в центральном канале составляла порядка 180 мВт, а в паразитных пучках наблюдалось ~ 80 мВт суммарно. Потери мощности составляли 44%. Появление когерентного канала имело более

высокий порог по току накачки, чем генерация от внешнего зеркала по схеме спектрального сложения. Что свидетельствует о больших потерях для такого режима.

## Выводы к главе 4

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- Внутрирезонаторное спектральное сложение одномодовым лазерных диодов следует производить в -1 порядке дифракционной решетки, при этом для ТЕ и ТМ поляризации ее параметры будут различны.
- Возможна оптимизация дифракционной решетки для получения эффективности более 99% в исследуемом диапазоне от 900 нм до 1000 нм, что подтверждено моделированием.
- Использование спектрально селективного выходного зеркала для схемы внутрирезонаторного спектрального сложения позволяет увеличить суммарную выходную интенсивность на 14.8%, для рассматриваемой системы.
- Исследована особенность в коротковолновой части спектра генерации системы внутрирезонаторного сложения одномодовых лазерных диодов, приводящая к увеличению рабочего спектрального диапазона.
- Подтверждено наличие когерентного канала связи для двух и более лазерных диодов, задействованных в схеме сложения.

Таким образом, подытоживая полученные результаты можно предположить, что исследование различных способов оптимизации схемы внутрирезонаторного спектрального сложения может позволить значительно увеличить выходную энергетику системы и тем самым создать источник с большой пространственной яркостью.

## ГЛАВА 5. ФАЗИРОВКА ЛИНЕЙКИ ОДНОМОДОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЗОНАНСНОГО ВОЛНОВОДНОГО ЗЕРКАЛА

В пятой главе излагаются материалы по когерентному сложению одномодовых лазерных диодов в схеме с выделением одной супермоды с помощью резонансного волноводного зеркала и исследуется возможность работы такой системы с высокой частотой повторения.

Резонансное волноводное зеркало представляет собой планарную многослойную дифракционную структуру, один из слоев которой имеет внутренний корригированный (гофрированный) профиль и служит волноводом. К отличительным особенностям подобных зеркал относится их способность возвращать падающее излучение в виде узкой спектральной линии, и способность переотражать падающее по нормали к поверхности излучение обратно в объем резонатора в пределах узкого пространственного угла.

В исследуемой схеме фазировки лазерной диодной линейки резонансное волноводное зеркало используется в качестве элемента, образующего внешний резонатор, формирующего оптическую связь диодов линейки и выделяющего отдельную супермоду. Это происходит благодаря способности волноводного слоя зеркала переносить часть падающего излучения вдоль его поверхности. Переотражение этого переносимого излучения обратно в полупроводниковую активную среду приводит к созданию оптической связи соседних диодов и, тем самым, к сфазированности их излучения. Свойство волноводного зеркала отражать излучение в узком угле обеспечивает выделение основной коллективной моды сфазированного излучения. Таким образом, благодаря своим специфическим свойствам резонансное волноводное зеркало совмещает в себе обе необходимые функции для осуществления фазировки – формирует оптическую связь диодов линейки и селектирует одну коллективную моду излучения диодов, что избавляет от необходимости использовать для фазировки какиелибо дополнительные элементы.

Оптическая схема эксперимента представлена на рис. 5.1. Непосредственно за коллимирующей излучение линейки цилиндрической линзой (2), установленной перед просветленным выходным торцом линейки лазерных диодов (1), помещается резонансное волноводное зеркало с гофрированным планарным волноводом (3), обладающим резонансным отражением на длине волны генерации диодной линейки при падении света перпендикулярно поверхности волновода. Волновод представляет собой диэлектрическое покрытие в виде чередующихся слоев высокого и низкого показателей преломления, нанесенных на плоскую гофрированную поверхность цилиндрической линзы или отдельной прозрачной подложки. Диэлектрическое покрытие должно быть рассчитано таким образом, чтобы с одной стороны

ширина углового резонанса отражения была много меньше угловой расходимости излучения отдельного диода в плоскости p-n перехода линейки, а с другой стороны, превышала дифракционную расходимость излучения, определяемую полной апертурой линейки диодов.



Рисунок 5.1 – Принципиальная схема фазировки лазерной диодной линейки на основе резонансного волноводного зеркала: 1 - лазерная диодная линейка, 2 – коллимирующая цилиндрическая линза, 3 - гофрированный планарный волновод, 4 - корректирующая дифракционная решетка.

Кроме того, это покрытие должно обладать просветляющим свойством для излучения с углами падения или длиной волны вне пределов резонанса. При необходимости иметь один основной лепесток в диаграмме направленности линейки лазерных диодов за гофрированным волноводом устанавливается корректирующая дифракционная решетка (4), которая приводит меняющие знак амплитуды падающего на нее излучения к амплитудам одного знака на ее выходе.

Принцип работы схемы фазировки показан на рисунке 5.2. Часть излучения отдельного лазерного диода (1) падает по нормали на гофрированный волновод. Параметры волновода и дифракционной решетки (период решетки), образованной гофром, подобираются таким образом, что в результате в волноводе возбуждаются две моды, распространяющиеся в противоположных направлениях. По мере распространения в волноводе эти моды взаимодействуют с его гофрированной поверхностью и переизлучаются в прилегающие к волноводу слои. Расстояние, на которую эти моды распространяются, определяется силой дифракционной решетки (в конечном счете, глубиной ее гофра) и может достигать нескольких миллиметров, что обеспечивает ширину отраженного и прошедшего пучков во много раз превышающую ширину падающего пучка от отдельного диода. Поэтому отраженное излучение каждого из диодов линейки будет попадать на все остальные диоды линейки, обеспечивая тем самым оптическую связь каждого из диодов со всеми остальными.

Отраженный пучок имеет практически плоский волновой фронт (цилиндричность волнового фронта будет менее четверти длины волны по всей апертуре пучка). Доля отраженного излучения и величина уширения отраженного излучения зависят от глубины гофра в волноводе. Подбор параметров решетки обеспечивает нужные значения фазы отраженного пучка. Таким образом, гофрированный волновод выступает в качестве резонансного решетчатого зеркала, обеспечивающего необходимую пространственную когерентность излучения обратной оптической связи диодов по принципу «каждый со всеми», необходимую для синхронной генерации лазерных диодов.



Рисунок 5.2 – Принцип работы схемы фазировки лазерной диодной линейки с использованием резонансного волноводного зеркала. 1 – излучение диода, 2 – коллимирующая цилиндрическая линза, 3 - гофрированный планарный волновод, 4 - корректирующая дифракционная решетка.

Минимальная величина расходимости излучения отдельного диода линейки соответствует расходимости основной моды, равной  $\lambda/d$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения диодов, d – полная апертура диода, и, например, для d = 0,2 мм при  $\lambda$ =945 нм она составляет 0,27°. В случае, когда излучение отдельных диодов не синхронизовано, излучение линейки имеет расходимость не менее расходимости отдельного диода, которая в свою очередь значительно превышает угловую ширину резонанса. Это приводит к низкому эффективному коэффициенту отражения решетчатого зеркала и подавляет индивидуальную генерацию лазерных диодов. В случае, когда излучение линейки диодов синхронизовано, совокупное излучение линейки диодов, падающее на решетчатое зеркало, аналогично плоской волне, прошедшей через амплитудную дифракционную решетку (распределение амплитуды волны показано в верхней

части рисунка 5.2) и содержит, в основном, нулевой (около 50% от полной мощности излучения) и плюс-минус первый порядки дифракции. Угловую расходимость излучения нулевого порядка дифракции можно оценить как  $\lambda$ /D, где D – полная апертура диодной линейки. При D=1см и λ=945 нм эта расходимость составит ≈0,005°, что на порядок меньше характерной угловой ширины резонанса (0,03°). Поэтому нулевой порядок дифракции отразится резонансным зеркалом обратно в резонатор с эффективностью близкой к 100%, в то время как плюс-минус первые порядки дифракции имеют угловой спектр вне пределов резонанса и проходят через решетчатое зеркало без отражения, формируя выходное излучение в виде двух направленности. С помощью основных лепестков В диаграмме корректирующей дифракционной решетки они сводятся в один основной лепесток.

Используемые нами в экспериментах резонансные волноводные зеркала изготовлялись методом последовательного нанесения многослойной планарной структуры на плоскую подложку с гофрированной поверхностью. Параметры этой структуры должны удовлетворять следующим требованиям:

- В отсутствие резонанса гофрированный волновод должен обладать просветляющими свойствами, исключающими паразитную генерацию на френелевском отражении. При этом в отличие от схемы, приведенной на рисунке 5.1, волновод может состоять из нескольких слоев с чередующимися слоями высокого и низкого показателя преломления. Тип гофрирования также может отличаться от приведенного на рисунке 5.1 – могут быть гофрированы несколько или все границы раздела слоев.
- 2) При нормальном падении на волновод излучения резонансной длины волны в нем должны возбуждаться две моды, распространяющиеся в противоположных направлениях. При распространении в волноводе эти моды взаимодействуют с гофрированными границами раздела сред и излучаются в прилегающие к волноводу среды. Характерная длина взаимодействия этих мод с решеткой соответствует минимальному размеру поперечной когерентности пучка света, отраженного резонансным зеркалом.

Расчет параметров решетчатого резонансного зеркала производился с использованием пакета специализированных программ MC Grating Software, предназначенного для численного расчета многослойных дифракционных структур на основе модального метода и метода Шандезона. При этом использовалась следующая структура резонансного волноводного зеркала:

подложка из плавленого кварца со специальной полировкой (показатель преломления 1,4534);

слои волновода: Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (показатель преломления 2,1931) и SiO<sub>2</sub> (показатель преломления 1,4827).

В результате расчетов были получены следующие значения параметров структуры резонансного волноводного зеркала:

- подложка толщиной 3 мм, гофрированная с периодом Л=580 нм, глубина гофра 26 нм;
- слой Та<sub>2</sub>O<sub>5</sub> толщиной 178,2 нм;
- слой SiO<sub>2</sub> толщиной 102,9 нм.

На рисунке 5.3 представлены фотографии и изображение профиля гофра подложки. Волноводные слои наносились на гофрированную поверхность, локально их толщины были постоянны и глубина гофра практически не влияет на положение резонанса, т.е. резонансная длина волны не зависит от глубины гофра.



Рисунок 5.3 – Гофрированная поверхность подложки.

На рисунке 5.4.а приведена расчетная зависимость коэффициента отражения плоской волны (вектор электрического поля волны лежит в плоскости падения – ТМ поляризация) с

λ=945 нм от угла падения для рассчитанного зеркала. На рисунке 5.4.6 приведена расчетная спектральная зависимость коэффициента отражения зеркала.

Для изготовления экспериментального образца лазерного устройства с зеркалом из корругированных волноводных структур (резонансного волноводного зеркала) были использованы одномодовые линейки лазерных диодов с длиной волны 930 – 950 нм (разброс значений был обусловлен технологической погрешностью производителя), которые состоят из набора субмезоструктур шириной 4 мкм и расстоянием между ними 4 мкм. Задняя грань линеек имеет 100% отражающее покрытие, передняя (излучающая) просветлена и имеет 99,5% пропускания. Эксперименты проводились на диодных линейках с общим числом одиночных диодных лазеров – 25, 50, 75, 100; длина резонатора каждого из них – 1 мм.



Рисунок 5.4 – Рассчитанные зависимости коэффициента отражения плоской волны (λ=945 нм) для резонансного волноводного зеркала: а - от угла падения; б - спектральная зависимость.

Линейка для экспериментального образца отбиралась по критерию максимальной однородности распределения излучения по диодам, входящим в ее состав. Рабочая длина волны отобранной линейки оказалась равной 930 – 935 нм (в зависимости от температурного сдвига), вследствие чего потребовалась дополнительная корректировка волноводного зеркала, первоначально рассчитанного и изготовленного на длину волны 945нм. Корректировка состояла в небольшом уменьшении толщины верхнего слоя зеркала посредством ионного травления, в результате чего резонансный максимум был смещен к значению около 930 нм.

Оптическая схема экспериментального лазерного устройства изображена на рисунке 5.5. Расстояние от переднего (излучающего) торца линейки до линзы L<sub>1</sub> является фиксированным и равно 90 мкм. Расстояние от линзы до закрепленного на оптической подвижке зеркала L<sub>2</sub> варьировалось в пределах интервала 200 мкм – 2 см. Использовалась коллимирующая линза толщиной H= 200 мкм и фокусным расстоянием и F=200 мкм.



Рисунок 5.5 – Оптическая схема экспериментального лазерного устройства. 1 – линейка лазерных диодов, 2 – коллимирующая (по быстрой оси) цилиндрическая линза, 3 – зеркало из корругированных волноводных структур (резонансное волноводное зеркало).

Линейка лазерных диодов была припаяна на медный теплоотвод индиевым припоем. Основание крепилось на теплообменник, состоящий из элемента Пельтье с отводом на воздушный радиатор. Этот теплообменник был способен стабилизировать температуру линейки с точностью  $0,1^{\circ}$ С, что соответствует фиксации длины волны излучения лазерных диодов с точностью до 0,03 нм. Фотография смонтированного лазерного излучателя представлена на рисунке 5.6. Для регистрации и анализа пучка излучения лазерного устройства использовался Ophir Beam Star с камерой FX-50. Накачка диодной линейки осуществлялась источником тока Laser Diode Driver SDL-820. Использовались рабочие токи 0,3 - 10 А при напряжении ~1,8 В.

Ранее, коллективом под руководством Державина С.И., при проведении экспериментов с 25 диодной линейкой было показано: возможность использования волноводного решетчатого зеркала для получения сфазированного режима генерации; оптимальность использования схемы с выделением антифазной супермоды генерации (излагается далее); достижение выходной мощности 0,75 Вт и M<sup>2</sup>=1,2 при 3,4 А. При получении данных результатов автор диссертационной работы выполнял функции ассистента. Позднее, автором, проводилось более детальное исследование для подтверждения полученных ранее результатов, исследование возможности расширения метода на большое число диодов и исследование возможности импульсной генерации для схемы выделения одной супермоды.

Эксперименты были направлены на исследование достаточности свойств созданного волноводного зеркала для достижения требуемого совокупного эффекта – формирования единственной коллективной моды. Если режим сфазированного одномодового излучения линейки реализован, то диоды линейки можно рассматривать как совокупность излучающих в одной фазе (берем простейший случай синфазного режима) одинаковых источников в виде параллельных узких полосок, расположенных на одной линии, как это имеет место в дифракционной решетке. Следовательно, сфазированная линейка должна создавать в дальней зоне интерференционное распределение интенсивности с высоким центральным пиком нулевого порядка и симметрично расположенными, убывающими по высоте боковыми пиками высших порядков, характерное для дифракционной решетки. Поэтому получение такого распределения является главным критерием достижения одномодового сфазированного режима. Соответственно, в экспериментах по фазировке с применением резонансного волноводного зеркала прежде всего изучалось распределение интенсивности излучения линейки.



Рисунок 5.6 – Фотография смонтированного экспериментального образца лазерного устройства с зеркалом из корругированных волноводных структур. 1 – линейка лазерных диодов, 2 – зеркало из корругированных волноводных структур, 3 – коллимирующая линза, 4 – подвод электропитания, 5 – теплообменник.

Типичное измеренное для этой серии экспериментов распределение интенсивности по сечению лазерного пучка в дальней зоне представлено на рисунке 5.7. Оно имеет характерный вид, отвечающий указанному выше критерию достижения одномодового сфазированного режима – интерференционный профиль с отчетливыми пиками нулевого и плюс-минус первых порядков, который соответствует синфазной моде. Для представленного распределения угловой диапазон отражения волноводного зеркала был меньше, чем ширина центрального пика генерации. Если использовать зеркало с углом отражения большим чем расходимость

центрального пика, то тот будет полностью подавлен, а в дальней зоне будут наблюдаться только боковые пики.



Рисунок 5.7 – Распределение интенсивности излучения линейки с резонансным волноводным зеркалом.

На рисунке 5.8 представлен профиль пучка линейки вблизи плоскости ее передней (излучающей) грани. Каждый пик в этом профиле соответствует отдельному диоду линейки. Вид профиля подтверждает, что в генерации излучения принимают участие все диоды линейки. В целом вид этого профиля близок к виду излучения синфазной моды в ближней зоне. Искажающие его особенности генерации отдельных диодов (например, высокий пичок от четвертого диода слева) объясняются локальными отклонениями в полупроводникой субмезоструктуре, возникающими в процессе ее выращивания, и сложно поддаются корректировке оптическими методами. Таким образом, с помощью резонансного волноводного зеркала подтверждается, что все 25 диодов линейки сфазированы в одномодовом (синфазном) режиме. Полученная генерация устойчиво воспроизводилась. Вид распределения на рисунке 5.7 не изменялся во всем интервале рабочих значений тока 30 мА – 3 А. Также его параметры оказались практически независимыми от изменения расстояния между линзой и зеркалом.



Рисунок 5.8 – Поперечный профиль пучка излучения линейки вблизи плоскости ее передней грани

В центральном пике распределения на рисунке 5. сосредоточена подавляющая часть энергии совокупного лазерного излучения линейки. Наилучшее достигнутое значение эффективности генерации лазерного излучения в центральном пике составило 20% от полной потребляемой линейкой мощности.

Расходимость излучения в основном пике составляет порядка 1/200°, что близко к дифракционному пределу, определяемому как  $\lambda$ /D, где  $\lambda$  – длина волны, D – полная апертура линейки. Это обстоятельство служит дополнительным подтверждением того, что распределение на рисунке 5.7 соответствует одной (синфазной) коллективной моде. В экспериментах была детально исследована мелкомасштабная структура центрального пика распределения на рисунке 5.7 – она показана на рисунке 5.9.



Рисунок 5.9 – Распределение интенсивности сфазированного излучения в центральном пике (случай линейки одномодовых узкополосных диодов).

Важно отметить, что распределение на рисунке 5.9 является гладким. Для сравнения на рисунке 5.10 показано распределение излучения линейки, состоящей из широкополосных многомодовых диодов ширина полоска 200 мкм), сфазированной с использованием того же резонансного волноводного зеркала, что и для случая распределения на рисунке 5.7.



Рисунок 5.10 – Распределение интенсивности сфазированного излучения в центральном пике (случай линейки широкополосных диодов).

Общей деталью распределений на рисунках 5.9 и 5.10 является наличие провала на оси симметрии профиля распределения. Она объясняется особенностями резонансного зеркала,

отражение от которого нормально падающего излучения является сильно узконаправленным – в пределах угла в 0,25°, вне этого угла излучение не отражается. Это обстоятельство было использовано для дополнительной проверки того, что излучение линейки с резонансным волноводным зеркалом происходит в синфазной моде. Центральный пик был разделен на два независимых пучка (слева и справа от провала), которые затем были сведены с наложением. В результате в области их наложения образовалась интерференционная картина в виде набора полос – как для случая интерференции на двух щелях. Результат наложения двух фрагментов пучка из центрального пика сфазированного излучения линейки показан на рисунке 5.11. Этот результат можно считать еще одним подтверждением того, что излучение линейки с резонансным волноводным зеркалом является сфазированным и одномодовым.

Для дополнительной проверки одномодовости состава сфазированного с помощью резонансного волноводного зеркала излучения линейки были проведены измерения параметра качества пучка М<sup>2</sup> в интерференционных порядках. Этот безразмерный параметр характеризует степень отклонения реального пучка лазерного излучения от гауссовой формы.



Рисунок 5.11 – Результат наложения двух фрагментов пучка из центрального пика сфазированного излучения линейки.

Использовался стандартный метод определения параметра M<sup>2</sup> на основе построения координатной зависимости для 4о-ширины. Метод состоит в измерении значений 4о-ширины пучка в окрестности перетяжки в нескольких точках вдоль оси пучка, количество точек определяется требуемой точностью измерений. На основе полученной зависимости ширины  $M^2$ значение рассчитывается с оси помощью пучка ОТ координаты вдоль его аппроксимационных численных методов. Измеренная зависимость ширины пучка от координаты вдоль его оси показаны на рисунке 5.12.

Рассчитанные по зависимости на рисунке 5.12 значения M<sup>2</sup> составили 1,16 – в горизонтальном направлении сечения пучка (ось X на рисунке 5.12) и 1,19 – в вертикальном

(ось Y). Они очень близки к теоретическому пределу, который составляет 1,12, что подтверждает одномодовость анализируемого излучения.



Рисунок 5.12 – Измеренная зависимость ширины пучка от координаты вдоль его оси.

В корригированных волноводных структурах доля отраженного излучения и величина уширения пучка отраженного излучения сильно зависят от глубины гофра в волноводном слое. Для проведения экспериментов было изготовлено несколько экземпляров зеркала с корригированным волноводным слоем, имевших различные значения глубины гофра и, соответственно, различные значения отражения и уширения возвращаемого в линейку пучка излучения. Величина уширения отраженного пучка определяет, сколько диодов линейки будут связаны оптической связью с каждым отдельным диодом через его отраженное излучение, доля отраженного излучения определяет силу этой связи. Экземпляр с наибольшей глубиной гофра имел уширение отраженного излучения около 200 мкм, с наименьшей глубиной гофра – до 3 мм. На рисунке 5.13 показаны расчетные распределения интенсивности падающего, отраженного и прошедшего потоков излучения для зеркал с корригированным волноводом.

Последовательное повторение экспериментов с различными экземплярами зеркала, отличающимися значением глубины гофра, показало, что зеркало с наибольшей глубиной гофра давало распределение (подобное изображенному на рисунке 5.7) с наиболее высоким и узким центральным пиком. Это означает, что значение доли отраженного излучения, определяющее силу оптической связи, является более важным фактором для формирования одномодового сфазированного режима, чем количество диодов, оптически связанных с каждым отдельным диодом в линейке.

Для понимания процесса появления сфазированного режима производилось математическое моделирование с использованием специализированного пакета компьютерных программ, предназначенного для расчета многослойных дифракционных структур. При этом использовались следующие приближения.



Рисунок 5.13 – Расчет распределений интенсивности падающего (I, черный), отраженного (R, красный) и прошедшего (T, синий) потоков излучения для зеркал с корругированным волноводом: а – с наибольшей глубиной гофра, б – с наименьшей.

Отдельные диоды линейки представляют собой выделенные области единого волноводного слоя, параллельного плоскости p-n-перехода, которые обладают повышенным показателем преломления, тем самым образуя канальные одномодовые (филаментация заведомо подавлена размерным фактором) волноводы. Поэтому линейку можно рассматривать как единый комбинированный волновод, обладающий коллективными модами (супермодами), число которых равно числу диодов.

При моделировании распределения поля супермод в плоскости активной среды исследуемой линейки описывалась совокупность та как планарных волноводов, представляющая собой линейную слоистую структуру из 25 полосок с толщиной по 4 мкм, расположенных на таком же расстоянии друг от друга, которые помещены в среду с показателем преломления, равным единице. В диапазоне значений показателя преломления от 1,0021 до 1,0067 волновод, соответствующий отдельному диоду, является одномодовым, соответственно, число супермод комбинированного волновода совпадает, как это и требуется, с числом диодов. При этом минимальное значение показателя преломления соответствует максимальному перекрытию полей отдельных волноводов, максимальное – наоборот.

Резонансное волноводное зеркало имеет многослойную структуру, которая, с одной стороны, обеспечивает волноводные свойства на заданной длине волны, а с другой – обладает антиотражающим свойством при отсутствии резонансного отражения. Период и глубина гофра в корругированном волноводном слое зеркала рассчитывались таким образом, чтобы обеспечить резонансное отражение на рабочей длине волны 930 нм и угловую ширину резонанса, соответствующую угловой расходимости единичного дифракционного максимума супермоды линейки лазерных диодов.

На рисунке 5.14 приведены результаты расчета нормированного пространственного распределения поля нескольких супермод в исследуемой линейке лазерных диодов, рассматриваемой как единый комбинированный волновод.



Рисунок 5.14 – Амплитуда поля супермод линейки одномодовых лазерных диодов. Черная линия – супермода порядка 0, красная – 2, синяя – 5.

На основе этих зависимостей были рассчитаны угловые распределения мощности излучения тех же супермод в дальней зоне, которые приведены на рисунке 5.15. Из полученных зависимостей на рисунке 5.15 следует, что только супермода нулевого порядка (а это синфазная супермода) обладает единичным центральным дифракционным максимумом нулевого порядка, сопровождаемым очень слабыми максимумами более высоких порядков.



Рисунок 5.15 – Угловое распределение мощности супермод линейки одномодовых лазерных диодов в дальней зоне. Черная линия – супермода порядка 0, красная – 2, синяя – 5.

На рисунке 5.16 представлены результаты численного моделирования отражения и прохождения плоской волны от резонансного волноводного зеркала в зависимости от угла падения волны. Вследствие малости интервала углов, при которых возможно отражение, в него попадает только мода нулевого порядка. Именно этим определяется селективное действие резонансного волноводного зеркала, которое характеризуется функцией пропускания (синяя линия на рисунке 5.16). При этом резонансное зеркало отражает около 70% падающего на него излучения.



Рисунок 5.16 – Зависимость мощности отраженной (красная кривая) и прошедшей (синяя кривая) составляющих плоской волны в зависимости от угла ее падения на резонансное волноводное зеркало.

На рисунке 5.17 приведено угловое распределение мощности в центральном дифракционном максимуме нулевого порядка синфазной моды (черная кривая).



Рисунок 5.17 – Нормированное угловое распределение мощности излучения в центральном дифракционном максимуме нулевой супермоды без резонансного зеркала (черная кривая) и после прохождения через него (красная кривая).

Сравнение результатов математического моделирования и экспериментальных исследований показало их хорошее совпадение. Поскольку этот провал в профиле распределения является внутренне присущим данному способу фазировки, он не может быть устранен без изменения самого способа фазировки. Поэтому следующей задачей исследований стал поиск возможности усовершенствования способа фазировки диодной линейки с помощью резонансного волноводного зеркала с целью увеличения мощности выходного сфазированного излучения.

Для данной проблемы было предложено решение основанное на особенности пространственного распределения излучения супермод – разные супермоды имеют различные угловые диаграммы направленности. Поэтому, если зеркало ставить под различными углами относительно плоскости выходного торца линейки, то нормальными к нему будут становиться направления излучения различных супермод. Кроме того, угловые распределения излучения различных супермод отличаются по типу симметрии – с центральным максимумом на осевой линии или с его отсутствием (упрощенно говоря, с нечетным или четным числом максимумов). В дальней зоне эти распределения выглядят соответственно как один или два высоких центральных пика с симметрично расположенными слева и справа низкими пичками. На рисунке 5.18 показаны типы распределения интенсивности излучения супермод в дальней зоне.



Рисунок 5.18 – Типы распределения интенсивности излучения супермод в дальней зоне.

Для целей высоких яркостей интерес представляет второй тип распределения (справа на рисунке 5.18). При наклонном положении зеркала для такой супермоды должен существовать такой угол, про котором нормаль к плоскости зеркала будет совпадать с осью одного из двух главных пиков. Соответственно, излучение в нем будет отражаться, и в пике будет образован такой же провал, как это было в рассмотренном случае центрального пика синфазной моды. Энергия отраженного излучения этого пика будет «перекачиваться» во второй главный пик, направление оси которого отличается от нормального, из-за чего для него зеркало является прозрачным. Поэтому на выходе за зеркалом мы будем наблюдать один узконаправленный пучок излучения этой супермоды.

Таким образом, способ фазирования излучения диодной линейки с помощью

резонансного волноводного зеркала может быть усовершенствован без внесения существенных изменений в схему его реализации – лишь за счет поворота зеркала под определенным углом.

Рассмотрим описанный усовершенствованный способ фазировки на примере антифазной супермоды (в этой супермоде фазы излучения соседних диодов противоположны). В дальней зоне она имеет два основных дифракционных пика, разделенных углом  $\lambda/d$  (рисунок 5.18) справа). Ей соответствует конфигурация поля, в которой амплитуды полей излучения сфазированных соседних диодов имеют противоположные знаки, т.е. находятся в противофазе. В этом случае излучение диодной линейки, падающее на резонансное зеркало является излучением +1 или -1 порядка дифракции плоской волны, прошедшей через соответствующую фазовую дифракционную решетку (распределение амплитуды волны показано в верхней части рисунке 5.19). Резонансное зеркало, установленное под углом  $\lambda/2d$  к выходному торцу линейки, будет обеспечивать резонансное отражение только одного (+1 или -1) порядка дифракции. При этом второй (-1 или +1) порядок дифракции, для которого резонансное зеркало прозрачно, будет формировать выходной пучок линейки лазерных диодов. Этот пучок будет иметь дифракционную расходимость излучения, определяемую полной апертурой линейки лазерных диодов  $\lambda/D$ , где  $\lambda$  – длина волны, D – полная апертура линейки, и может рассматриваться как фундаментальная мода выходного излучения. При D = 0,2 мм,  $\lambda$ =930 нм эта расходимость составляет 0,027 угловых градуса, что сопоставимо с угловой шириной резонанса для используемого нами зеркала. Эта расходимость в D/d раз меньше расходимости излучения отдельного диода, которая есть величина порядка  $\lambda/d$ , где d – апертура диода.



Рисунок 5.19 – Схема сфазированного режима для антифазной моды.

Важно отметить, что нулевые значения в распределении поля антифазной супермоды приходятся на промежутки между диодами, поэтому для этой супермоды потери энергии минимальны, и она имеет самый низкий порог генерации по сравнению с остальными.

Чтобы проверить справедливость описанных выше теоретических построений о механизме трансформации распределения излучения супермод было выполнено численное моделирование распределения излучения антифазной супермоды диодной линейки во внешнем резонаторе, образованном наклонным резонансным волновым зеркалом. Угол наклона составлял  $\lambda/2d$ . Результат представлен на рисунке 5.20.



Рисунок 5.20 – Результат численного моделирования распределения выходного излучения антифазной супермоды сфазированной диодной линейки, сформированного наклонным резонансным зеркалом, в дальней зоне. Пунктирная линия – дифракционная огибающая отдельного диода.

Смоделированное распределение, как и ожидалось, имеет два симметрично расположенных главных пика разной высоты, причем низкий, подавленный отражением пик имеет провал в своей центральной части. В высоком пике провал отсутствует. Это однозначно указывает на проявление селективного узконаправленного отражения. Долю мощности в подавленном дифракционном пике можно оценить как 0,25-0,3 от полной мощности излучения линейки лазерных диодов.

Дальнейшая работа состояла в экспериментальном исследовании усовершенствованной схемы фазировки линейки лазерных диодов с помощью резонансного волноводного зеркала и измерении параметров выходного излучения.

На рисунке 5.21 приведены измеренные ватт-амперные характеристики сфазированной и

обычной линеек (линейки с 10% отражения от передней грани). Зависимость для сфазированной линейки близко прилегает к зависимости для обычной. Поскольку подавляющая доля мощности излучения сфазированной линейки приходится на главный пик, это означает, что используемый способ фазировки обеспечивает перевод практически всей мощности линейки в одномодовое излучение. Как и в ранее полученных результатах, максимальная выходная интенсивность для линейки из 25 диодов составила ~750 мВт при токе 3,4 А, пороговый ток генерации был равен 0,45 А. Это подтверждает полученные ранее результаты. Трехмерная диаграмма распределения интенсивности приведена на рисунке 12. Как видно, главный пик имеет малые пики-спутники по медленной (вдоль линейки) и быстрой (по нормали к линейке) осям. Спутники вдоль быстрой оси вызваны с абберациями коллимирующей линзы, вдоль медленной – являются естественным следствием дифракции когерентно излучающих диодов. Значение параметра M<sup>2</sup> для главного пика близко к теоретическому пределу, равному приблизительно 1,2. Для линейки из 100 диодов при токе накачки 5,0 А было получена 1,41 Вт в непрерывном режиме работы с сохранением структуры супермоды. Однако дальнейшее увеличение тока приводило к рассогласованию резонасной частоты волноводного зеркала и спектра суперлюминесценции линейки.



Рисунок 5.21 – Зависимость мощности выходного излучения в главном пике сфазированной линейки (черная линия) и полной мощности обычной линейки (красная линия) от тока накачки. 25 диодов (а), 100 диодов (б).

Угловые распределения излучения сфазированной и обычной 25 диодной линеек, измеренные при токе 1 А, представлены на рисунке 5.22. Поскольку эти распределения сильно отличаются по абсолютным значениям, чтобы было удобно отобразить их вместе на одном графике, они нормализованы по своим максимальным значениям.

В случае обычной линейки излучение распределено в пределах большого угла в 30°, в то время как основная доля сфазированного излучения сосредоточена в узком пике. Именно в

получении пучка излучения с низкой расходимостью и высокой мощностью и состоит особое значение фазировки линейки.



Рисунок 5.22 – Угловое распределение интенсивности выходного излучения для сфазированной (черная линия) и обычной (красная линия) линеек в дальней зоне.

Главный пик распределения сфазированного излучения на рисунке 5.22 является -0,5 порядком дифракции, подавленный пик справа соответствует +0,5 порядку дифракции. Мощность в пиках уже следующих порядков дифракции ±1,5 невелика и спадает с увеличением тока. Сравнивая рисунки 5.20 и 5.22, можно отметить хорошее совпадение результата численного моделирования с экспериментальными результатами.

Трехмерная диаграмма распределения интенсивности приведена на рисунке 5.23. Как видно, главный пик имеет малые пики-спутники по медленной (вдоль линейки) и быстрой (по нормали к линейке) осям. Спутники вдоль быстрой оси вызваны абберациями коллимирующей линзы, вдоль медленной – являются естественным следствием дифракции когерентно излучающих диодов. Значение параметра M<sup>2</sup> для главного пика близко к теоретическому пределу, равному приблизительно 1,2.



Рисунок 5.23 – Наблюдаемое и оцифрованное распределения интенсивности в главном пике.

На рисунке 5.24 приведены результаты экспериментальных измерений спектров излучения сфазированной и обычной линеек. Спектр излучения сфазированной линейки является монохромным и имеет дифракционное качество, тем самым еще раз подтверждая, что исследуемый способ фазировки обеспечивает одномодовое выходное излучение. Также в экспериментах наблюдалось, что выходной спектр обычной линейки сильно зависит от значения тока накачки, в то время как спектр сфазированной остается стабильным во всем диапазоне изменений рабочего тока.



Рисунок 5.24 – Экспериментальные спектры выходного излучения сфазированной (черная линия) и обычной линеек (красная линия).

В экспериментах по фазировке диодной линейки с использованием резонансного волноводного зеркала, описанных выше, исследовались режимы непрерывного излучения и единичных длинных импульсов. Для использования в качестве излучателя, например, в системах оптической связи сфазированная линейка должна быть способной работать в модулированном импульсно-периодическом режиме с большой частотой следования коротких импульсов. С целью проверки возможности работы излучателя на базе фазированной линейки лазерных диодов для передачи сигналов нами были проведены соответствующие модельные эксперименты, результаты которых представлены ниже.

Главным лимитирующим скорость передачи фактором служит значение минимально достижимой длительности отдельного импульса. Поэтому основной задачей исследования было получение сверхкоротких импульсов при условии сохранения режима фазировки и определение характерных значений их длительности. Особый интерес представлял вопрос о возможности генерации сфазированной линейкой наносекундных импульсов. Также в этих экспериментах изучались особенности формирования и устойчивость сфазированного режима, получаемого с помощью резонансного волноводного зеркала, при быстрых изменениях поля.

В экспериментах преимущественно исследовалась антифазная супермода излучения. Для получения как одиночных импульсов, так и импульсно-периодического режима был применен метод модуляции тока накачки большим сигналом. Ток накачки складывался из непрерывной и импульсной составляющих. Базовая непрерывная составляющая имела постоянное значение силы тока, которое было несколько ниже порога генерации линейки, и обеспечивала непрерывное пополнение носителей. Это давало дополнительное сокращение длительности выходного импульса и увеличение частоты их следования за счет предварительной инжекции носителей в активную область линейки и исключало их недостаток. Собственно импульсы излучения и их параметры формировались импульсной составляющей. Амплитуда силы тока импульсной составляющей накачки существенно превышала пороговое значении генерации.

Нами была получена стабильная генерация наносекундных импульсов излучения, лучшее достигнутое значение длительности импульса составило около 3 нс. На рисунках 5.25 и 5.26 изображены осциллограммы для режима одиночных импульсов и импульснопериодического режима, соответственно. На нижних половинах рисунков изображена временная зависимость тока накачки, на верхних – генерации излучения линейки. Значения по осям ординат даны в относительных единицах.



Рисунок 5.25 – Одиночный импульс тока накачки в 8 нс (нижний график) и соответствующий ему импульс излучения длительностью ~3 нс (верхний график).

Исследованный диапазон параметров тока накачки был ограничен возможностями имевшихся в нашем распоряжении источников тока. Время между двумя последовательными импульсами в импульсно-периодическом режиме может быть сокращено до значения длительности отдельного импульса, что даст для наносекундных импульсов частоту повторения порядка гигагерца. Исходя из механизма фазировки, можно сделать оценку возможного нижнего предела длительности импульсов сфазированного излучения. Для формирования оптической связи диодов линейки во внешнем резонаторе и установления режима их сфазированной генерации необходимо, чтобы излучение диодов совершило несколько проходов в резонаторе. Поскольку характерная длина резонатора в нашей схеме составляет несколько миллиметров, соответствующее характерное время установления сфазированного режима не превышает 0,01 – 0,1 нс. Следовательно, теоретически, полученные нами результаты могут быть улучшены не менее чем в 10 раз.



Рисунок 5.26 – Импульсно-периодический режим генерации сфазированной линейки с длительностью импульсов излучения 3–8 нс и частотой повторения импульсов 20 МГц.

Таким образом, было экспериментально подтверждено, что сфазированная с помощью резонансного волноводного зеркала линейка лазерных диодов способна устойчиво генерировать световые импульсы длительностью с фронтом ~ 1 нс Соответственно, в импульсно-периодическом режиме может быть достигнута частота следования импульсов в сотни МГц. Излучение в таком режиме может использоваться в качестве опорного сигнала для передачи информации со скоростью порядка гигабит в секунду. Также было доказано, что высокочастотная модуляция тока накачки не влияет (в указанных пределах) на стабильность сфазированного режима.

## Выводы к главе 5

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

 Экспериментально показана осуществимость фазирования линейки лазерных диодов во внешнем резонаторе, образованном резонансным волноводным зеркалом для получения одной супермоды с высокой яркостью и близким к дифракционному пределу качеством пучка.

- Наибольшая эффективность схемы фазирования линейки лазерных диодов достигается в конфигурации с выделением антифазной моды.
- Сфазированная с помощью резонансного волноводного зеркала линейка лазерных диодов способна устойчиво генерировать наносекундные импульсы с частотой следования импульсов до нескольких гигагерц. При этом высокочастотная модуляция тока накачки не влияет на стабильность сфазированного режима.

Представленная в данной главе методика повышения яркости источников наилучшим образом подходит для создания компактного излучателя с высокой выводной мощностью и близким к дифракционному пределу качеству пучка. Так, данный подход может быть использован для создания быстродействующего, мощного источника для атмосферной оптической связи.

## ГЛАВА 6. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ УСТРОЙСТВ

В шестой главе рассмотрены два примера устройств, основанных на методе связывания каналов генерации, описанному во второй и третьей главах. Первое из них рассматривалось только с теоретической точки зрения и предназначено для генерации пакетов импульсов с их последующим объединением в пространстве методом спектрального сложения. Во втором примере описывается реализованное на практике устройство, с объединением нескольких импульсов в один, выполненное при разработке системы лазерного поджига компонентов топлива в ракетных двигателях. Также в главе приводятся результаты исследований, полученных в процессе его разработки.

Таким образом, в этой главе явным образом показывается практическая значимость данного исследования. Возможность создания устройств на основе связывания каналов генерации, как говорилось во введении, имеет большой практический интерес с точки зрения задач лазерной микрообработки, лазерной локации, LIBS, а также, для создания твердотельных лазеров с высокой кратковременной средней мощностью (генерация пачек импульсов излучения) или лазеров с контролируемой временной огибающей импульса, для случая, если единичные импульсы в серии перекрываются по времени.

Задачей первого устройства является упрощение способа получения импульсов генерации с фиксированной временной задержкой между ними и объединение излучения нескольких пространственно разнесенных каналов генерации.

Сущность устройства заключается в том, что в лазерном резонаторе, состоящем из заднего зеркала, активного твердотельного элемента, пассивного затвора для генерации гигантских импульсов, спектрального элемента, аналогичного компенсатору дисперсии групповых скоростей, и, диафрагмированного мягким пространственным селектором, выполненным из насыщающегося поглотителя, выходного зеркала, образуется, с помощью модуляции распределения усиления в активном элементе, несколько близко расположенных каналов генерации, каждый из которых в процессе установления распределения излучения при дифракционном распространении в условиях неоднородного усиления ускоряет генерацию в соседнем канале и задает фиксированную временную задержку между ними. Также каждый канал, пространственно разнесенный в объеме активного элемента, излучая в различном спектральном диапазоне, при прохождении спектрального элемента, аналогичного компенсатору дисперсии групповых скоростей, падает на диафрагмированное выходное зеркало и, объединяясь с прочими каналами, образует единый по пространству и расходимости выходной пучок, с временным распределением интенсивности всех каналов генерации.
Такое устройство позволяет получать несколько последовательных импульсов генерации с регулируемой временной задержкой. Это осуществляется синхронизацией близкорасположенных каналов генерации, за счет частичного перекрытия мод генерации лазерных каналов при их дифракционном распространении в условиях неоднородного усиления в процессе предгенерации лазера с пассивной модуляцией добротности и использованием спектрального элемента аналогичного компенсатору дисперсии групповых скоростей для объединения излучения нескольких пространственно разнесенных каналов генерации.

Принципиальная схема устройства показана на рисунке 6.1(а).

Схема включает заднее 1 и переднее (выходное) 6 зеркала лазерного резонатора, лазерный активный элемент 2, два пассивных затвора 3 и 5, выполненных из насыщающегося поглотителя, и спектрального элемента аналогичного компенсатору дисперсии групповых скоростей 4.



Рисунок 6.1 – Принципиальная схема устройства с управляемым временным профилем и пространственным объединением излучения (а). Динамика 4 каналов (б).

Для подтверждения работоспособности устройства рассматривалась экспериментальнорасчетная схема с конкретизацией описанных выше элементов. Далее излагаются рассматриваемые компоненты и результаты расчетов (рисунок 6.1(б)).

Заднее зеркало 1 являлось дихроичным и имело коэффициент отражения для длин волн генерации, близкий к единице, а на длине волны накачки – близкий к нулю. Оно напылялось на один из торцов активного элемента. В роли активного элемента 2 рассматривался кристалл Cr:LiCaF диаметром 6,2 мм и длиной 20 мм с дихроичным покрытием на второй грани с отражением ~100% для излучения накачки и просветлением для длины волны генерации. В нем при торцевой накачке образовывалось несколько каналов, в которых происходила генерация. Для этого использовалось отображение выходных торцов диодных модулей с волоконным выходом с помощью объектива в объем активного элемента. Размер каналов накачки в

активном элементе должен быть незначительно меньше перетяжки основной гауссовой моды  $(w_g)$ , характерной для такого резонатора на центральной длине волны генерации. Расстояние между центрами каналов накачки подбирается для конкретной необходимой задержки, но находится в диапазоне  $[2w_g < d < 3w_g]$ . В модели рассматривалась  $w_g = 730$  мкм. Интенсивности накачки также подбирались для обеспечения необходимой временной задержки, так, чтобы получить близкие коэффициенты усиления в среде на момент совместной генерации для различных каналов с точностью до нескольких процентов с учетом неоднородной линии усиления в активном элементе для разных длин волн.

В качестве насыщающихся поглотителей 3 и 5 использовались кристаллы Cr:YAG с различными толщинами,  $\emptyset 8 \times 2$  мм и  $\emptyset 8 \times 0,5$  мм. При этом элементы 3 и 5 имели начальное пропускание 80% и 95%, соответственно. Все элементы устанавливаются соосно как показано на рисунке 6.1(а).

Спектральный элемент для спектрального сложения лазерных каналов 4 реализовывался с помощью двух одинаковых дифракционных решеток. Постоянная решетки 1200 штр./мм. Угол блеска 36,5 градусов. Решетки (4а и 4b) располагались симметрично друг другу на расстоянии 185 мм и под углом к оси прочих элементов в 21,4 градуса. Углы подбирались в зависимости от параметров дифракционных решеток и необходимых длин волн. Для Cr:LiCaF центральная длина волны находилась вблизи 780 нм, а расстояние между решетками устанавливалось таким, чтобы обеспечить совпадение пучков генерации различных каналов на решетке 4b. Так, в различных каналах устанавливались различные длины волн  $\lambda_1$ ;  $\lambda_2$ .....  $\lambda_n$ .

Выходное зеркало, для модели на активном элементе Cr:LiCaF, должно быть сферическим для компенсации отрицательной тепловой линзы. Радиус кривизны ~1000 мм, коэффициент отражения 75%.

Для получения необходимого эффекта образования каналов генерации и их синхронизации принципиально использование насыщающегося поглотителя, так как этот эффект основан на синхронизации излучения соседних каналов в режиме предгенерации. Также недопустимо использование жесткой диафрагмы (отверстий в качестве диафрагм). Ее использование препятствует деформации излучения генерации при наличии близкорасположенных каналов усиления. Использование насыщающегося поглотителя в качестве пространственного фильтра позволяет, после его просветления, внести в резонатор для более высоких мод более высокие потери. Это объясняется большими поперечными размерами мод более высоких порядков и, связанным с этим, большим объемом насыщающегося поглотителя. Соотношение между начальными пропусканиями затворов необходимо привязывать к числу каналов генерации так, чтобы насыщающейся поглотитель 5 имел поглощение меньшее, чем суммарное поглощения для во всех каналах генерации на элементе 3.

Способ работы рассматриваемого устройства описан далее. При торцевой накачке через дихроичное зеркало в объеме активного элемента образуется несколько каналов усиления пространственно разнесенных между собой. Первоначально, так как поглощение в кристаллах Сг: ҮАС не насыщено, то его влияние на моды генерации эквивалентно равномерным потерям в резонаторе. Это приводит к тому, что во всех каналах начинается развитие генерации на различных длинах волн. При этом, каждый канал генерации, при своем дифракционном распространении в условиях неоднородного усиления, стремится навязать соседнему каналу связанную генерацию по аналогии с результатами экспериментов в главе 2. С помощью регулирования мощности накачки в каналах можно добиться того, что в крайнем канале, имеющем лишь один соседний с ним канал, генерация развивается быстрее, чем в остальных (ведущий канал). Следующий по скорости развития генерации должен быть соседний (ведомый) с ним, и так далее. Ведущий канал, взаимодействуя с соседним, с некоторой вероятностью, зависящей от расстояния между каналами и величины усиления в каналах, приводит к ускоренному просветлению соответствующей области затвора 3 (ускорению генерации соседнего канала). Таким образом, можно получить фиксированную временную задержку между импульсами из соседних каналов, определяемую вероятностью когерентного сложения каналов. Аналогичная ситуация происходит и между прочими каналами. В дальнейшем, происходит частичное просветление насыщающегося поглотителя 5, причем, он просветляется не однородно, а преимущественно в области с наибольшей интенсивностью излучения предгенерации. Это приводит резкому изменению потерь для мод различных поперечных размеров и, тем самым, ускоряется развитие генерации нулевых мод Эрмита-Гаусса с различными длинами волн для различных каналов. Таким образом, всем каналам навязывается генерация нулевых мод с таким спектром, что объединенное излучение всех каналов имеет минимальные поперечные размеры. Это соответствует спектральному сложению с внутрирезонаторным подбором длин волн генерации.

Работоспособность системы оценивалась с помощью модели аналогичной, той, что описана в главе 3. Так, принципиальная оценка работоспособности системы производилось, с помощью упрощенной 2-мерной модели, в которой каналы были бесконечными по одной и поперечных координат (рисунок 6.1 (б)). Было выяснено, что варьируя расстояние между каналами и уровень накачки в них можно в широком диапазоне изменять значения времен задержки между импульсами их генерации, при этом распределения излучения на выходе из системы изменяется слабо. Такой подход при использовании большого количества каналов позволяет создавать источник излучения с контролируемым временным профилем и качеством пучка близким к дифракционному. Количество объединенных таким методом каналов генерации ограничивается только спектральной шириной усиления активной среды и спектром

111

поглощения пассивных затворов. Для одного из конечных вариантов системы была реализована трехмерная расчетная модель для четырех каналов генерации, аналогично модели описанной в главе 3. В результате разница длин волн между каналами генерации составила ~3,4 нм, а временная задержка между импульсами генерации регулировалась в диапазоне от 26 до 173 нс. Длительность импульса генерации по полувысоте составляла ~41 нс, а суммарная выходная энергия составляла ~2,83 мДж.

Далее излагается второй пример реализации устройства, в котором семь каналов генерации объединяются и излучают в малом временном интервале. Работы выполнялись в рамках проекта по разработке системы поджига ракетных двигателей. Цель, в этом случае, состояла в разработке и создании малогабаритного лазера со следующими параметрами: энергия в импульсе 15 мДж, длительность импульса ≤ 5 нс. Также лазер должен был работать с частотой 30 Гц не менее 6 с.

На практике была реализована система накачки с увеличивающим объективом. Положения линз были выбраны, как d = 12,5 мм для f = 20 мм и d = 24,5 мм для f = 30 мм, расстояния указаны от торца волокна. Каждый канал волокна имел некоторые отличия от других, что означает несколько различные распределения интенсивностей излучения, выходящего из его торца. Кроме того, система ввода в волокно, используемая в работе, не полностью задействует сечение волокна (связано с качеством полупроводниковой линейки). На рисунке 6.2 представлено распределение интенсивности для действующей системы накачки. Изображение взято в точке близкой к перетяжке объектива. Система диодной накачки работала при малом превышении порога тока  $I < 2I_{nop}$ . Некоторые искажения в распределении, заметные на рисунке, вызваны задействованными светофильтрами.



Рисунок 6.2 – Распределение интенсивности в фокусе объектива системы накачки.

Основную роль в формировании такого профиля имеет именно особенность системы ввода в волокно излучения диодных лазеров. Также, на распределение излучения весьма заметно влияет кривизна на изгибах и различная длина волокон, что объясняется разным рассеиванием и периодичностью распределения внутри волокна.

Важной характеристикой системы накачки для данной работы является изменение распределения интенсивности излучения при различных расстояниях от перетяжки. Срезы профилей распределения интенсивности представлены на рисунке 6.3.



Рисунок 6.3 – Срезы профилей нормированной интенсивности для реализованной системы накачки.

Для получения более детального представления о распределении излучения на различных плоскостях следует привести контурный график распределения излучения (рисунок 6.4).



Рисунок 6.4 – Контурный график распределения интенсивности для схемы накачки.

Плоскость четкого изображения располагалась на расстоянии 71 мм. Профили распределения для значений сильно превышающих это расстояние не представляют особого интереса для получения генерации. Это связано с рассеиванием излучения и выходом части его за пределы интересующей нас области.

Для оценки эффективности режима работы проводился ряд испытаний с одним задействованным каналом генерации. Накачивание активной среды осуществлялось одним диодным модулем мощностью 100 Вт. Положение объектива и распределение инверсия в кристалле оставались фиксированными. В процессе работы изменялись значение коэффициента отражения внешнего зеркала и начальное пропускание пассивного затвора. Генерация одиночного импульса обеспечивалось изменением длительности накачки (верхнее значение 450 мкс). Полученные значения энергий генерации для различных параметров системы представлены в таблице 1.

Значения энергий, получаемые при начальном пропускании пассивного затвора  $T_0 = 30\%$ , не имеют достаточной достоверности. Для таких параметров системы (R = 50%,  $T_0 = 30\%$ ) в процессе генерации возникали заметные повреждения кристалла насыщающегося поглотителя. Снятые значения приписываются различным его состояниям. Стоит заметить, что повреждения происходили не на покрытии, а в объеме кристалла Cr:YAG.

$R \setminus T_0$	$T_0 = 30\%$	$T_0 = 40\%$	$T_0 = 65\%$
R=75%	Не проводилось	2,53 мДж	1,1 мДж
R=50%	3,14 мДж 2,84 мДж	2,94 мДж	1,0 мДж
R=15%	Нет ген	Нет ген	0,2 мДж

Таблица 1 – Энергия генерации системы для 100 Вт накачки

При рассмотрении различных режимов генерации, были выбраны следующие параметры элементов системы: начальное пропускание насыщающегося поглотителя  $T_0 = 40\%$  и коэффициент отражения выходного зеркала порядка R = 50%.

Условие на выходные параметры системы: энергия 15 мДж при длительности импульса менее 5 нс. Эксперименты с одним задействованным каналом показывали, что требуемые на генерацию параметры достижимы. Использование объектива для преобразования излучения накачки позволяет сильно варьировать распределение инверсии в активном элементе.

На рисунке 6.5 приведены экспериментальные срезы профилей поглощения излучения накачки внутри активного элемента в зависимости от расстояния между торцом кристалла и торцом волоконного жгута. Данные были получены суммированием, с различными

коэффициентами, срезов распределения интенсивности излучения накачки. Коэффициенты подбирались согласно поглощению в Nd:YAG и положению кристалла.



Рисунок 6.5 – Суммарное поглощения излучения накачки в активном элементе для различных положений кристалла.

Шаг между полученными значениями 1 мм. Как видно из графика, постепенная отстройка от области перетяжки к значениям 60..70 мм уменьшает задействованную область кристалла (размер канала накачки) и увеличивает долю излучения в областях между каналами.

Ближе всего к опыту с одним задействованным каналом можно считать конфигурацию системы с 7 раздельными каналами генерации (рисунок 6.6). В этом случае можно надеяться на линейное сложение излучения каналов. Расстояние от торца кристалла до торца волокна для этого случая равнялось 68 мм. Для обеспечения безопасности оптических компонент в процессе получения данных ток, подаваемый на систему накачки, был близок к пороговому значению. Это привело к неточностям измерений для некоторых каналов. К примеру, было замечено, что с увеличением тока накачки распределение излучения в нижнем канале преобразуется в близкое к излучению из центрального канала.

Пороговые значения тока накачки для различных каналов имели разброс не более 17% для режима свободной генерации (без насыщающегося поглотителя), и не более 15% при использовании насыщающегося поглотителя с начальным пропусканием  $T_0=65\%$ . Коэффициент отражения выходного зеркала R = 75%.

Различие в значениях пороговых токов не сохранялось при относительном вращении системы накачки и кристалла активного элемента. Предположительно, это объясняется качеством кристалла Nd:YAG.



Рисунок 6.6 – Распределение поглощенной энергии накачки при раздельных каналах.

Энергия генерации от всего массива каналов с параметрами системы R = 75%  $T_0 = 65\%$  в среднем за пять измерений равнялась J = 8,03 мДж. Это значение оказалось достаточно велико для ожидания необходимой энергии при переходе к более плотным затворам (8.03 мДж $\approx$ 7Х1.1 мДж). Такой конфигурации системы каждый канал выдавал импульс генерации независимо от остальных. Таким образом, вместо одного импульса с заданной длительностью имелось несколько импульсов, разнесенных по времени на интервалы, достигающие сотен мкс.

В результате исследования возможных режимов генерации, было выяснено, что получаемые независимые импульсы можно свести в один импульс длительностью несколько наносекунд, при небольшом варьировании распределения энергии накачки (по аналогии с главой 2). Таким образом, для распределения поглощения указанного на рисунке 6.7 (расстояние между торцом волокна и торцом кристалла 66 мм) режим генерации системы преобразуется в одиночный импульс длительностью в несколько не.

Среднее значение энергии генерации за 5 импульсов равнялось J = 5,78 мДж, что ниже, чем в случае с четким разделением каналов. Во временном отношении имелся лишь один импульс с длительностью по полувысоте равной  $t_{1/2} = 4$  нс. Это означает, что при некотором изменении поглощенной энергии в областях активного элемента между каналами происходит согласование излучения по времени (осуществляется связанный режим генерации). Чтобы оценить изменение в распределении интенсивности накачки для двух, указанных выше режимов, приводится контурный график разности распределение (рисунок 6.8).



Рисунок 6.7 – Распределение поглощенной энергии накачки в активном элементе для расстояния до торца волокна в 66 мм.





Х поперечная координата (мм)



На графике изображена разность между значениями, нормированная на максимальное значение в центральном канале. Области темнее фона соответствуют уходу энергии из зоны, а светлее, соответственно, положительному приращению. Итак, можно заметить, что энергия из каналов перераспределилась в область между ними. Приращение энергии в этой области составляет порядка 10%. Также стоит заметить, что расстояние между каналами уменьшилось.

Таким образом, можно добиться эффекта, аналогичного наблюдаемому при сближении двух каналов генерации. В этом случае, роль ведущего канала играет центральный, а все остальные ведомые. Данный факт, так же, подтверждается моделирование семи канальной геометрии в рамках 3-мерной модели из главы 3. Конечно же, и нецентральные каналы могут влиять на время просветления прочих, но в этом случае это влияние приводит к ускорению процесса развития генерации в них. Таким образом, связывание в конфигурации с плотной упаковкой стремится к образованию минимальной задержки по времени между каналами генерации. Если задержка по времени будет достаточно мала, по сравнению с длительностью отдельного импульса генерации, то на осциллограмме импульса всей системы будет присутствовать только один импульс генерации длительностью незначительно большей, чем у одного канала. Как раз, этот эффект и использовался в этом случае при создании устройства.

На первом этапе параметры системы равнялись:  $R = 75\% T_0 = 40\%$ . Диапазон измерений составлял 66.5-62.5 мм. Верхнее значение выбиралось из ограничения на один импульс генерации для всей области накачки. Ниже в таблице приведены средние значения энергий для различных положений кристалла активного элемента (таблица 2).

		1 1			<b>1</b>
Положение кристалла, мм	66,5	65,5	64,5	63,5	62,5
Энергия, мДж	13,0	15,7	17,9	19,6	17,1

Таблица 2 – Энергия генерации от положения кристалла первый этап

Наблюдаемое возрастание энергии в импульсе и последующее её спадание, предположительно, связано с перераспределением областей генерации, а значит и сменой модового состава излучения. По-видимому, в данном промежутке происходит переход от генерации преимущественно в отдельных каналах к генерации всей области в целом. Максимальная достигнутая энергия составляла 19,6 мДж при длительности импульса 3,3 нс по полувысоте.

Для второго этапа исследования параметры системы равнялись:  $R = 50\% T_0 = 40\%$ . Диапазон измерений составлял 64-57 мм. На данном этапе также отслеживалось появление оптического пробоя при просветленной линзе с фокусным расстоянием 20 мм. Таблица значений энергии и времени перед началом генерации от положения кристалла приведена ниже (таблица 3).

Уменьшение энергии генерации, предположительно связано с изменением размера накачиваемой области системы. Оптический пробой наблюдался в диапазоне значений 61..59 мм. Как видно из результатов, значения энергии менялось согласованно со временем перед началом генерации, что указывает на изменение плотности мощности накачки.

Положение кристалла, мм	64	63	62	61	60	59	58	57
	17.5	15.0	145	147	12.0	12.0	12.0	10.1
Энергия, мДж	17,5	15,8	14,5	14,7	13,8	13,9	12,8	13,1
Время перед генерацией, мкс	250	250	215	225	210	190	180	170

Таблица 3 – Энергия генерации от положения кристалл второй этап

Подобный способ варьирования параметров системы позволяет без особых сложностей видоизменять поглощение излучения накачки внутри кристалла активного элемента. Улучшение качества пучка генерации, сопровождающее изменение распределения поглощения, позволяет добиться значительного улучшения профиля излучения, а значит, и плотности энергии в перетяжке. Это, в свою очередь, дает возможность получить оптический пробой на больших расстояниях от плоскости линзы. Предположительно, это связано со сближением каналов генерации и изменение модового состава в них. Так как приближение качества пучка к наилучшему значению сопровождалось падением энергии в импульсе генерации, то в диапазоне существования оптического пробоя присутствует оптимум. В нашем случае такое оптимальное значение определялось эмпирически по появлению оптического пробоя при линзе с большим фокусным расстоянием. Это положение приблизительно равнялось 60 мм от торца волокна.

При этом распределении поглощенной энергии накачки генерация имела высокую степень однородности по пространственному профилю, однако наличие семи каналов генерации сохранялось. Импульс генерации имел длительность  $t_{1/2} = 3$  нс. Форма импульса представлена на рисунке 6.9. Длительность по уровню е^2 равнялась  $t_{e^2} = 5$  нс.



Рисунок 6.9 – Форма импульса генерации.

Таким образом, был реализован малогабаритный лазер с продольной секционированной накачкой. Конечная система имела следующие параметры генерации: энергия в импульсе 13.8 мДж, длительность 3 нс. Для достижения больших значений энергии в импульсе было задействовано зеркало с большим пропусканием (ближе к оптимальному значению) и согласован относительный поворот кристаллов насыщающегося поглотителя и активного элемента.

Дополнительно проводилось исследование изменения параметров генерации системы при отключении некоторых из каналов накачки. Для этого отсоединялись некоторые из модулей ввода в волокно, и снимались условия появления генерации и энергия в импульсе. Данные проведенного исследования представлены в таблице ниже (таблица 4).

Рисунок	Описание	Время перед генерацией	Энергия
88	Все каналы задействованы.	260мкс	15,6 мДж
8	Отключение центрального канала	Нет генерации	Нет генерации
88	Отключение не центрального канала	284 мкс	13,2 мДж
	Отключение двух не соседних каналов.	29 бмкс	11,3 мДж
	Отключение двух соседних каналов.	296 мкс	11,25 мДж
	Отключение трех не соседних каналов.	Нет генерации	Нет генерации
	Отключение двух смежных и одного не смежного канала.	420 мкс	8,5 мДж
	Отключение трех смежных канала.	336 мкс	8,4 мДж

Таблица 4 – Режимы генерации при последовательном отключении каналов накачки

Рисунок	Описание	Время перед генерацией	Энергия		
	Отключение четырех каналов.	398 мкс	6,1 мДж		
	Отключение пяти каналов.	Нет генерации	Нет генерации		

Во всех режимах генерация имела один импульс длительностью 3 нс. Можно видеть, что энергия в импульсах уменьшается по мере отключения каналов накачки. Это связано с уменьшением области среды, в которой происходит генерация. Также наблюдалось повышение задержки перед генерацией, что соответствует увеличению пороговых значений инверсии. Стоит заметить, что без центрального волокна генерация не достигалась.

энергию генерации системы Nd:YAG/Cr:YAG достаточно сильно влияет Ha относительный поворот кристаллов активного элемента, насыщающегося поглотителя и волоконного жгута накачки. Подбор такого поворота позволяет достаточно легко варьировать *J* = 10,6 мДж при *t*<sub>ген</sub> = 300 мкс энергию генерации системы от значения до J = 16,7 мДж при t<sub>ген</sub> = 395 мкс. Все прочие параметры лазера были фиксированы. Таблица режимов генерации в зависимости от относительного поворота приведена ниже (таблица 5). Эффект, предположительно, объясняется двулучепреломлением наведенным И неоднородностями в самих кристаллах элементов.

Таблица 5 – Зависимость режима генерации от относительного поворота насыщающегося поглотителя и активного элемента.

Значение изменения угла, град	-15	-10	-5	0	5	10	15	20	25	30	35
Средняя энергия за пять импульсов, мДж.	12,8	16,7	15,7	14,9	13,1	10,6	13,2	14,1	15,5	15,5	13,7
Время начало генерации, мкс.	320	395	340	340	325	300	325	325	340	350	335

Эта зависимость имела место при окончательной юстировке малогабаритного лазера. Важным фактом является изменение времени начала генерации при различных значениях энергий.

Одним из требований, выдвигаемых к опытному образцу, была возможность работы с частотой 30 Гц не менее 6 с. Для удовлетворения такому параметру проводился расчет тепловых характеристик системы. Рассчитывались характеристики тепловой линзы образуемой

в процессе генерации и время её исчезновения, как для изолированного кристалла, так и для системы с теплоотводом. В результате исследования возможности работы различных режимов была выбрана схема с изолированным кристаллом. Для отвязки активного элемента от металлической основы излучателя использовались тефлоновые кольца толщиной и шириной 2 мм. Для конечного варианта работы лазера были выбраны два режима: генерация одиночных импульсов с частотой 30 Гц в течение 6 с; генерация двух импульсов (интервал ≈250 мкс) с частотой 20 Гц в течение 2 с. Конечный вид работающего изделия представлен на рисунке 6.10.



Рисунок 6.10 – Конечный вид устройства продольной секционированной накачкой и синхронизацией каналов генерации.

## Выводы к главе 6

Основным выводом шестой главы является возможность использования метода связывания каналов генерации в качестве технологического решения для создания устройств с контролируемым временным профилем. Так, в главе излагается два примера устройства. Первое ориентировано на генерацию пакетов импульсов с контролируемой временной задержкой и последующим объединением излучения методом спектрального сложения. В силу технологических сложностей реализации такого устройства, оно рассматривается модельно, с последующим возможным экспериментальным воплощением. Второе приводимое в главе устройство было нацелено на получение короткого импульса высокой энергии методом связывания излучения семи каналов генерации. В этом случае, работы выполнялись в рамках договора по разработке и созданию системы лазерного поджига ракетных двигателей. Созданное устройство испытывалось на рабочих стендах и показало возможность применимости такого подхода. Таким образом, можно говорить, что использование эффекта связывания каналов генерации в пределах одного твердотельного активного элемента в лазере с насыщающемся поглотителем позволяет создавать устройства с контролируемым временным профилем.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформированы основные результаты исследования. Они заключаются в следующем:

- Впервые на активном элементе Nd:YAG с модулятором Cr:YAG, накачиваемом двумя диодными модулями с волоконным выводом мощностью 120 Вт, формирующими продольные каналы накачки диаметром ~ 700 мкм с межосевым расстояниям, варьируемым в диапазоне 1,375 мм до 1,700 мм, наблюдалось сокращение и стабилизация времени задержки между импульсами генерации вплоть до единиц наносекунд. Показано, что в этом процессе один из каналов играет роль запускающего, а второй – ведомого. Время задержки в режиме связанной генерации экспоненциально зависит от расстояния между каналами и величины усиления в них.
- 2. Показана определяющая роль пространственного перекрытия генерирующих каналов в процессе их связывания. Возникновение короткого лазерного импульса в ведомом канале может быть описано в рамках модели многопроходного преобразования поля излучения в условиях неоднородного усиления. Наблюдалось искажение распределения излучения генерации ведущего канала в области ведомого так, что на момент генерации ведущего канала заметная его доля присутствует в области ведомого. Полученные экспериментальные результаты подтверждены численным моделированием.
- 3. Впервые на активной среде Nd:YAG с модулятором Cr:YAG создана лазерная система с семью связанными каналами генерации и рекордной выходной энергией для данного типа устройств до 19,6 мДж при длительности импульса излучения 3,3 нс. На основе разработанной модели связывания каналов генерации и их последующего спектрального сложения теоретически показана возможность создания нового типа устройств с контролируемым временным профилем излучения.
- 4. Экспериментально продемонстрировано выделение супермоды для линек одномодовых лазерных диодов длиной до 800 мкм с фактором заполнения 50%. Для 100 диодных элементов в составе линейки в режиме когерентного сложения достигнута выходная мощность 1,41 Вт при выделении одной антифазной моды. Проведена модуляция излучения супермоды с длительностью импульса от 3 до 8 нс, показана возможность частотной модуляции до сотен МГц.

5. Экспериментально продемонстрировано расширение спектра генерации в коротковолновую область на 5 нм в схеме внутрирезонаторного спектрального сложения излучения лазерных диодов. Генерация в данной области достигалась в непрерывном режиме работы лазера при перестройке в нее из длинноволновой области при сохранении уровня потерь в резонаторе.

# ЛИТЕРАТУРА

- Басов Н.Г., Прохоров А.М. Применение молекулярных пучков для радиоспектроскопического изучения вращательных спектров молекул // ЖЭТФ. 1954. Vol. 27, № 4 (10). Р. 431–438.
- Schawlow A.L., Townes C.H. Infrared and optical masers // Phys. Rev. 1958. Vol. 112, № 6. P. 1940–1949.
- MAIMAN T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby // Nature. 1960. Vol. 187, № 4736. P. 493–494.
- Smith P. The output power of a 6328-Å He-Ne gas laser // IEEE J. Quantum Electron. 1966.
   Vol. 2, № 3. P. 62–68.
- Demtröder W. Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation. Springer Science & Business Media, 2013.
- 6. Duarte F.J. Tunable laser applications. CRC press, 2008. Vol. 150.
- 7. Sparkes M. et al. Practical and theoretical investigations into inert gas cutting of 304 stainless steel using a high brightness fiber laser // J. Laser Appl. 2008. Vol. 20, № 1. P. 59–67.
- Вейко В.П. et al. Перспективы индустриальных применений лазерной очистки материалов // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования, 2012. № 3 (79).
- 9. Девятков Н.Д. Применение электроники в медицине и биологии // Электронная техника. Сер. СВЧ-техника. 1993. Vol. 1, № 455. Р. 66–76.
- 10. Лиханский В.В., Напартович А.П. Излучение оптически связанных лазеров // Усп. физ. наук. Успехи физических наук, 1990. Vol. 160, № 3. Р. 101–143.
- Goldobin I.S. et al. Phase-locked integrated arrays of injection lasers // Sov. J. Quantum Electron. 1989. Vol. 19, № 10. P. 1261–1284.
- Glova A.F. Phase locking of optically coupled lasers // Quantum Electron. {IOP} Publishing, 2003. Vol. 33, № 4. P. 283–306.
- Кандидов В.П. Лазерные решетки // Соросовский образовательный журнал. 1999. № 12.
   Р. 68.

- 14. Daneu V. et al. Spectral beam combining of a broad-stripe diode laser array in an external cavity
   // Pacific Rim Conf. Lasers Electro-Optics, CLEO Tech. Dig. 2000. Vol. 25, № 6. P. 242–243.
- Zayhowski J.J. Passively Q-Switched Microchip Lasers // Solid-State Lasers and Applications. CRC Press, 2017. P. 1–76.
- Il'ichev N.N., Gulyamova E.S., Pashinin P.P. Passive Q switching of a neodymium laser by a Cr 4+ : YAG crystal switch // Quantum Electron. 1997. Vol. 27, № 11. P. 972–977.
- Kravtsov N. V. Basic trends in the development of diode-pumped solid-state lasers // Quantum Electron. 2001. Vol. 31, № 8. P. 661–677.
- 18. Sennaroglu A. et al. Accurate determination of saturation parameters for Cr<sup>4</sup>+-doped solidstate saturable absorbers // J. Opt. Soc. Am. B. OSA, 2006. Vol. 23, № 2. P. 241.
- 19. Звелто О. Принципы лазеров / еd. Шмаонова. Т. СПб.: Изд-во «Лань, 2008.
- 20. По Л., Электронике К. Н. В. Карлов. Наука, 1988. 336 р.
- Kogelnik H., Li T. Laser Beams and Resonators // Appl. Opt. OSA, 1966. Vol. 5, № 10. P. 1550.
- Kogelnik H. Imaging of Optical Modes Resonators with Internal Lenses // Bell Syst. Tech. J. 1965. Vol. 44, № 3. P. 455–494.
- Wu H.-H. et al. Observation of power drop and low threshold due to beam waist shrinkage around critical configurations in an end-pumped Nd:YVO4 laser // Opt. Commun. 1999. Vol. 165, № 4–6. P. 225–229.
- Gorbunkov M. V et al. Peculiarities of the fundamental mode structure in stable-resonator lasers upon spatially inhomogeneous amplification // Quantum Electron. 2007. Vol. 37, № 2. P. 173–180.
- 25. Gorbunkov M. V, Kostryukov P. V, Tunkin V.G. Influence of the resonator parameters and spatially nonuniform amplification on the spatial structure of the fundamental mode of stable resonator lasers // Quantum Electron. 2008. Vol. 38, № 7. P. 689–694.
- 26. Bezotosnyi V. V et al. Manifestation of active medium astigmatism at transverse mode locking in a diode end-pumped stable resonator laser // Appl. Opt. OSA, 2008. Vol. 47, № 20. P. 3651.
- 27. Bezotosnyi V. V et al. Symmetry of the spatial structure of radiation upon transverse mode locking in an astigmatic resonator laser // Quantum Electron. 2009. Vol. 39, № 8. P. 759–764.
- Boyd G.D., Kogelnik H. Generalized Confocal Resonator Theory // Bell Syst. Tech. J. 1962.
   Vol. 41, № 4. P. 1347–1369.
- Anan'ev Y.A. ANGULAR DIVERGENCE OF RADIATION OF SOLID-STATE LASERS // Sov. Phys. Uspekhi. 1971. Vol. 14, № 2. P. 197–215.
- 30. Mak A.A., Anan'ev Y.A., Ermakov B.A. Solid state lasers // Uspekhi Fiz. Nauk. Успехи физических наук, 1967. Vol. 92, № 7. Р. 373.

- 31. Anan'ev Y.A. et al. Investigation of the properties of a laser with an unstable resonator and additional feedback // Sov. J. Quantum Electron. 1979. Vol. 9, № 8. P. 1043–1044.
- 32. Hsu C.-P. et al. Multimode Suppression of a Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser by a Single-Mode Fiber Cavity // IEEE Photonics Technol. Lett. 2010. Vol. 22, № 4. P. 233–235.
- 33. Ishaaya A.A. et al. Conversion of a high-order mode beam into a nearly Gaussian beam by use of a single interferometric element // Opt. Lett. OSA, 2003. Vol. 28, № 7. P. 504.
- Clifford M., et al. High-order Laguerre–Gaussian laser modes for studies of cold atoms // Opt. Commun. 1998. Vol. 156, № 4–6. P. 300–306.
- Kennedy S.A. et al. Creation of Laguerre-Gaussian laser modes using diffractive optics // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2002. Vol. 66, № 4. P. 043801.
- Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах / еd. Елисеева П.Г. Москва: ИЗДАТЕЛЬСТВО МИР, 1981.
- 37. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 1998. Vol. 32, № 1. Р. 3–18.
- Eliseev P.G., Popov Y.M. Semiconductor lasers // Quantum Electron. 1997. Vol. 27, № 12. P. 1035–1047.
- Байков И.С., Безотосный В.В. Полупроводниковые лазеры // Прикладная физика. 1995.
   Vol. 2. Р. 3–35.
- 40. Брокман Р. Диодные лазеры экономическое чудо // Фотоника. 2009. Vol. 4. Р. 8–11.
- 41. Брунс П., Кубаки Ф. Мощные диодные лазеры новые возможности для применений // Фотоника. 2008. Vol. 5. P. 6–12.
- 42. Щербаков И.А. Твердотельные лазеры одно из важнейших направлений квантовой электроники // УФН. 2004. Vol. 174, № 10. Р. 1120–1124.
- 43. Микаелян Г.Т. Мощные диодные лазерные линейки и матрицы. 2006.
- 44. Köhler B. et al. 11-kW direct diode laser system with homogenized 55 × 20 mm 2 Top-Hat intensity distribution // Proceedings of SPIE The International Society for Optical Engineering / ed. Zediker M.S. 2007. Vol. 6456. P. 645600.
- Likhanskii V.V., Napartovich A.P. Radiation emitted by optically coupled lasers // Uspekhi Fiz.
   Nauk. 1990. Vol. 160, № 3. P. 101.
- 46. Volodin B.L. et al. Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings // Opt. Lett. OSA, 2004. Vol. 29, № 16.
  P. 1891–1893.
- 47. Paboeuf D. et al. Narrow-line coherently combined tapered laser diodes in a Talbot external cavity with a volume Bragg grating // Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics, 2008. Vol. 93, № 21. P. 211102.

- Bachmann F.G. High-power diode laser technology and applications / ed. Chen X., Fujioka T., Matsunawa A. 2000. P. 394.
- 49. Augst S.J. et al. Wavelength beam combining of ytterbium fiber lasers // Opt. Lett. OSA, 2003.
  Vol. 28, № 5. P. 331–333.
- Huang R.K., Chann B., Glenn J.D. Extremely high-brightness kW-class fiber coupled diode lasers with wavelength stabilization // Proc.SPIE / ed. Dubinskii M., Post S.G. 2011. Vol. 8039. P. 80390N.
- Huang R.K. et al. Direct diode lasers with comparable beam quality to fiber, CO 2, and solid state lasers // High-Power Diode Laser Technology and Applications X / ed. Zediker M.S. SPIE, 2012. Vol. 8241. P. 824102.
- Sanchez-Rubio A. et al. Wavelength Beam Combining for Power and Brightness Scaling of Laser Systems // Lincoln Lab. J. 2014. Vol. 20, № 2. P. 52–66.
- Wang B. et al. Spectral beam combining of multi-single emitters / ed. Zediker M.S. 2016. P. 97330F.
- 54. Haas M. et al. Beam Quality Deterioration in Dense Wavelength Beam-Combined Broad-Area Diode Lasers // IEEE J. Quantum Electron. 2017. Vol. 53, № 3. P. 1–11.
- 55. Sternklar S. et al. Beam coupling and locking of lasers using photorefractive four-wave mixing // Opt. Lett. OSA, 1986. Vol. 11, № 8. P. 528.
- 56. Chow W.W. Phase locking of lasers by an injected signal // Opt. Lett. OSA, 1982. Vol. 7, № 9.
  P. 417.
- 57. Prevedelli M., Freegarde T., Hansch T.W. Phase-locking of grating-tuned diode-lasers // Appl.
   Phys. B-Lasers Opt. 1995. Vol. 60, № 2–3. P. S241–S248.
- Wrage M. et al. Phase locking in a multicore fiber laser by means of a Talbot resonator // Opt. Lett. OSA, 2000. Vol. 25, № 19. P. 1436–1438.
- 59. Degnan J.J. Theory of the optimally coupled Q-switched laser // IEEE J. Quantum Electron.
  1989. Vol. 25, № 2. P. 214–220.
- 60. Zhou S. et al. Monolithic self-Q-switched Cr,Nd:YAG laser // Opt. Lett. OSA, 1993. Vol. 18, №
  7. P. 511.
- 61. Sooy W.R. THE NATURAL SELECTION OF MODES IN A PASSIVE Q -SWITCHED LASER // Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics, 1965. Vol. 7, № 2. P. 36–37.
- Zayhowski J.J., Dill C. Diode-pumped passively Q-switched picosecond microchip lasers // Opt. Lett. OSA, 1994. Vol. 19, № 18. P. 1427.
- 63. Chernikov S. V et al. Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser // Opt. Lett. OSA, 1997. Vol. 22, № 5. P. 298.
- 64. Auston D.H. et al. Dynamics of Q-switched laser annealing // Appl. Phys. Lett. American

Institute of Physics, 1979. Vol. 34, № 11. P. 777–779.

- 65. Zbinden H., Balmer J.E. Q-switched Nd:YLF laser end pumped by a diode-laser bar // Opt. Lett.
   OSA, 1990. Vol. 15, № 18. P. 1014–1016.
- 66. Pavel N. et al. High Average Power Diode End-Pumped Composite Nd:YAG Laser Passively Q-switched by Cr 4+:YAG Saturable Absorber // Jpn. J. Appl. Phys. IOP Publishing, 2001. Vol. 40, № Part 1, No. 3A. P. 1253–1259.
- 67. Lee K. et al. Passively Q-switched, high peak power Nd:YAG laser pumped by QCW diode laser // Opt. Laser Technol. 2012. Vol. 44, № 7. P. 2053–2057.
- Pavel N., Tsunekane M., Taira T. Composite, all-ceramics, high-peak power Nd:YAG/Cr4+:YAG monolithic micro-laser with multiple-beam output for engine ignition // Opt. Express. OSA, 2011. Vol. 19, № 10. P. 9378–9384.
- 69. Yin X. et al. Actively-controllable passively Q-switched laser // Proc.SPIE. 2005. Vol. 5627.
- 70. Dascalu T. Investigation of a passive Q-switched, externally controlled, quasicontinuous or continuous pumped Nd:YAG laser // Opt. Eng. 1996. Vol. 35, № 5. P. 1247.
- 71. Scifres D.R. et al. Phase-locked (GaAl)As laser diode emitting 2.6 W CW from a single mirror
   // Electron. Lett. Institution of Engineering and Technology, 1983. Vol. 19, № 5. P. 169.
- 72. Orenstein M. et al. Two-dimensional phase-locked arrays of vertical-cavity semiconductor lasers by mirror reflectivity modulation // Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics, 1991. Vol. 58, № 8. P. 804–806.
- 73. Lapucci A., Cangioli G. Triple slab radio-frequency discharged CO2 laser // Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics, 1993. Vol. 62, № 1. P. 7–9.
- 74. Hornby A.M. et al. Phase locking of linear arrays of CO2 waveguide lasers by the waveguide-confined Talbot effect // Appl. Phys. Lett. American Institute of Physics, 1993. Vol. 63, № 19. P. 2591–2593.
- Anderegg J. et al. Coherently coupled high-power fiber arrays // Proc.SPIE / ed. Brown A.J.W. et al. 2006. Vol. 6102. P. 61020U.
- 76. Michaille L. et al. Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area // Opt. Lett. OSA, 2005. Vol. 30, № 13. P. 1668–1670.
- 77. Garnov S. V et al. Study of the possibility of developing a multichannel-diode-pumped multikilowatt solid-state laser based on optically dense active media // Quantum Electron. IOP Publishing, 2007. Vol. 37, № 10. P. 910–915.
- 78. Basiev T.T. et al. Phase locking of optically coupled lasers by gain gratings in an active medium
   // Quantum Electron. IOP Publishing, 2003. Vol. 33, № 8. P. 659–670.
- 79. Oka M. et al. Laser-diode-pumped phase-locked Nd:YAG laser arrays // IEEE J. Quantum Electron. 1992. Vol. 28, № 4. P. 1142–1147.

- Menard S. et al. Highly efficient phase locking of four diode pumped Nd:YAG laser beams // Opt. Commun. 1999. Vol. 160, № 4–6. P. 344–353.
- Kono Y. et al. A coherent all-solid-state laser array using the Talbot effect in a three-mirror cavity // IEEE J. Quantum Electron. 2000. Vol. 36, № 5. P. 607–614.
- 82. Derzhavin S.I., Dyukel' O.A., Lyndin N.M. Coherent summation of the radiation of a singlemode laser diode array // Quantum Electron. IOP Publishing, 2012. Vol. 42, № 6. P. 561–564.
- Pyrkov Y.N., Trikshev A.I., Tsvetkov V.B. Phasing of several gain channels for coherent and spectral combining of laser beams // Quantum Electron. IOP Publishing, 2012. Vol. 42, № 9. P. 790–793.
- Zhou L., Duan K.-L. Phases in a General Chaotic Three-Coupled-Laser Array // Chinese Phys.
   Lett. IOP Publishing, 2012. Vol. 29, № 4. P. 44201.
- 85. Fridman M. et al. Phase locking of two coupled lasers with many longitudinal modes // Opt. Lett. OSA, 2010. Vol. 35, № 4. P. 526–528.
- 86. Tradonsky C. et al. Conversion of out-of-phase to in-phase order in coupled laser arrays with second harmonics // Photonics Res. OSA, 2015. Vol. 3, № 3. P. 77–81.
- 87. Youmans D.G. Phase locking of adjacent channel leaky waveguide CO2 lasers // Appl. Phys.
   Lett. American Institute of Physics, 1984. Vol. 44, № 4. P. 365–367.
- 88. Erzgräber H., Wieczorek S., Krauskopf B. Dynamics of two laterally coupled semiconductor lasers: Strong- and weak-coupling theory // Phys. Rev. E. American Physical Society, 2008. Vol. 78, № 6. P. 66201.
- Fabiny L. et al. Coherence and phase dynamics of spatially coupled solid-state lasers // Phys.
   Rev. A. American Physical Society, 1993. Vol. 47, № 5. P. 4287–4296.
- Zehnlé V. Theoretical model for coupled solid-state lasers // Phys. Rev. A. American Physical Society, 2000. Vol. 62, № 3. P. 33814.
- 91. Möller M., Forsmann B., Jansen M. Dynamics of three coupled Nd:{YVO}4microchip lasers //
  J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt. IOP Publishing, 2000. Vol. 2, № 3. P. 371–374.
- 92. Laabs H., Ozygus B. The influence of transverse structures on the coupling of solid-state lasers
   // Opt. Laser Technol. 1997. Vol. 29, № 7. P. 401–406.
- 93. Vorob'ev N.S., Konoplev O.A. Two-channel neodymium glass laser with a continuously variable delay between the lasing channels // Sov. J. Quantum Electron. 1991. Vol. 21, № 3. P. 261–263.
- 94. Arumov G.P. et al. Double-pulse YAG:Nd 3+ laser with a controllable delay in the 20–100 ns range // Sov. J. Quantum Electron. IOP Publishing, 1988. Vol. 18, № 9. P. 1085–1088.
- 95. Tsunekane M. et al. High Peak Power, Passively Q-switched Microlaser for Ignition of Engines
  // IEEE J. Quantum Electron. 2010. Vol. 46, № 2. P. 277–284.

- 96. Bhandari R., Taira T. > 6 MW peak power at 532 nm from passively Q-switched Nd:YAG/Cr^4+:YAG microchip laser // Opt. Express. OSA, 2011. Vol. 19, № 20. P. 19135.
- 97. Kroupa G. Novel miniaturized high-energy Nd-YAG laser for spark ignition in internal combustion engines // Opt. Eng. 2009. Vol. 48, № 1. P. 014202.
- 98. Kaneda Y. et al. 7.6 W of continuous-wave radiation in a TEM\_00 mode from a laser-diode end-pumped Nd:YAG laser // Opt. Lett. OSA, 1992. Vol. 17, № 14. P. 1003.
- 99. Cole B. et al. Optical triggering of a Q-switched Nd:YAG laser via transverse bleaching of a Cr:YAG saturable absorber // Appl. Opt. OSA, 2009. Vol. 48, № 31. P. 6008.
- Cole B. et al. Reduction in timing jitter for a Cr:YAG Q-switched Nd:YAG laser // Proc.SPIE / ed. Clarkson W.A., Hodgson N., Shori R.K. 2010. Vol. 7578. P. 75781Q.
- Cole B. et al. Optically triggered Cr:YAG Q-switched Nd:YAG laser // Proc.SPIE / ed. Clarkson W.A., Hodgson N., Shori R. 2011. Vol. 7912. P. 79120X.
- 102. Lyndin N.M. et al. Laser system composed of several active elements connected by single-mode couplers // Quantum Electron. IOP Publishing, 1994. Vol. 24, № 12. P. 1058–1061.
- 103. Chang-Hasnain C.J. et al. High power with high efficiency in a narrow single-lobed beam from a diode laser array in an external cavity // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50, № 21. P. 1465–1467.
- 104. Ménard S. et al. Highly efficient phase locking and extracavity coherent combination of two diode-pumped Nd:YAG laser beams // Opt. Lett. OSA, 1996. Vol. 21, № 24. P. 1996.
- 105. Tondusson M. et al. Coherent combination of four laser beams in a multi-axis Fourier cavity using a diffractive optical element // J. Opt. A Pure Appl. Opt. IOP Publishing, 2001. Vol. 3, № 6. P. 521–526.
- 106. Pakhalov V. B. Near-threshold spectral modes and coherence of a semiconductor laser and a diode-pumped neodymium laser // Technical Physics Letters, 2010. Vol. 36, №. 4. P. 354-357.

## Приложение А

# Построение скоростных уравнений для лазера с насыщающимся поглотителем

Основные принципы работы лазеров и основные эффекты, которые необходимо учитывать при их рассмотрении, можно достаточно наглядно продемонстрировать при построении скоростных уравнений. Данный раздел посвящен построению скоростных уравнений на примере твердотельного лазера с модуляцией добротности [15].

Далее приводится построение скоростных уравнений для описания процесса развития генерации в лазере с пассивной модуляцией добротности с помощью насыщающегося производится на основании работы поглотителя. Рассмотрение [15] на примере Nd:YAG/Cr:YAG лазера. Перед началом рассмотрения следует отметить принципиальное отличие лазеров с таким типом модуляции добротности от систем, использующих активные затворы. Так, в последнем случае, изменение потерь в резонаторе определяется моментом включения/выключения управляющего сигнала, что приводит к резкому возрастанию добротности и началу процесса развития генерации. Это означает отсутствие каких-либо установившихся распределений излучения до момента открытия затвора. В лазере же с насыщающемся поглотителем, даже до момента просветления затвора, его пропускание отлично от нуля. Таким образом, внутри резонатора существует некоторое отличное от нулевого распределение излучения. Это распределение, в свою очередь, и отвечает за просветление насыщающегося поглотителя, что приводит к увеличению добротности резонатора. В литературе [16] режим работы лазера до просветления затвора назван режимом предгенерации, а ненулевое распределение на длине волны генерации называется излучением предгенерации. Помимо этого, стоит отметить, что просветление насыщающегося поглотителя происходит локально (не равномерно по всему затвору) и определяется распределением излучения предгенерации. При этом распределение излучения в режиме предгенерации и в режиме генерации могут отличатся.

В рассматриваемом случае лазер представляет собой активный элемент и пассивный затвор, помещенные в резонатор. Среди активных элементов для твердотельных лазеров широко распространены монокристаллы Nd:YAG ( $Y_3Al_5O_{12}$ :  $Nd^{3+}$ ). Лазеры на их основе при комнатной температуре позволяют получить генерацию с длиной волны  $\lambda = 0,946$ ; 1,06; 1,12; 1,3; 1,44 мкм [17,18]. Широкое применение кристаллов Nd:YAG объясняется отработанной технологией производства, удачными спектральными характеристиками и высокой оптической однородностью. В дополнение к сказанному, такие активные элементы обладают большим временем жизни возбужденного состояния, а так же хорошими эксплуатационными

характеристиками (высокой теплопроводностью, малым коэффициентом теплового расширения, высокой твердостью и т.д.). В роли пассивного затвора часто используется кристалл Cr4+:YAG. Такие пассивные затворы обладают достаточно хорошими тепловыми, химическими и оптическими свойствами. Некоторые из свойств YAG; Cr<sup>4+</sup>:YAG; Nd<sup>3+</sup>:YAG представлены ниже в таблице A1.

Перечисленные преимущества определили выбор схемы в нашей работе с активным элементом из Nd:YAG и пассивным затвором Cr:YAG. Требуемый режим генерации налагает на просветляющийся элемент условия на сечение поглощения и время релаксации. Так, для обеспечения быстроты увеличения добротности резонатора время релаксации Cr:YAG должно быть много меньше времени жизни на верхнем лазерном уровне в активном элементе:  $\tau_{A3} \gg \tau_{\Pi3}$ . Так же, для удовлетворительного соотношения между энергией, требуемой для просветления затвора, и энергией в импульсе генерации, должно выполняться следующее условие: сечение резонансного поглощения вещества пассивного затвора должно быть много больше сечения резонансного усиления активных центров ( $\sigma_{\Pi3} \gg \sigma_{A3}$ ). Соблюдение этих условий делает режим работы Nd/Cr:YAG лазера близким к режиму работы лазера с включаемой добротностью [19].

Таблица А1 – Некоторые свойства YAG, Cr:YAG, Nd:YAG [15]

Параметр	Значение
YAG	
Тип структуры	Кубическая
Показатель преломления (1.064мкм)	1,818
Коэффициент температурного расширения, К <sup>-1</sup>	6,1*10 <sup>-6</sup>
Коэффициент теплопроводности, Вт см <sup>-1</sup> К <sup>-1</sup>	0,11
Cr <sup>4+</sup> :YAG	
Сечение поглощения метастабильного ( <i>u</i> ) уровня (1.064мкм), см <sup>2</sup>	2*10 <sup>-18</sup>
Сечение поглощения нижнего ( $g$ ) уровня (1.064мкм), см <sup>2</sup>	7*10 <sup>-18</sup>
Время жизни метастабильного ( $u$ ) уровня при 20 <sup>0</sup> C, мкс	3,4
Nd <sup>3+</sup> :YAG	
Время жизни верхнего лазерного уровня, мкс	230
Сечение поглощения вынужденного перехода (1.064мкм), см <sup>2</sup>	$2,8*10^{-19}$
Коэффициент поглощения излучения накачки (808нм) для 1% Nd, см <sup>-1</sup>	9,5
Ширина полосы поглощения (808нм), нм	3,5

Изменение параметров системы во времени представлено на рисунке А1. На верхнем графике изображен прямоугольный импульс накачки  $\rho_{\rm H}$ . На втором графике представлена добротность резонатора Q и её резкое увеличение в момент просветления пассивного затвора. Третий график соответствует инверсии, накопленной в активном элементе. Последний график изображает импульс генерации [19]. Работа лазера принципиально описывается следующим образом. После включения излучения накачки в активном элементе начинает увеличиваться инверсия. В начальные моменты времени возрастание инверсии происходит практически линейно. Но когда длительность накачки активного элемента становится сравнимой со временем релаксации верхнего лазерного уровня, скорость возрастания инверсии начинает спадать. И по прошествии достаточного времени (t~3\*t<sub>pen</sub>) инверсия устанавливается вблизи своего максимально возможного, для данной плотности мощности накачки, значения. Если усиление излучения, определяемое инверсией N<sub>max</sub>, превышает пороговое значение необходимое для насыщения затвора  $N_{\Pi 3}^{\text{пор}}$ , то пассивный затвор просветляется. Из условия  $\tau_{A\Im} \gg \tau_{\Pi\Im}$  видно, что просветление происходит достаточно быстро. Это значит, что возрастание добротности можно считать практически мгновенным, а инверсию до и после момента просветления одинаковой. В новом состоянии системы эффективное время жизни фотона внутри резонатора становится достаточно большим, а усиление за один проход сохраняет прежнее высокое значение. Подобные параметры системы приводят к лавинообразному нарастанию интенсивности генерации. Этот эффект и определяет появление короткого импульса. Более детальное рассмотрение принципа работы лазера дается далее.



Рисунок А1 – Пояснение работы лазера с насыщающимся поглотителем [19].

#### Модель активного элемента и насыщающегося поглотителя

Построение модели требует объяснить процессы поглощения и релаксации в кристаллах активного элемента и насыщающегося поглотителя. Для этого рассмотрим сначала принцип работы лазера по идеальной четырехуровневой схеме (рисунок 2). Поглощение или испускание фотона показано непрерывной стрелкой. Пунктирная стрелка соответствует процессу релаксации между уровнями. Основной уровень – g, верхний возбужденный уровень – е. Верхний и нижний лазерные уровни u, l соответственно.

В процессе поглощения кристаллом излучения накачки, ионы из основного состояния переходят в верхнее возбужденное. Далее с возбужденного уровня е ион переходит в метастабильное состояние и. Из этого состояния система за счет спонтанной релаксации или вынужденного излучения фотона переходит на нижний лазерный уровень 1. Далее происходит релаксация активного иона в основное состояние g.



Рисунок А2 – Модель четырехуровневого лазера.

Из этой модели можно понять несколько необходимых условий для работы системы: первое – переход между уровнями  $e \rightarrow u$ , и между  $l \rightarrow g$  должен происходить максимально быстро; второе – процесс возбуждения на уровень е должен преобладать над процессом спонтанного излучения между уровнями  $u \rightarrow l$ ; третье – заселенность уровня l при температурном равновесии должна стремиться к 0; четвертое – вероятность перехода с уровня и любыми другими способами должна быть минимальна.

В нашем случае, как активный элемент используется кристалл Nd:YAG. Уровни энергии иона неодима представлены на рисунке A3 [20]. Накачка переводит ионы Nd<sup>3+</sup> из основного состояния  ${}^{4}I_{9/2}$  в несколько относительно узких полос играющих роль верхнего возбужденного уровня. Эти полосы образованы рядом перекрывающихся возбужденных состояний, их

положение и ширины несколько меняются при различных параметрах матрицы Nd:YAG. Из полос накачки осуществляется быстрая передача энергии возбуждения на метастабильный уровень  ${}^{4}F_{3/2}$ . Время жизни в этом состоянии составляет около 230 мкс. Наиболее вероятностным является лазерный переход  ${}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$  ( $\lambda$ =1,06 мкм). Энергетическая щель между состояниями  ${}^{4}I_{11/2}$  и  ${}^{4}I_{9/2}$ , примерно равная 2000 см<sup>-1</sup>. Таким образом, неодимовый лазер является классическим примером четырехуровневой схемы.



Рисунок А3 – Уровни энергии Nd<sup>3</sup> [20].

Работу насыщающегося поглотителя Cr4+: YAG можно пояснить следующей моделью (рисунок A4). Если система в начальный момент времени преимущественно находится в основном состоянии g, при поглощении фотонов ионы переходят в возбужденное состояние *e*.

Далее система переходит на верхний, метастабильный уровень u. Из этого состояния возбужденный ион может с поглощением фотона перейти в зону h, или через релаксацию спуститься на основной уровень g. Время жизни при комнатной температуре на уровне uсоставляет 2-4 мкс. Если за этот временной интервал кристаллом будет поглощено достаточное количество энергии, то произойдет просветление насыщающегося поглотителя и поглощение материала поменяет значение. Следует отметить, что этот процесс может произойти как под воздействием фотонов длины волны генерации, так и под воздействием фотонов других длин волн, к примеру, длины волны накачки.

Как было упомянуто в литературном обзоре, этот эффект может быть использован для управления моментом просветления насыщающегося поглотителя. Кроме этого, в схемах, где

достаточно большая доля излучения накачки попадает на насыщающий поглотитель, это приводит к необходимости учета в построении скоростных уравнений дополнительного члена, описывающего этот эффект.



Рисунок А4 – Схематическое представление четырехуровневого насыщающегося поглотителя.

### Построение скоростных уравнений

Многие свойства лазерных систем можно определить из скоростных уравнений населенности уровней и числа фотонов в резонаторе [15]. Под населенностью уровня системы подразумевается количество ионов вещества находящихся в соответствующем квантовом состоянии. Такое построение дает простую, интуитивную и достаточно точную картину поведения лазера. В простейшем случае, возрастание числа фотонов в резонаторе соответствует уменьшению разности населенностей верхнего и нижнего лазерных уровней. Так же, эта разность возрастает под действием излучения накачки, а число фотонов в резонаторе уменьшается с учетом внутрирезонаторных потерь, дифракционной расходимости пучка генерации и пропускания выходного зеркала.

Придерживаясь описанной выше концепции, число фотонов в резонаторе определяется двумя процессами: излучением фотонов активным элементом  $(\dot{q}_e)$ ; и уходом фотонов из резонатора через один из упомянутых выше эффектов  $(\dot{q}_l)$ . Излучение фотона может быть спонтанным  $(\dot{q}_{sp})$  или вынужденным  $(\dot{q}_{st})$ . При превышении пороговых условий вынужденное излучение значительно превосходит спонтанное. А значит  $\dot{q}_{sp} \rightarrow 0$  и может быть исключено из рассмотрения.

Скорость вынужденного излучения пропорциональна числу фотонов в резонаторе q, вероятности процесса в единицу времени B и эффективному значению населенности  $N_{eff}=\rho_{eff}A_gl_g=N_u \cdot (g_u/g_l)N_l$ . Где  $\rho_{eff}$  – эффективная плотность инверсии,  $A_g$  – площадь сечения излучения генерации на активном элементе,  $l_g$  – длина кристалла активного элемента,  $N_u$  и  $g_u$  ( $N_l$ 

и  $g_l$ ) – населенность и кратность вырождения верхнего (нижнего) лазерного уровня, соответственно. Вероятность процесса в единицу времени *B* представляет собой вероятность того, что фотон пройдет сквозь эффективное сечение активного центра  $\sigma_g$ , умноженное на количество проходов активного элемента и деленное на время обхода резонатора,  $B = \sigma_g/A_g * 2/t_{rt}$ , где 2 соответствует количеству проходов через активный элемент, а время обхода резонатора равно:  $t_{rt} = \frac{\oint ndl}{c}$ . Тогда скоростное уравнение на вынужденное излучение принимает вид  $\dot{q}_{st} = 2qN_{eff}\frac{\sigma_g}{t_{rt}A_g}$ .

Для резонатора без насыщающегося поглотителя, либо любого другого нелинейного элемента, уменьшение числа фотонов в резонаторе полностью характеризуется временем жизни фотона в резонаторе,  $\tau_{\rm p} = \frac{t_{rt}}{\gamma_{rt}}$ , где  $\gamma_{rt} = -ln (1 - \Gamma_{tr})$  – коэффициент потерь за один проход резонатора и  $\Gamma_{tr}$  – потери за один проход резонатора. Тогда, скоростное уравнение описывающие потери излучения в резонаторе имеет вид  $\dot{q}_l = q\gamma_{rt}/t_{rt}$ . Итоговое уравнение на количество фотонов в резонаторе записывается следующим образом:

$$\dot{q} = \dot{q}_{st} - \dot{q}_l = \frac{q}{t_{rt}} \left( \frac{2N_{eff}\sigma_g}{A_g} - \gamma_{rt} \right). \tag{A1}$$

Для получения скоростного уравнения на значение эффективной населенности  $N_{eff}$  можно детально рассмотреть населенность верхнего лазерного уровня  $N_u$ . Эта величина определяется через скоростные уравнения: накачки  $\dot{N}_p$ , вынужденного излучения  $\dot{N}_{u,st}$  и спонтанной релаксации  $\dot{N}_{u,sp}$ . Для большинства методов скорость процесса накачки пропорциональна населенности основного состояния g,  $\dot{N}_p = W_p N_g$ . Для процесса вынужденного излучения уменьшение населенности верхнего лазерного уровня на единицу сопровождается излучением одного фотона,  $\dot{N}_{u,st} = -\dot{q}_{st}$ . Процесс спонтанной релаксации характеризуется временем жизни на уровне  $\tau$  и описывается следующим уравнением,  $\dot{N}_{u,sp} = -\frac{N_u}{\tau}$ . Тогда, скоростное уравнение для населенности верхнего лазерного уровня имеет вид:

$$\dot{N}_{u} = \dot{N}_{p} + \dot{N}_{u,st} + \dot{N}_{u,sp} = W_{p}N_{g} - \frac{2qN_{eff}\sigma_{g}}{A_{g}t_{rt}} - \frac{N_{u}}{\tau}$$
(A2)

Для идеального четырехуровневого лазера релаксация нижнего лазерного уровня l происходит практически мгновенно, а, значит, населенность этого уровня стремится к нулю  $N_l \rightarrow 0$  и верно  $N_{eff} \approx N_u$ . Так как общее число активных ионов в кристалле сохраняется, то  $N_t = N_g + N_u = const$ .

Тогда скоростное уравнение для эффективного значения населенности для четырехуровневого лазера записывается следующим образом:

$$\dot{N}_{eff} = W_p \left( N_t - N_{eff} \right) - \frac{2qN_{eff}\sigma_g}{A_g t_{rt}} - \frac{N_{eff}}{\tau}.$$
(A3)

Уравнения (А1) и (А3) дают полное описание поведения лазерной системы через материальные параметры веществ. Для добавления в рассмотрение насыщающегося поглотителя необходимо модифицировать уравнение на количество фотонов в резонаторе и добавить уравнение для описания населенности уровней насыщающегося поглотителя. При модификации уравнения (А1) необходимо учесть поглощение фотонов ионами насыщающегося поглотителя при переходах  $g \rightarrow e$  и  $u \rightarrow h$ . Поглощение при переходе из основного состояния  $(g \rightarrow e)$  описывается дополнительным членом к уравнению  $\dot{q}_{s,g,ab} = 2qN_{s,g}\frac{\sigma_{s,g}}{t_{ret}A_c}$ , а с метастабильного  $(u \rightarrow h)$  добавочный член равен  $\dot{q}_{s,u,ab} = 2qN_{s,u}\frac{\sigma_{s,u}}{t_{rr}A_s}$ . Где  $N_{s,g}$  – количество ионов насыщающегося поглотителя на основном уровне,  $\sigma_{s,g}$  – сечение поглощения нижнего уровня,  $N_{s,u}$  – количество ионов насыщающегося поглотителя на метастабильном уровне,  $\sigma_{s,u}$  – сечение поглощения метастабильного уровня, A<sub>s</sub> – площадь сечения моды лазерного излучения на насыщающемся поглотителе. Обычно для упрощения расчетов часто предполагается, что  $A_s = A_g$ , т.е. размер моды на насыщающемся поглотителе и активном элементе одинаковы. Учитывая, что релаксация из зон е и h происходит достаточно быстро, количество ионов в насыщающемся поглотителе состоит из суммы ионов в состояниях g и u,  $N_s = N_g + N_u$ . Тогда скоростное уравнение на количество фотонов в резонаторе имеет вид:

$$\dot{q} = \frac{q}{t_{rt}} \left( \frac{2N_{eff}\sigma_g}{A_g} - \frac{2N_{s,g}(\sigma_{s,g} - \sigma_{s,u})}{A_s} - \frac{2N_s\sigma_{s,u}}{A_s} - \gamma_{rt} \right).$$
(A4)

Из этого уравнения можно заметить, что наличие поглощения на верхнем, метастабильном уровне приводит к снижению насыщаемой составляющей уравнения и к увеличению паразитных потерь.

Введение в рассмотрении насыщающегося поглотителя не влияет на уравнение (А3). Для полного описания системы, в дополнение к имеющимся уравнениям (А3) и (А4), необходимо составить уравнение на количество ионов насыщающегося поглотителя находящихся в основном состоянии *g*.

Поглощение одного фотона излучения изменяет населенность этого уровня на единицу,  $\dot{N}_{s,g,ab} = -\dot{q}_{s,g,ab}$ . Релаксация с верхнего, метастабильного уровня *и* характеризуется временем жизни на уровне  $\tau_s$  и описывается следующим уравнением,  $\dot{N}_{s,g,d} = (N_s - N_{s,g})/\tau_s$ . Тогда итоговое скоростное уравнение для количества ионов насыщающегося поглотителя, находящихся в основном состоянии *g* имеет вид:

$$\dot{N}_{s,g} = \dot{N}_{s,g,d} + \dot{N}_{s,g,ab} = \frac{N_s - N_{s,g}}{\tau_s} - \frac{2qN_{s,g}\sigma_{s,g}}{t_{rt}A_s}.$$
(A5)

В итоге было выведено три дифференциальных уравнения: (АЗ - А5). С их помощью возможно полностью смоделировать поведение лазерной системы Nd:YAG/Cr:YAG. Для

решения системы уравнений в дополнение к начальным условиям также необходимо ввести в рассмотрение процесс спонтанного излучения фотона с верхнего лазерного уровня:

$$\dot{q}_{sp} = \frac{2N_u \sigma_g}{A_g t_{rt}}.$$
(A6)

Как уже отмечалось выше, эта компонента мала и практически не играет роли после начала развития генерации, а необходима лишь как условие для её возникновения («затравочное излучение»).

Стоит отметить, что скоростные уравнения в данном виде допускают рассмотрение локального изменения всех параметров системы при замене соответствующих параметров на их локальные значения.

## Приложение Б

### Моды лазерного резонатора

Построение мод реального лазерного резонатора с теоретической точки зрения является практически неосуществимой задачей. Идеальные оптические элементы, рассматриваемые в теории на практике, не реализуемы. Активные элементы зачастую обладают неоднородностями, связанными с процессом роста. Поверхности торцов всех элементов не могут быть идеально плоскими или сферическими. Коэффициенты отражения и пропускания также не обязательно одинаковы по всей поверхности. Так, к примеру, поверхности оптических элементов могут иметь различные примеси или на них может иметься пыль, нагары, либо другие дефекты. Кроме того, оптические элементы не висят в воздухе, а закреплены некоторым образом, что означает присутствие механических осцилляций во времени. Еще в большей степени ситуация осложняется для импульсных режимов работы лазеров, где помимо перечисленного, в процессе развития генерации могут происходить динамические изменения параметров лазерного резонатора, к примеру во времени изменяется оптическая длина резонатора. По этой причине, в теории всегда рассматривается некоторая модель, описывающая не все, но основные процессы. Так можно получить результаты, касательно распределения излучения генерации, которые в достаточной степени согласуются с экспериментом.

Существует достаточно много подходов к вопросу построения мод лазерного резонатора. Так можно рассматривать лазерный резонатор, в котором две волны распространяются навстречу друг другу и интерферируют, как в пространстве оптического резонатора, так и на его зеркалах. Таким образом, в объеме активного элемента образуются пучности, в которых усиление максимально, а также провалы, в которых усиления не происходит. Или, можно заменить оптический резонатор на бесконечную последовательность оптических элементов с параметрами, эквивалентными элементам оптического резонатора. В этом случае, заранее пренебрегается встречной волной распространения, что в общем случае не верно, однако, позволяет получить распределения излучения генерации, достаточно близкие к экспериментальным результатам. В представленной работе как раз используется второй подход, в силу его простоты реализации для импульсного режима работы лазера, в частности для лазера с насыщающимся поглотителем [21,22,28–31].

К алгоритму описания распространения излучения в пространстве, который лежит в основе используемого метода, также возможно несколько подходов. Так, можно разложить изучаемое распределение излучения на набор плоских волн и рассматривать их распространение в отдельности с помощью, к примеру, матричного описания, как сделано в работах Когельника [21,22,28] или в явном виде решать интегральные уравнения распространения, как предложено в работах Ананьева [29–31]. Оба упомянутых метода дают хорошее согласование с экспериментальными данными, и выбор предпочтительного осуществляется из специфики решаемой задачи.

В простейшем случае модами пустого резонатора, как известно, являются моды Эрмита-Гауса, либо Лагера-Гауса, в зависимости от рассматриваемой геометрии задачи. На практике можно встретить их реализацию в следующих работах [32–35]. В экспериментах по продольной накачке активных элементов лазерных резонаторов при несовпадении размеров области накачки и области генерации возможно отклонение от гауссовой моды распределения излучения. Так, в работе [23] наблюдалось распределение в ближнем поле (верхний ряд) и в дальней зоне (нижний ряд) при несовпадении областей накачки и генерации. На рисунке Б1 представлены результаты измерений для различных соотношений этих областей, наблюдение производилось для различных длинах резонатора при фиксированном размере области накачки.



Рисунок Б1 – Распределение излучения генерации в ближней зоне (верхний ряд) и в дальней зоне (нижний ряд) для различных соотношений областей накачки и генерации [23]

Рассмотрение этого эффекта можно встретить в работах [24–27]. Так в работе [24] теоретически строится распределение излучения генерации с помощью итерационного метода Фокса-Ли. В данной работе рассматривалось неоднородное распределите профиля усиления в кристалле. Предполагалось, что оно имеет цилиндрическую симметрию, что позволяло значительно упросить рассмотрение и исследовать зависимость профиля распределения установившегося излучения генерации в зависимости от размера области. Авторами работы делается вывод о том, что существенное отличие структуры основной моды от гауссовой обусловлено особенностью передаточной функции активной среды при неоднородном усилении. Также производится разложение полученной основной моды генерации по модам Лагера-Гауса. Авторами делается вывод об областях наблюдения данного эффекта и фазовом

распределении такого поля. Так, предполагается, что между кольцами в таком распределении происходит изменение фазы излучения генерации на *π*.

Это означает, что при построении распределения излучения мод генерации в условиях неоднородного усиления существенную роль играет распределите фазы излучения. При рассмотрении случая несовпадения размеров области усиления и моды генерации в импульсном режиме также стоит учитывать прочие искажения, вносящие дополнительные фазовые набеги. Основными из них являются тепловые искажения в оптических элементах. Так, при условии накачки среды в импульсном или импульсно-периодическом режимах распределение температуры в кристаллах отличается от наблюдаемого в установившемся режиме. Что приводит к термической линзе, которую нельзя в полной мере заменить эквивалентной сферической линзой. В большей степени этот эффект выражен для нескольких близкорасположенных каналов накачки и областей в промежутках между ними (если имеется одного элемента). Это приводит к необходимости несколько каналов в пределах дополнительного учета распределения температурного профиля в кристаллических элементах лазерного резонатора.

Помимо термической линзы присутствуют и другие эффекты, искажающие фазовое распределение в лазерном резонаторе. Наиболее значимыми из них являются Керровская линза и фазовые искажения, связанные с изменением дипольного момента активных ионов при их возбуждении. Оба эти эффекта вносят ощутимое искажение в фазовое распределение излучения. Их влияние надо рассматривать в каждом случае отдельно. Так, к примеру, Керровская линза может быть как меньше, так и больше термической, в зависимости от рассматриваемого случая, что определяется величиной плотности мощности в области рассмотрения.

Изучение вопроса яркости источника непосредственно связано с качеством лазерного пучка и распределением профиля излучения. Для различных применений лазерных систем, таких как обработка материалов, нелинейное преобразование длины волны или стимуляция химических реакций, основной параметр, который необходимо знать – это профиль распределения интенсивности. Для этого, помимо общей мощности, необходимо знать распределение плотности потока энергии по сечению лазерного пучка. Качество пучка, как говорилось ранее, зависит от многих факторов. В общем случае считается, что лазерный пучок описывается гауссовым профилем.

Методы измерения распределения могут быть различными от использования диафрагм и щелей до применения специальных калибровочных ПЗС-матриц, непосредственно регистрирующих распределение мощности по сечению пучка. Для наиболее простого случая идеальной основной моды резонатора TEM<sub>00</sub> (одномодовый режим) распределение имеет вид

142

гауссовой функции с одним максимумом. В этом случае интенсивность на мишени легко может быть вычислена, зная полную мощность излучения лазера.

Законы распространения излучения с таким распределением хорошо известны и в любой точке относительно перетяжки может быть рассчитан размер пучка и его расходимость. Сложнее обстоят дела в случае реальных пучков, а так же пучков с несколькими поперечными модам. Расходимость этих пучков всегда выше теоретического предела.

Для определения характера распространения многомодовых пучков вводится безразмерный параметр  $M^2$ , который определяет отличие этих пучков от гауссовых (дифракционно ограниченных,  $M^2=1$ ). Поэтому параметр  $M^2$  описывает качество лазерного излучения, его возможность фокусироваться. Например, мода  $TEM_{00}$  для реального лазера может иметь  $M^2$  равный от 1 до 1,2. При фокусировке реального лазерного пучка линзой может оказаться, что радиуса пятна в  $M^2$  раз больше, чем должен быть для  $TEM_{00}$  моды, а интенсивность излучения меньше соответственно в  $M^4$  раз. Для пояснения приводится рисунок Б2.



Рисунок Б2 – Фокусировка линзой одномодового и многомодового излучения.

Из теории резонаторов известно, что гауссова функция представляет одно из лучших поперечных распределений поля возможных лазерных пучков. Данное, "практически правильное" утверждение иногда ошибочно распространяется на более общее заключение о том, что "если экспериментально наблюдается четко выраженное поперечное гауссово распределение пучка, то он является почти идеальным или одномодовым". На рисунке Б3 представлено трехмерное поперечное распределение, соответствующее гауссовому с высокой точностью.

В действительности представленное распределение является примером "негауссового гауссового" пучка, состоящего из некогерентной смеси мод, описываемых распределением

Лагерра-Гаусса, с разными "весовыми" коэффициентами: 44%  $\text{TEM}_{01}$ , 17%  $\text{TEM}_{10}$ , 19%  $\text{TEM}_{11}$ , 11%  $\text{TEM}_{20}$ , 6%  $\text{TEM}_{21}$ . При этом лазерный пучок не содержит моду  $\text{TEM}_{00}$ . При распространении исходного пучка его поперечное распределение остается почти точно гауссовым с расходимостью в  $\text{M}^2$ =3.1 раза большей, чем у одномодового пучка.



Рисунок Б3 – Трехмерное поперечное распределение гауссова пучка.