

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ "САНКТ-
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА
ВЕЛИКОГО"

на правах рукописи

Дворцов Денис Валерьевич
ОДНОЧАСТОТНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ С ДЛИНАМИ ВОЛН 630 – 660
НМ ДЛЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Специальность 01.04.01 — Приборы и методы экспериментальной физики.

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
кандидат технических наук
Парфенов В. А.

Санкт-Петербург — 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ.....	5
ВВЕДЕНИЕ.....	6
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	15
1.1. Введение.....	15
1.2. История развития полупроводниковых лазеров.....	17
1.3. Принцип работы полупроводникового лазера и типы полупроводниковых лазеров.....	25
Лазеры на гетеропереходах.....	28
Лазеры на квантовых ямах.....	29
DFB и DBR-лазеры	31
VCSEL-лазеры.....	32
1.4. Характеристики FP полупроводниковых лазеров	34
Пороговый ток.....	34
Ширина линии излучения	35
Перестройка частоты	38
Одночастотный и многомодовый режимы работы	41
1.5. Применение стабильных по частоте источников когерентного излучения	45
1.6. Стабилизация частоты полупроводниковых лазеров.....	47
Стабилизация с помощью внешнего селективного элемента	48
Стабилизация по атомным и молекулярным переходам	53
Доплеровское уширение.....	54
Свободные от доплеровского уширения резонансы	55
1.7. Источники излучения для интерференционных измерений	59
1.8. Выводы по главе.....	61
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ КРАСНОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА С РЕЗОНАТОРОМ ФАБРИ-ПЕРО.....	63
2.1. Введение.....	63
2.2. Исследование спектральных характеристик одночастотного режима лазерных диодов.....	66
Исследование степени поляризации	66
Оптическая развязка	67

Одночастотный режим работы лазерных диодов.....	72
Зависимость частоты излучения от тока и температуры в одночастотном режиме	76
К вопросу установления одночастотной генерации.....	81
Измерение длины когерентности и ширины линии излучения	84
Измерение уходов среднего значения частоты.....	87
Зависимость мощности излучения от режима работы.....	90
Определение границ существования одночастотного режима	93
2.3. Исследование переходного режима лазерных диодов.....	95
2.4. Результаты	99
ГЛАВА 3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ПО ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ ИОДА	102
3.1. Введение.....	102
3.2.Регистрация линий поглощения иода.....	105
3.3.Разработка блока системы автоподстройки частоты	109
Сигнал ошибки	109
Описание работы блока АПЧ	112
Определение крутизны модуляционной характеристики.....	114
3.4. Стабилизация частоты излучения лазерных диодов по линиям поглощения иода	116
3.7. Результаты	120
ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ, СВЯЗАННЫХ С ИХ ПРИМЕНЕНИЕМ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ	122
4.1. Введение.....	122
4.2. Использование лазерных диодов при решении задач интерферометрии	122
4.3. Измерение нестабильности оси диаграммы направленности лазерных диодов.....	129
4.4. Оценка влияния нестабильности положения оси диаграммы направленности на результаты интерференционных измерений	136
4.5. Влияние обратных отражений на лазерный диод, работающий в одночастотном режиме. Переключение частоты.....	140
4.6. Измерение амплитудных шумов	147
Теоретическая оценка шумов фотоприемника	148
Экспериментальная оценка амплитудных шумов.....	150

4.7. Обоснование возможности укорочения кюветы	153
4.8. Результаты	155
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	158
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	160
Приложение 1	179
Приложение 2	180
Приложение 3	181

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

FP лазерный диод, Fabry-Perot laser diode — лазерный диод с Фабри-Перо резонатором

ИК — инфракрасный диапазон спектра

DFB (distributed feedback) лазеры — лазеры с распределенной обратной связью

DBR (distributed Bragg reflector) лазеры — лазеры с брэгговским отражателем

MQW, multiple quantum well — множественные квантовые ямы

КПД — коэффициент полезного действия

ЖФЭ — жидкофазная эпитаксия

ДГС — двойная гетероструктура

МПЭ — молекулярно-пучковая эпитаксия

ГФЭ — газофазная эпитаксия

VCSEL (vertical-cavity surface-emitting laser) — поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором

WDM (wavelength-division multiplexing) — мультиплексирование с разделением по длине волны, спектральное уплотнение каналов

DWDM (dense wavelength-division multiplexing) — плотное мультиплексирование с разделением по длине волны

АПЧ — автоматическая подстройка частоты

БПФ — быстрое преобразование Фурье

ВВЕДЕНИЕ

Диссертация посвящена одночастотному режиму работы лазерных диодов красного диапазона спектра с длинами волн 630 – 660 нм. Это видимая область спектра, удобная для применений. Они выпускаются промышленно и используются в различных прикладных задачах. Выходные характеристики таких лазеров в последние годы заметно улучшались: росла выходная мощность, снижался порог генерации, появилась устойчивая генерация нулевой (основной) моды, расширялась номенклатура изделий.

Помимо удобного для работы диапазона длин волн эти лазеры отличаются малые габариты, низкая стоимость, маленькое энергопотребление, большая наработка на отказ.

Оптическая схема таких лазеров предельно проста. Усиливающий кристалл с р-п переходом находится между двумя плоскими параллельными зеркалами, совпадающими с гранями полупроводникового кристалла. Одна из них непосредственно выступает в виде выходного зеркала. С учетом показателя преломления полупроводникового материала $\sim 3,5$ пропускание такого зеркала составляет 70 %. Второе зеркало — диэлектрическое с отражением ~ 100 % наносится на противоположную первой грань кристалла. Особенности этой схемы нашли отражение в полном названии лазера — лазерный диод с резонатором Фабри-Перо (FP лазерный диод, Fabry-Perot laser diode).

По такой схеме был построен первый полупроводниковый лазер. В дальнейшем он совершенствовался, но изменения касались в основном структуры самого усилительного элемента и технологии его производства. Оптическая схема изменялась опосредованно структуре. Можно говорить о появлении в схеме современных лазерных диодов оптического волновода между зеркалами резонатора.

Использование полупроводниковых лазеров как генератора оптического пучка с малой угловой расходимостью, хотя и является основным их

применением и широко востребовано на практике, не охватывает важных свойств лазерного излучения, таких как когерентность и стабильность частоты лазерного излучения. Более того, сторона работы лазерных диодов, связанная со спектральными характеристиками, практически не находит отражения в Технических характеристиках.

Существенный рост когерентности генерируемого лазерами оптического излучения связан с переводом их в одночастотный режим работы. Одночастотные полупроводниковые лазеры тоже существуют, выпускаются промышленно и востребованы на практике.

Они необходимы для оптической связи, спектроскопических приложений, интерференционных измерений, голографии, решения измерительных задач, например, дальнометрии. В указанных примерах обычно используются такие лазеры, как DFB, DBR, с внешним резонатором, в которых используются специальные селективные элементы, например, дискретные или распределенные дифракционные решетки. Полупроводниковые p-n переходы играют в них по сути роль усилительной активной среды. В целом эти лазеры достаточно дорогие и сложные устройства, которые разрабатываются и используются для решения конкретных задач.

Как показали результаты исследований, выполненных с FP лазерными диодами ИК диапазона, такие лазеры могут генерировать одночастотное излучение. Режим одночастотной генерации имеет в этом случае свои особенности. Судя по результатам, он уверенно наблюдается и воспроизводится. Разным аспектам работы лазерного диода в одночастотном режиме посвящено много научных работ. Имеются обзорные статьи, отражающие достигнутые в них результаты [1, 2, 3, 4]. Лазеры, с которыми производят исследования, обычно выпускаются промышленно. Это обеспечивает повторяемость результатов. Наличие конструктивной законченности, необходимой для проведения, прежде всего, спектральных исследований, позволяют устанавливать их в различные схемы.

К основным недостаткам лазерных диодов обычно относят широкую линию излучения, вызванную влиянием спонтанного излучения. Ее величина по разным оценкам может составлять от нескольких десятков до сотни мегагерц. Кроме того, отмечается отсутствие у лазерных диодов фиксированного значения частоты генерации. Оно определяется рабочим током накачки и температурой.

В действительности эти недостатки не столь существенны.

Если говорить о ширине линии в 100 МГц, то ей соответствует длина когерентности ~ 3 метров, что вполне может устроить большинство прикладных задач.

В видимом диапазоне длин волн, а «красные» лазерные диоды как раз работают в этой области, существует достаточно плотный спектр линий поглощения иода. Так что практически для любой частоты излучения лазера можно подобрать линию поглощения, которая, являясь репером частоты, могла бы удовлетворить требованиям задачи стабилизации частоты. При ее осуществлении вопрос неопределенности значения частоты мог бы быть снят.

Кроме того, можно ограничиться стабилизацией частоты по доплеровски уширенной линии поглощения. Такое решение не приведет к существенному усложнению схемы лазера и увеличению его размеров.

Таким образом, отмеченные ограничения не могут существенно повлиять на возможность использования лазерного диода красного диапазона спектра в качестве основы для построения когерентного источника излучения в тех случаях, когда не требуется излучение с прецизионными характеристиками. С другой стороны, сохранение при этом указанных выше достоинств FP лазерных диодов дает возможность иметь малогабаритный, эффективный и дешевый источник излучения для широкого круга применений. Следует добавить, что появление любого нового, доступного пользователям технического средства обычно способствует расширению поля его применений, и лазерный источник излучения не будет здесь исключением.

В частности, он был бы востребован при решении задач в области интерферометрии, где всегда существовала необходимость в небольших и недорогих источниках излучения.

С учетом сказанного тему диссертационной работы можно считать актуальной.

Поэтому целью диссертационной работы было выбрано исследование одночастотного режима работы FP лазерных диодов красного диапазона спектра для использования их в интерференционных измерениях.

Для достижения поставленной цели имеющейся в известной технической литературе информации об их работе недостаточно.

Прежде всего, требовалось уточнить, есть ли в данных лазерах, построенных на основе структуры AlGaInP, одночастотный режим и, если есть, то в какой форме он проявляется.

Далее, было необходимо провести исследования спектральных характеристик имеющихся лазеров, решить вопросы перестройки частоты излучения, регистрации линий поглощения, реализовать режим стабилизации частоты.

Кроме того, работа над созданием макета такого источника требовала расширения имеющихся и формирования новых представлений о работе лазерных диодов в одночастотном режиме. В последние годы они, в отличие от использовавшихся ранее, выпускаются по технологии MQW, и можно ожидать от лазерных диодов в целом более стабильной работы в этом режиме и улучшения выходных характеристик.

Одночастотный режим работы FP лазерного диода представляет собой самоустанавливающийся режим работы лазера без явного селектирующего частоту элемента. В данном случае он возникает в лазере с однородноуширенной активной средой, но в линейном резонаторе. Для его использования требуется убедиться, что он наблюдается у серийно выпускаемых лазерных диодов каждого нового диапазона спектра (на основе другой полупроводниковой структуры), генерирующих излучение основной моды. Вопрос об устойчивости наблюдаемого

одночастотного режима также возникает для всех лазеров, в том числе и в отношении лазеров красного диапазона спектра. В этом смысле, возможность работы в режиме стабилизации частоты не только позволяет расширить возможности лазеров, но и является дополнительной проверкой стабильности одночастотного режима работы лазера.

Нужно подчеркнуть, что вся информация, необходимая для достижения цели диссертации, включая данные о стабильной работе лазеров в одночастотном режиме, о спектральных характеристиках и модельные представления о работе лазера, может быть получена, прежде всего, в рамках эксперимента.

Для проведения подобных исследований необходимы промышленные образцы, обладающие определенным уровнем завершенности, выполненных в стандартных корпусах и с воспроизводимыми характеристиками.

Таким образом, для достижения поставленной цели, необходимо было решить следующие задачи:

1. Исследовать возможность работы промышленно выпускаемых лазерных диодов красного диапазона спектра в одночастотном режиме.
2. Провести экспериментальные исследования для выяснения основных характеристик одночастотного режима работы лазерных диодов.
3. Осуществить стабилизацию частоты излучения лазерных диодов по линиям поглощения иода $^{127}\text{I}_2$.
4. Исследовать характеристики FP лазерных диодов, важные для практического применения в интерференционных измерениях.

Научная новизна

1. На основании результатов экспериментального исследования показано, что современные FP лазерные диоды с длинами волн 630 – 660 нм, мощностью 5 – 10 мВт, изготовленные с использованием технологий MQW, создающие одномодовое излучение (режим основной моды), могут работать в одночастотном режиме; получены представления об особенностях реализации такого режима и

подтверждено, что причины его установления обусловлены оптической схемой и свойствами полупроводниковой структуры.

2. Исследован переходный (многомодовый) режим работы лазерных диодов, возникающий между областями одночастотной генерации, и установлены формы его реализации.

3. Показана возможность стабилизации частоты по доплеровски уширенным линиям поглощения иода $^{127}\text{I}_2$ и устойчивой работы в этом режиме серийно выпускаемых лазерных диодов красного диапазона спектра.

4. Впервые экспериментально показано, что излучение, обратно отраженное в лазер под малым углом к выходному пучку, способно обеспечить устойчивую одночастотную генерацию одной из ближайших к основной продольной моды.

5. Впервые показано, что положение оси диаграммы направленности излучения FP лазерных диодов может меняться при изменении рабочего тока и температуры.

Практическая значимость

1. Показана возможность создания источника с повышенной когерентностью излучения на основе FP лазерного диода с сохранением основных достоинств, присущих этому типу приборов, путем стабилизации частоты генерацией по линиям поглощения $^{127}\text{I}_2$ для интерференционных измерений.

2. Предложены схемы и методики измерений, с использованием которых получены данные о спектральных характеристиках лазерных диодов с длинами волн 630 – 660 нм. Данные методики могут использоваться при исследовании лазерных диодов других диапазонов спектра.

3. Предложена методика перестройки частоты одночастотных FP лазерных диодов, включающая непрерывное периодическое изменение частоты генерации путем модуляции рабочего тока и одновременно выполняемую дискретную перестройку частоты излучения посредством изменения температуры лазера, которая позволяет получить непрерывную пропись линий поглощения иода путем регистрации и совмещения отдельных фрагментов спектра.

4. Получена формула для оценки сдвига нуля дискриминационной характеристики, возникающего в системе стабилизации частоты с введением пробного сигнала при модуляции частоты током.
5. Получены данные о стабильности углового положения диаграммы направленности излучения FP лазерных диодов и влиянии обратного отражения на работу таких лазеров в одночастотном режиме.
6. Проведено макетирование интерференционных измерений с использованием FP лазерных диодов в качестве источников излучения.

Положения, выносимые на защиту

1. Одночастотный режим серийно выпускаемых лазерных диодов с длинами волн 630 – 660 нм и номинальной мощностью излучения 5 – 10 мВт обладает устойчивостью и воспроизводимостью от включения к включению лазеров и реализуется в виде совокупности областей непрерывного изменения тока и температуры, отличающихся генерируемой продольной модой; области одночастотного режима разделены узкими интервалами непрерывного изменения тех же параметров, в которых реализуется переходный режим с многомодовой генерацией; в одночастотном режиме уровень мощности ближайших к генерируемой моде продольных мод не превышает 2 – 3 % от уровня основной моды.
2. Перестройка частоты одночастотных FP лазерных диодов, включающая непрерывное периодическое изменение частоты генерации путем модуляции рабочего тока и одновременно выполняемую дискретную перестройку частоты излучения посредством изменения температуры лазера, так что два последовательных значения температуры лежат в диапазоне сканирования частоты током, позволяет получить непрерывную пропись доплеровских линий поглощения иода.
3. Одночастотный режим работы FP лазерных диодов с длинами волн 630 – 660 нм позволяет осуществить стабилизацию частоты генерации этих лазеров по

доплеровски уширенным линиям поглощения иода $^{127}\text{I}_2$ и устойчиво работать в этих условиях.

4. В системе стабилизации частоты излучения FP лазерного диода с введением пробного сигнала токовой модуляции частоты в результате изменение мощности излучения лазера с частотой пробного сигнала возникает сдвиг положения "нуля" дискриминационной характеристики.

5. Отраженное зеркалом обратно в сторону лазера выходное излучение мощностью $10^{-4} - 10^{-1}$ от исходной, направленное под малым углом к выходному пучку, способно переключить частоту генерации FP лазерного диода на его ближайшую продольную моду и обеспечить устойчивую одночастотную генерацию.

Личный вклад автора

Автор непосредственно участвовал в разработке и создании экспериментальных установок, проведении экспериментальных и теоретических исследований, обработке и анализе полученных данных. Материалы для публикаций подготавливались совместно с научным руководителем.

Апробация результатов

Достоверность полученных в работе результатов обеспечивалась внимательным отношением к построению измерительных схем, большим количеством экспериментов и обработкой их результатов. Полученные экспериментальные результаты не противоречат друг другу.

Основные положения работы докладывались на следующих конференциях: ХLI, ХLIИ и ХLIИИ научно-практических конференциях с международным участием «Неделя науки СПбГПУ» (Санкт-Петербург, 2012, 2013, 2014, 2015, 2016 гг.), конференциях "ЛАЗЕРЫ, ИЗМЕРЕНИЕ, ИНФОРМАЦИЯ" (Санкт-Петербург, 2012, 2013, 2014, 2015 гг.), конференции Физика.СПб (Санкт-Петербург, 2014 гг.), конференциях "Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии, геологии и транспорте" (Новороссийск, 2015, 2016 гг.).

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 26 печатных работах. Из них: 8 работ изданы в журналах, рекомендованных ВАК для публикации основных результатов диссертационного исследования, 2 из которых также опубликованы в англоязычных версиях журналов, индексируемых в базе Scopus, и 18 — в сборниках трудов конференций и тезисов докладов.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Введение

Первый полупроводниковый лазер появился в 1962 году. Это был инжекционный лазер на р-п переходе.

Такой лазер имеет предельно простую оптическую схему — полупроводниковый кристалл с усиливающим р-п переходом находится между двумя плоскими зеркалами, которые сформированы на его гранях. Плоскость р-п перехода перпендикулярна зеркалам резонатора.

В настоящее время за таким лазером закрепилось название FP лазерный диод (лазерный диод с резонатором Фабри-Перо), отличающее его от лазеров других типов, имеющих в своем составе усиливающий р-п переход. Часто используется сокращенный термин — лазерный диод.

Первые лазерные диоды излучали в инфракрасной области спектра в районе 850 нм. С 90-ых годов стали выпускаться лазерные диоды красного диапазона спектра, относящиеся к видимому диапазону длин волн. В настоящее время к ним добавились лазеры синего и ближнего УФ диапазонов.

Довольно долго на пути развития полупроводниковых лазеров стояла проблема снижения порога генерации. Решением данного вопроса стало появление двойного гетероперехода, кардинальным образом изменившее возможности полупроводниковых лазеров.

Снижение порогового тока и, как следствие, появление возможности непрерывной генерации лазерных диодов при комнатных температурах, стимулировало промышленный выпуск и широкое применение FP лазерных диодов. Новые задачи способствовали разработке новых специальных типов лазеров. Одновременно с этим улучшались качества излучения FP лазеров. Обычно оно связывается с генерацией нулевой или основной моды (один максимум распределения поля в плоскости, перпендикулярной оси выходного

пучка лазера). В тоже время качество нулевой моды долгое время оставалось недостаточно хорошим, и только после появления в области р-п перехода оптического волновода ситуация стала меняться.

Кроме того, выяснилось, что при наличии одномодового режима FP лазерный диод может работать в одночастотном режиме (single longitudinal mode — режим одной продольной моды).

Результаты исследований различных сторон работы лазерного диода нашли отражение в публикациях, вышедших в 80-х годах прошлого века, а также вошли в хорошо известные обзорные статьи конца 80-х – начала 90-х годов, посвященные этим вопросам [1 – 4]. В этих же статьях большое место было отведено вопросам их применения. Нельзя не отметить и тот факт, что усиливающий р-п-переход стали использовать в других лазерах, например, с внешней дифракционной решеткой, с внешним брэгговским зеркалом, DFB лазерах, либо как усилитель излучения в волоконно-оптических линиях связи.

Поскольку для практических применений важно наличие одномодового излучения, то характеристики выпускаемых лазеров продолжали совершенствоваться в этом направлении. Соответственно, в технических информациях к серийно выпускаемым лазерам стала появилась информация об основной моде.

Дальнейший прогресс в технике полупроводниковых лазеров связан с появлением и развитием идеи создания квантовых ям (MQW, multiple quantum wells) в области р-п перехода. Реализация и внедрение в промышленность технологий для создания MQW структур привели к дополнительному снижению порога генерации FP-лазерных диодов, и способствовали улучшению качества излучаемой нулевой моды.

Таким образом, к началу работы по теме диссертации (2011 – 2012 годы, учеба в магистратуре) появились серийно выпускаемые FP лазерные диоды, дешевые, надежные в работе, генерирующие излучение одной поперечной моды. Для их изготовления использовалась технология MQW. Важно и то, что такие лазеры работали в видимой области спектра — красном диапазоне длин волн. Все

это позволило вернуться к вопросу об одночастотном режиме работы лазерных диодах и о спектре их излучения, с перспективой построить на их основе источник высоко когерентного излучения для практического применения в широком круге задач.

Одночастотный режим генерации для всех типов лазеров более сложен в достижении, чем режим генерации нулевой моды. При этом, он меньше используется на практике.

В описаниях к современным лазерным диодам информация об одночастотном режиме до сих пор отсутствует. Исключение составляют FP лазерные диоды фирмы Hitachi. В описаниях, сначала к некоторым из них, а теперь почти ко всем лазерам появилась строка о генерации одной продольной моды и график зависимости длины волны от температуры. Момент ее появления отследить трудно. По-видимому, оно должно относиться к ~ 2010 году. Нам впервые об этом стало известно из каталогов фирмы Thorlab в 2011. Никаких других сведений, в том числе, как реализуется этот режим, не сообщается.

Таким образом, сформулированные во Введении вопросы, требующие рассмотрения в обзоре, распространяются на значительный временной период от создания первых гомолазеров до появления лазеров на основе квантоворазмерных структур и включают в себя различные типы полупроводниковых лазеров, предназначенных для создания одночастотного излучения. Поэтому необходимо более подробно рассмотреть историю развития таких лазеров.

1.2. История развития полупроводниковых лазеров

Первые лазерные диоды появились более полувека назад — в 1962 г. Однако, еще в 1959 г. была высказана идея создания на основе полупроводника усилителя электромагнитного излучения с использованием импульсов электрического поля [5].

В 1961 году советскими учеными [6] был предложен метод инжекции носителей заряда через p-n переход для получения состояния с инверсной населенностью. Идеи, высказанные в их работе, легли в основу многих

последующих работ. Вскоре было получено сообщение о получении когерентного излучения в полупроводнике [7]. Это было осуществлено Холлом, которого можно считать создателем первого полупроводникового лазера.

Вскоре после этого, многие исследователи стали публиковать работы о получении лазерной генерации в области ближнего ИК и красного участка видимого диапазона спектра с использованием различных полупроводниковых материалов [8 – 12].

Первые полупроводниковые лазеры не могли конкурировать с другими типами лазеров, например, с лазерами на красителях, так как работали только при температуре жидкого азота, имели нестабильную поперечную моду, и зависимость их выходной мощности от тока не всегда была линейна, а спектр излучения был широк и содержал большое количество мод [1]. Несмотря на то, что уже в то время полупроводниковые лазеры показывали хороший КПД (порядка 30 – 40 %), лазерные диоды имели малую мощность излучения, работали преимущественно в импульсном режиме и были сравнительно дороги.

Лазерные диоды представляли собой одинарный p-n-переход, полученный соединением двух полупроводников одного типа, но разной проводимости, отсюда название — лазерный диод или гомолазер. До 1968 года были известны лишь полупроводниковые лазеры этого типа. P-n-переходы получались путем диффузии примеси в заранее выращенный кристалл (диффузные гомоструктуры) [13]. В 1964 г. стала широко применяться технология жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ). При ЖФЭ на поверхность полупроводника с одним типом проводимости наращивался слой того же полупроводника с другим типом проводимости. По сравнению с диффузным методом ЖФЭ позволяла контролировать профиль легирования с большей точностью. Структуры, полученные с помощью технологии ЖФЭ, позволили снизить минимальную пороговую плотность тока до 20 кА/см^2 , что улучшило пороговые характеристики гомолазеров [14].

Большинство первых полупроводниковых лазеров было инжекционными — инверсия населенностей в них достигалась путем инъекции неосновных носителей заряда через p-n-переход при пропускании через него тока. Кроме того,

в 1964 г. была показана возможность накачки полупроводниковых лазеров пучком быстрых электронов [15]. При такой накачке в полупроводнике удалось образовать неравновесные носители тока за счет многоступенчатой ионизации, и получить генерацию в широкозонных полупроводниковых материалах с длиной волны порядка 0,6 мкм, в области, не доступной для инжекционных лазеров.

Наряду с этими способами накачки использовались и другие ее виды, например, оптическая накачка [16], накачка электрическим пробоем [17].

Лазеры на гомоструктуре изготавливались из полупроводниковых материалов типа $A_{III}B_V$ [18, 19] и $A_{IV}B_{VI}$ [20, 21] и покрывали диапазоны длин волн в районе 640 нм, ближний и средний ИК.

В 1963 г. высказывалось предположение [6] о возможности создания перехода на основе двух разнородных полупроводников и о его возможных преимуществах. Это можно рассматривать как начало нового этапа развития полупроводниковых лазеров, связанных с использованием гетероструктур. А вскоре после этого независимо друг от друга почти одновременно советскими и американскими учеными была предложена концепция лазеров на гетероструктуре [22, 23], и в конце 60-ых гг. были получены первые гетеропереходы высокого качества для использования в создании полупроводниковых лазеров [24 – 26].

Уже в 1970 группа под руководством Жореса Алферава создала первый лазер на основе AlGaAs-GaAs-двойной гетероструктуры [27], который обладал меньшим по сравнению с гомолазерами пороговым током и генерировал излучение в непрерывном режиме при комнатной температуре. Следом за этим о создании лазера с похожей структурой сообщили сотрудники лаборатории Bell [28].

Введение двойных гетероструктур привело к еще одному качественному скачку в характеристиках и возможностях лазерных диодов. Наиболее важные преимущества, которыми обладали полупроводниковые гетероструктуры по сравнению с гомоструктурами, считались [29]: суперинжекция носителей, электронное ограничение, оптическое ограничение.

Название "двойная гетероструктуры" связано с тем фактом, что активный слой AlGaAs находится между двумя внешними слоями AlGaAs, при этом концентрация Al во внешних слоях больше, чем в активном слое. Поскольку ширина запрещенной зоны увеличивается с ростом доли атомов Al [30], неосновные носители, которые вводятся в активную область, попадают в потенциальную яму, образованную в области гетероперехода, что препятствует их выходу из активной области. Кроме того, поскольку показатель преломления имеет обратную зависимость от концентрации Al [31], это позволило создавать градиенты показателя преломления. Градиент показателя преломления позволяет оказывать влияние на формирование модового состава. Кроме того, управляя профилем показателя преломления и профилем показателя усиления, обеспечивается оптическое ограничение фотонов, то есть гетеропереход выступает в качестве оптического волновода для испускаемых фотонов, не давая выходить излучению лазера в пассивные области. В работе [32] было продемонстрировано, что в лазерах на гетероструктуре на основе AlGaAs/GaAs действительно можно получить сильное оптическое ограничение.

Таким образом, в отличие от гомолазеров, где объем активной области не контролировался и носители могли свободно перемещаться вглубь проводникового материала, гетеролазеры имеют потенциальные ямы, которые удерживают носители и фотоны в заданном активном объеме, тем самым обеспечивается электронное и оптическое ограничение.

Разработки лазеров на двойной гетероструктуре не останавливались, и вскоре стала появляться информация о создании лазеров в ИК диапазоне, способных давать достаточно стабильный режим работы на одной продольной моде [33, 34].

Были попытки создать лазеры на основе гомогенных переходов, работающих не хуже ДГС лазеров, например, лазер, описанный в работе [35], был способен работать непрерывно при комнатной температуре с пороговым током ниже 100мА и имел почти одну продольную моду в широком диапазоне тока.

Однако, именно двойная гетероструктура стала основой для всех последующих разработок в результате чего, в последствие, в 2000 г. Алферову и Кремеру за вклад в область информационных и телекоммуникационных технологий присудили Нобелевскую премию.

В 1971 г. были высказаны идеи создания лазеров с распределенной обратной связью [36], которые в дальнейшем легли в работы по исследованию лазеров с распределенной обратной связью (DFB-лазеры) и распределенными брегговскими решетками (DBR-лазеры) [37 – 42]. На то время данные полупроводниковые лазеры могли работать только на уровне мощности ~ несколько мВт. В работе [43] была показана возможность таких лазеров генерировать излучение в одномодовом режиме.

Следующий этап улучшения характеристик полупроводниковых лазеров связан с развитием кванторазмерных структур. Начало его связано с изобретением Чарльзом Генри [44] в 1972 г. лазера на квантовых ямах, требующего значительно меньшего тока для достижения порога генерации по сравнению с полупроводниковыми лазерами на гомоструктуре. До определенного времени такие лазеры уступали по характеристикам лазерам на двойной гетероструктуре [45]. Первый лазер на квантовых ямах, имеющий характеристики, сравнимые с лазерами на двойной гетероструктуре, был разработан в 1978 г. [46].

Из-за недостаточной точности технологий изготовления полупроводниковых структур того времени интереса к данному типу лазеров не было до 80-ых гг., когда сформировались перспективные технологии эпитаксиального выращивания гетероструктур — молекулярно-пучковая (МПЭ) и газофазная (ГФЭ) эпитаксии [47]. Эти методы позволили изготавливать высококачественные двойные гетероструктуры с ультратонкими слоями. Именно с этого момента начинается бурное развитие технологий кванторазмерных структур.

В 1982г. было продемонстрировано преимущества лазеров на квантовых ямах над другими [48]. С помощью технологии МПЭ удалось создать

квантоворазмерный лазер со структурой ДГС с отдельным ограничением и с плавным изменением показателя преломления области волновода, обладающий пороговой плотностью тока порядка 160 А/см^2 .

Лазер на квантовых ямах имеет сверхтонкий (порядка несколько сотен ангстрем) активный слой, в котором из-за малых размеров появляются эффекты размерного квантования, вследствие расщепления электронных уровней.

Структуры с квантовыми ямами имеют ограничение для носителей только по одной координате. С последующим развитием гетероструктур с квантовыми ямами стали появляться структуры с меньшей размерностью — квантовые нити и квантовые точки, где носители заряда ограничены в двух и в трех направлениях соответственно. Впервые уровни квантования в сверхтонких структурах обнаружили в 1974 г. [49].

Исследования [50, 51] показали, что лазеры на квантовых нитях обладают меньшей зависимостью плотности порогового тока от температуры, а лазеры на квантовых точках и вообще имеют полную температурную стабильность.

Было показано [52], что лазеры на квантовых точках могут работать в одномодовом режиме на одной продольной моде при различных температурах. Для лазеров, созданных с помощью технологии ГФЭ, была получена пороговая плотность тока на уровне 50 А/см^2 . Кроме того, такие лазеры обладали сверхвысокой температурной стабильностью.

В 1994 г. в лаборатории BellLabs [53] создают первый квантово-каскадный полупроводниковый лазер, излучающий свет на нескольких длинах волн, которые разнесены друг от друга. Создание слоев в таком лазере ведется с помощью технологии молекулярно-лучевой эпитаксии, которая позволила простым изменением толщины слоя менять длину излучения лазера. Вскоре [54] были созданы квантово-каскадные лазеры, которые могут работать при температуре 300 К в диапазоне длин волн $5 - 8.4 \text{ мкм}$ и использоваться в спектроскопии высокого разрешения.

Спустя полвека после своего открытия лазерные диоды, пройдя длинный путь развития, стали одним из наиболее широко используемых типов лазеров.

Как и другие лазеры, полупроводниковые начинали как маломощные лабораторные образцы с малой надежностью. Но необходимость в миниатюрных источниках в различных сферах деятельности вывела лазерные диоды на более высокий технический уровень.

По прошествии нескольких десятилетий время работы лазерных диодов на отказ увеличилось до десятков тысяч часов в современных образцах. Удалось снизить пороговую плотность тока полупроводниковых лазеров при комнатной температуре в $10^4 - 10^5$ раз благодаря переходу к гетеропереходам, а затем и к квантоворазмерным структурам. Рис. 1.2.1 показывает снижение плотности тока полупроводниковых лазеров до середины 90-х годов, в настоящее время лазеры на квантовых точках имеют пороговые плотности тока порядка 15 А/см^2 .

Активно велись работы, направленные на разработку мощных лазерных диодов. Расширился и продолжает расширяться набор полупроводниковых материалов, которые в совокупности позволяют покрывать широкий спектральный диапазон длин волн. До восьмидесятых годов в основном изготавливались полупроводниковые лазеры для ИК и ближнего ИК диапазона. Позднее стали появляться лазерные диоды видимого диапазона вблизи 680 нм [55, 56], 670 нм [57 – 61] и 660 нм [62, 63]. Однако на то время они обладали плохими спектральными характеристиками, большой шириной линии излучения и генерировали излучения преимущественно в многомодовом режиме. Так же зависимость их выходной мощности от температуры и тока накачки имела очень большую крутизну, что могло привести к легкой поломке лазера вызванной большой мощностью света [3].

В 1995 впервые объявили о создании лазера на нитриде галлия (GaN) [64], который излучает яркий сине-фиолетовый свет в импульсном режиме. Сообщалось также о разработках полупроводниковых лазеров, излучающих в диапазоне от УФ до синей области спектра [65 – 67]. Серийное производство лазеров синего диапазона началось с 1999 г.

Заметно улучшились спектральные характеристики существующих полупроводниковых лазеров. На сегодняшний день можно утверждать, что

большинство выпускаемых лазерных диодов работает в одномодовом режиме с хорошей нулевой модой. Стали появляться одночастотные лазерные диоды.

К 1985 г. были широко доступны коммерческие одномодовые AlGaAs диодные лазеры [2], которые генерировали при комнатной температуре излучение длиной волны от 770 до 900 нм с выходной мощности порядка 10 мВт.

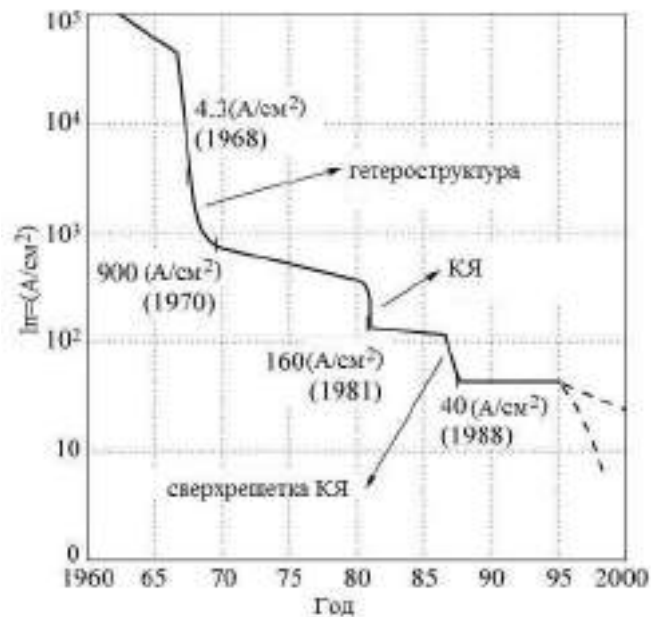


Рис. 1.2.1 – График плотности рабочего тока полупроводниковых лазеров по мере развития их технологии [29]

Наряду с ними появлялись и более мощные одномодовые лазерные диоды [68, 69], работающие в непрерывном режиме с мощностью излучения 60 – 80 мВт, соответственно. В восьмидесятых годах авторы работы [70] разработали непрерывный диодный лазер с невероятной по тем временам выходной мощностью 2,6 Вт с использованием фазированного массива лазерных диодов.

В настоящее же время имеется широкий выбор коммерчески доступных лазерных диодов. Выпускаются лазеры в диапазоне длин волн от 705 нм до 2000 нм с мощностью до 3 Вт (среди них лазеры с резонатором Фабри-Перо, с DBR- и DFB-лазеры), диоды для диапазона 404 – 690 нм с мощностью в пределах 2,5 – 1400 мВт и на длину волны вблизи 375 нм с мощностью порядка 70 мВт [71]. Большинство из них одномодовые.

Таким образом, лазерные диоды прочно вошли в современную технику и благодаря своим характеристикам стали привлекательными для многих практических применений. Рассмотрим подробнее принцип работы полупроводниковых лазеров.

1.3. Принцип работы полупроводникового лазера и типы полупроводниковых лазеров

Отличительной особенностью полупроводниковых лазеров является тот факт, что энергетический спектр полупроводникового кристалла состоит из полос разрешенных состояний для электронов — валентной зоны и зоны проводимости [72], на переходах между состояниями которых осуществляется инверсия населенности. Схема энергетических уровней и переходы между ними, на которых основан принцип работы полупроводниковых лазеров, приведена на рис. 1.3.1.

Энергетическая диаграмма полупроводников представляет собой зонную структуру. Валентная зона, отделенная от зоны проводимости запрещенной зоной, при $T = 0$ К полностью заполнена, тогда как в зоне проводимости электронов нет. В этом случае полупроводник является изолятором. При температуре отличной от нуля некоторые электроны за счет теплового движения начинают переходить из валентной зоны в зону проводимости. В результате этого в валентной зоне образуются дырки.

В легированных полупроводниках часть атомов замещена атомами примесей, в результате чего появляются дополнительные энергетические уровни в запрещенной зоне кроме валентной зоны и зоны проводимости. Примесные уровни делятся на донорные и акцепторные. Донорные уровни располагаются вблизи зоны проводимости и способны отдавать свои электроны зоне проводимости. Акцепторные уровни расположены вблизи валентной зоны, из которой они могут захватывать электроны, образуя дырки. В зависимости от носителя заряда полупроводники делятся на полупроводники n-типа (в качестве носителей выступают электроны) и p-типа (носители заряда — дырки).

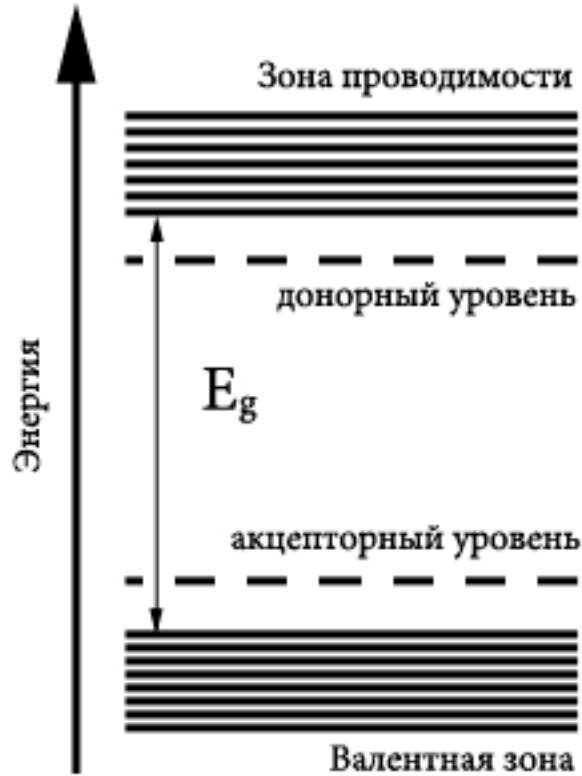


Рис. 1.3.1 – Схема энергетических уровней в полупроводнике: E_g — ширина запрещенной зоны

Инверсия населенности можно осуществить различными способами, например, за счет возбуждения в объеме полупроводника пучком другого лазера (оптическая накачка) или внешним электронным пучком. Чаще всего используется накачка электрическим током, протекающим в прямом направлении p-n-перехода [6].

Под воздействием накачки электроны начинают переходить из валентной зоны в зону проводимости. В зоне проводимости за время порядка $\sim 10^{-13}$ с электроны релаксируют на нижний уровень этой зоны, а электроны вблизи максимума валентной зоны, в свою очередь, занимают нижние уровни валентной зоны, образуя на верхних уровнях дырки. Таким образом, возникает инверсия населенности. В результате рекомбинации электронов с дырками, испускаются фотоны с энергией, соответствующей ширине запрещенной зоны. Данный процесс также стимулируется входящими извне фотонами подходящей энергией.

Если этот полупроводник поместить в соответствующий резонатор, обеспечивая необходимое пороговое усиления, то возникает лазерная генерация.

Структура обычного гомолазера на GaAs показана на рис. 1.3.2. Накачка осуществляется в области р-n-перехода, который формируется из полупроводников из одного и того же материала.

Для создания р-n-перехода, на подложке n-типа выращивают с помощью технологии эпитаксиального роста слой р-типа. Делая две противоположные грани плоскопараллельными, обеспечивают положительную обратную связь, тем самым формируя оптический резонатор. В лазерных диодах на гомопереходе оптическое ограничение не осуществляется в направлении, перпендикулярном к оптической оси, поэтому электромагнитные волны в любом направлении непараллельном оптической оси резонатора будут проходить через стороны резонатора. Для предотвращения генерации в нежелательных направлениях, две оставшиеся грани делают скошенными. Отражающие покрытия на поверхности резонатора не наносят, т.к. полупроводник имеет достаточный показатель преломления для отражения излучения от его торцов.

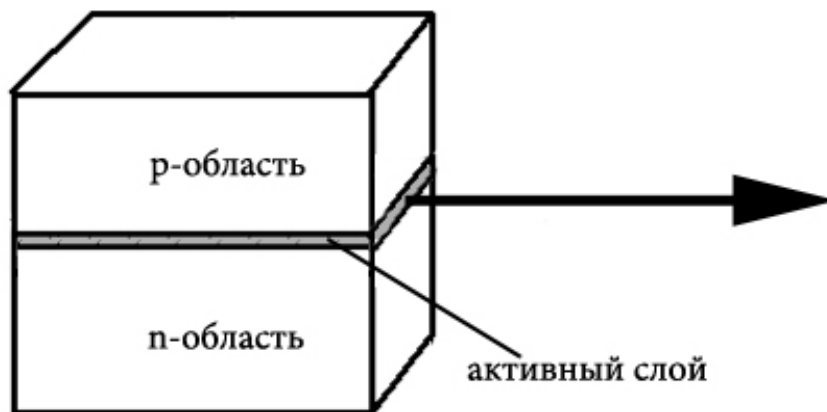


Рис. 1.3.2 – Структура GaAs гомолазера

Толщина активного слоя составляет величину порядка микрона. Поперечные размеры лазерного пучка составляют около 40 мкм, что значительно

больше толщины активного слоя. Вследствие этого пучок проникает в р- и n-области на достаточно большую глубину и, таким образом, испытывает сильное поглощение. Это приводит к тому, что лазеры на гомоструктурах при комнатной температуре имеют очень большую пороговую плотность тока (порядка 10^5 А/см²), которая не позволяет получить непрерывный режим работы при такой температуре.

Лазеры на гетеропереходах

Полупроводниковая гетероструктура AlGaAs представлена на рис. 1.3.3 [27]. Вынужденное излучение в ней возникает только в среднем GaAs слое, являющимся активным и который размещается между р- и n-легированными слоями AlGaAs, имеющими более широкую запрещенную зоны. В лазерных диодах гетеропереходы обеспечивают достижение электронного и оптического ограничения в активной области.

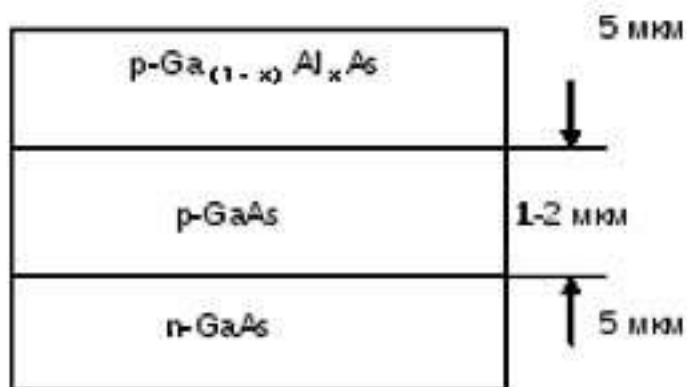


Рис. 1.3.3 – Полупроводниковая гетероструктура AlGaAs [27]

Лазерный диод, на основе AlGaAs состоит из двойного гетероперехода, образованного нелегированной (или в слабой степени р-легированной) активной области, окруженной р- и n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ внешними слоями с более широкой запрещенной зоной. Внешние слои обеспечивают потенциальный барьер для удержания носителей в активной области. Рабочий диапазон длин волн может

варьироваться от 750 до 880 нм вследствие влияния легирующих примесей, размера активной области, и композиций активного слоя и слоев оболочки. Когда параметры зафиксированы, длина волны может варьироваться в пределах нескольких нанометров за счет других переменных. При приложении напряжения смещения в прямом направлении, электроны и дырки инжектируются в активный слой. Так как энергия запрещенной зоны в слоях оболочки больше, чем в активном слое, введенные электроны и дырки не диффундируют на переходе из-за потенциальных барьеров, образованных между активным слоем и внешними слоями. Электроны и дырки, в активном слое создают состояние инверсии населенности, что позволяет усиливать свет вынужденным излучением [73].

Слои оболочки выполняют две функции. Во-первых, инжекцию носителей заряда. Во-вторых, оптическое ограничение. Поскольку активная область имеет меньшую ширину запрещенной зоны, чем внешние слои, его показатель преломления будет немного больше, чем у окружающих слоев. Индекс преломления GaAs на этих длинах волн составляет $n = 3,5$, а показатель преломления внешних слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ немного меньше. Для ограничения в боковом направлении, создается градиент коэффициента преломления и градиент коэффициента усиления.

Лазеры данного типа имеют значительно меньшую плотность порогового тока по сравнению с гомолазерами и большой КПД, что позволяет осуществлять режим непрерывного излучения при комнатной температуре.

Лазеры на квантовых ямах

В настоящее время наиболее распространенным типом полупроводникового лазера является лазер на квантовой яме (quantum well, QW) на основе двойной гетероструктуры, для которой активная область представляет собой тонкий слой узкозонного полупроводника, помещенного между двумя широкозонными. При толщине активной области сравнимой с длиной волны де Бройля (порядка 10 – 15 нм) она начинает вести себя как квантовая яма и будет происходить квантование энергии электронов, что существенно меняет свойства лазеров.

Так, разница уровней энергии в квантовых ямах может быть использована для генерации вместо потенциального барьера. Это дает возможность эффективно управлять длиной волны излучения, поскольку она будет зависеть от толщины среднего слоя.

Поскольку активный слой очень тонкий, это приводит к уменьшению фактора локализации пучка. Данный вопрос решается использованием структур с раздельным ограничением. Ограничение здесь реализуется добавлением нескольких внешних широкозонных слоев (обычно одного — двух) с увеличивающимся от слоя к слою показателем преломления. Вклад самой ямы в это ограничение пренебрежительно мал. Зависимость концентраций электронов и дырок, которые участвуют в процессе генерации, имеет более равномерное распределение.

Лазеры на квантовых ямах обладают преимуществами по сравнению с обычными полупроводниковыми лазерами. Они требуют меньший рабочий ток, и дают больше света на единицу потребляемой энергии — до 60% электрической мощности преобразуется в свет, и поэтому являются очень экономичными.

Кроме того, они обладают большим дифференциальным усилением и меньшей зависимостью от температуры. Это связано с тем, что в квантовой яме, из-за ограничения состояний вдоль её направления, плотности состояний будут формироваться отличным от объемных кристаллов образом.

Кроме того, для увеличения коэффициента усиления на практике используются также структуры с множественными квантовыми ямами. Коэффициент усиления лазера на множественных квантовых ямах с N квантовыми ямами в N раз больше, чем с каждой из них по отдельности.

Технология создания квантовых ям на данный момент хорошо развита и отработана. Для выращивания используются эпитаксиальные методы, например, молекулярно-пучковая и МОС-гидрильная эпитаксия. Благодаря этому лазеры на квантовых ямах на данный момент широко используются во многих научных и технических сферах.

DFB и DBR-лазеры

Лазеры с распределенной обратной связью (DFB) и распределенными брэгговскими отражателями (DBR) используются в случае необходимости иметь узкую спектральную линию излучения.

Схема DFB-лазера показана на рис. 1.3.4. Одна из гетерограниц полупроводникового материала изготавливается с периодически меняющимся показателем преломления, что приводит к интерференционному отражению. Период формируемой таким образом решетки подбирается так, чтобы при отражении в обратном направлении выполнялось условие Брэгга:

$$2n_e d = \lambda,$$

где λ — длина световой волны, d — период решетки, n — показатель преломления. Величина периода решетки составляет порядка 100 нм. Решетка осуществляет обратную связь в обоих направлениях по всей длине лазера и выполняет селективную функцию, обеспечивая генерацию на одной продольной моде.

В случае DBR-лазера в качестве зеркал резонатора используется гофрированная решетка (брегговский отражатель), который находится вне активного слоя. Решетка, определяя частотные свойства резонатора, позволяет задавать длину волны излучения. Схема такого лазера представлена на рис. 1.3.5.

DFB- и DBR-лазеры по сравнению с обычными полупроводниковыми лазерами обладают более слабой зависимостью частоты генерации от тока накачки и температуры и более высокой стабильностью одномодового режима. Но, несмотря на свои преимущества, данные лазеры имеют сложную технологию изготовления и высокую себестоимость.

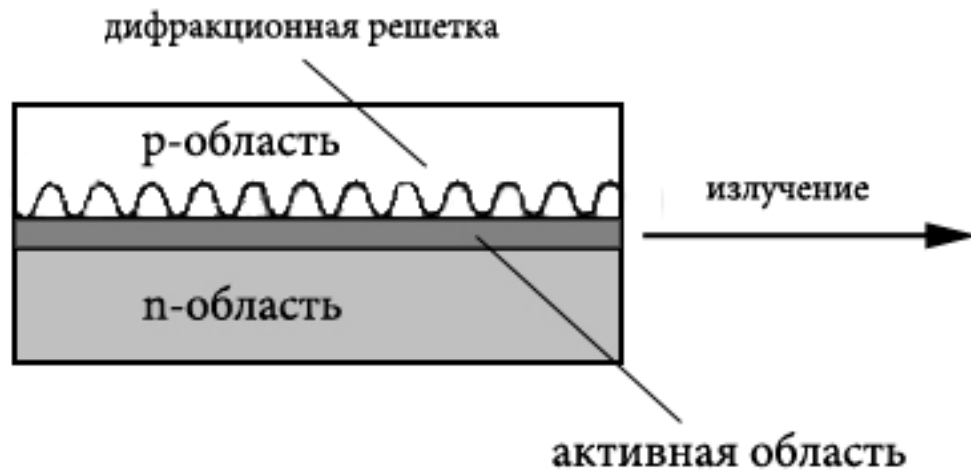


Рис. 1.3.4 – Структура DFB лазера

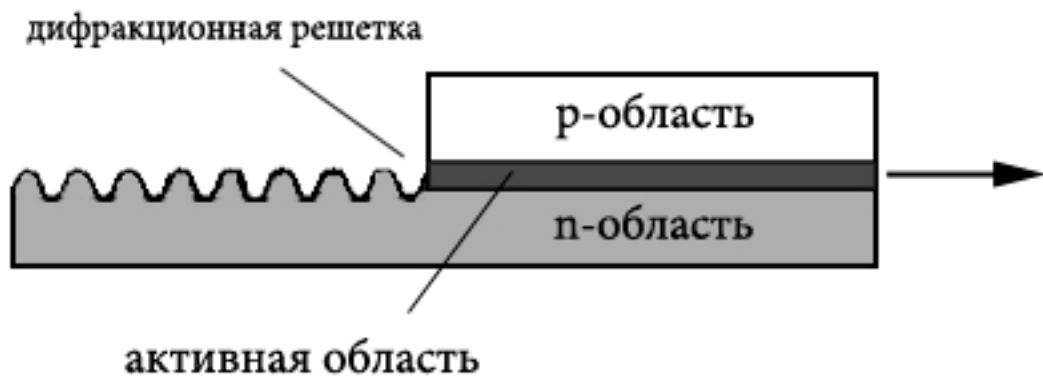


Рис. 1.3.5 – Структура DBR лазера

VCSEL-лазеры

Поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL) представляют собой структуру, в которой между двумя эпитаксиально выращенными брегговскими распределенными зеркалами располагается тонкий слой полупроводника с большим оптическим усилением. Схема лазера представлена на рис. 1.3.6. Лазерный пучок в лазерах данного типа генерируется

перпендикулярно плоскости активного слоя. Зеркала имеют коэффициент отражения порядка 99,9%.

За счет малых размеров и особенностей производства VCSEL лазеры обладают более низкой стоимостью. Кроме того, из-за малого размера резонатора, обеспечивается хороший одночастотный режим. Они имеют симметричную диаграмму направленности, что облегчает ввод излучения лазера в оптический волновод.

Благодаря своим особенностям, эти лазеры в настоящее время используются в прикладных задачах, преимущественно в области широкополосной передачи информации на относительно короткие расстояния.

Впервые идея создания лазера с вертикальным резонатором была предложена еще в 1977 году, а в 1979 году был выпущен первый лазер на структуре GaInAsP–InP [74], который мог генерировать излучение вблизи длины волны 1300нм.

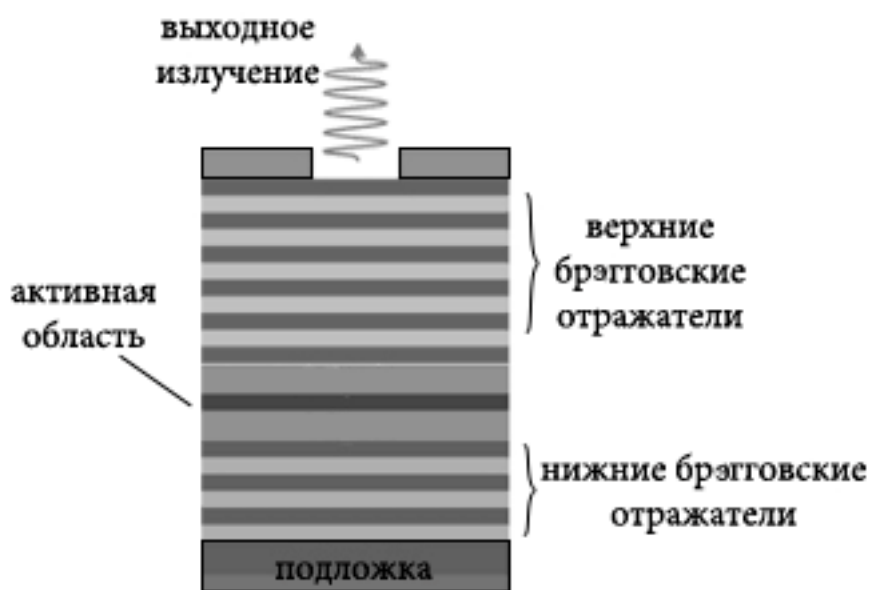


Рис. 1.3.6 – Структура VCSEL лазера

Вскоре стали появляться GaAs-лазеры с вертикальным резонатором, генерирующие в непрерывном режиме при комнатной температуре [75, 76].

Сообщалось о лабораторных образцах на основе структуры GaInAsP/InP на длину волны 1300 – 1550 нм [77] и на основе структуры AlGaInP, работающих в диапазоне 640 – 660 нм [78].

Однако ввиду технологических сложностей, например, в изготовлении брэгговских зеркал, серийно выпускаются VCSEL лазеры преимущественно для ближнего ИК диапазона с длинами волн 780, 850 и 980 нм.

1.4. Характеристики FP полупроводниковых лазеров

Как видно из предыдущих параграфов, лазерные диоды с момента их изобретения постоянно улучшались, развивались технологии их изготовления, появлялись новые виды лазерных диодов, такие как DFB и DBR-лазеры, лазеры с волоконной брэгговской решеткой [79], которые были призваны избавиться от недостатков более простых лазерных диодов. Однако в основе всех этих лазеров лежат лазерные диоды с Фабри-Перо резонатором (FP лазеры). Они также совершенствовались с течением времени, но, тем не менее, пользуются меньшим интересом, так как по своим характеристикам уступают указанным лазерам. Тем не менее, они отличаются миниатюрностью, большей простотой конструкции и технологии изготовления и, как следствие, имеют более низкую стоимость. Именно они и будут рассматриваться в дальнейшем в работе. Рассмотрим характеристики FP лазерных диодов.

Пороговый ток

FP лазерные диоды имеют изображенную на рис. 1.4.1 ампер-ваттную характеристику. По достижению порогового значения тока накачки и при дальнейшем его росте, начинается лазерная генерация и резкое возрастание мощности излучения. Выше порога генерации мощность излучения является почти линейной функцией от тока.

Пороговый ток лазерных диодов сильно зависит от температуры [39]. Единой для всех лазерных диодов зависимости порогового тока от температуры нет, но на практике она достаточно хорошо аппроксимируется выражением [2]:

$$I_{th}(T) = I_{th}(T_0) \exp((T - T_0)/T_0),$$

где T_0 , — зависящий от устройства параметр. Экспериментально найдено, что для полупроводниковых лазеров на основе AlGaAs он равен ~ 150 °С, в то время как для InGaAsP-лазеров параметр составляет порядка 50 °С [80].

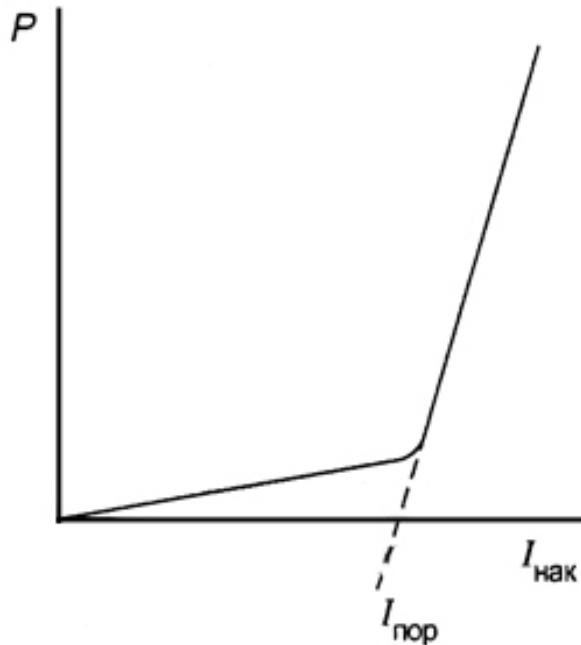


Рис. 1.4.1 – Ампер-ваттная характеристика лазерного диода: P — мощности излучения; $I_{нак}$ — ток накачки; $I_{пор}$ — пороговый ток

Ширина линии излучения

Для многих прикладных задач, включая лазерную спектроскопию, прецизионные измерения и оптическую связь, одной из важнейших характеристик лазерных диодов является ширина линии излучения.

Большинство выпускаемых на данный момент лазерных диодов работают в режиме одной поперечной модой [71].

Линию излучения лазерного диода можно описать кривой Лоренца [82] с шириной, определяемой формулой Шавлова-Таунса [83]:

$$\Delta\nu_{ST} = \frac{h\nu}{2\pi\tau_p^2 P_{out}} N_{sp},$$

где P_{out} — выходная мощность, N_{sp} — коэффициент спонтанного излучения, τ_p — время жизни фотонов в пассивном резонаторе.

Как видно, ширина линии обратно пропорционально выходной мощности излучения. Эта формула также применима к лазерам в целом [84].

Однако, реально ширина линии одномодового полупроводникового лазера из-за сильной связи между амплитудными и фазовыми флуктуациями, вызванной зависимостью коэффициента преломления кристалла от инверсии населенности, и за счет флуктуации носителей и температуры [82, 85 – 88] уширяется в $(1+\alpha^2)$ раз [84]. В данном случае α определяется как отношение реального к мнимому показателю преломления, которые изменяются при изменении плотности носителей. Как правило, значение α варьируется от 2 до 7 [89 – 91].

Поэтому для оценки ширины линии излучения лазерных диодов принято использовать, так называемую, модифицированную формулу Шавлова-Таунса [92]:

$$\Delta\nu_{\text{лд}} = \frac{2\pi h\nu_0(\Delta\nu_{1/2})^2\mu}{P_{\text{out}}}(1 + \alpha^2),$$

где P_{out} — выходная мощность, $\mu = N_2 / (N_2 - N_2)$ — параметр характеризующий инверсию, $\Delta\nu_{1/2}$ — полуширина пассивного резонатора.

Для лазеров на двойной гетероструктуре ее величина может составлять от десятков до сотни МГц [3, 81, 93]. В случае лазеров с квантовыми ямами ширина линии снижается на порядок [93], то есть составляет величину на уровне десяти МГц.

Также, имеются сведения, что на ширину линии может оказывать влияние оптическая обратная связь [94, 95]. При этом, может наблюдаться как сужение ширины линии [96], так и увеличение [97].

Спектр полупроводникового лазера с резонатором Фабри-Перо, обычно приводимый в литературе, показан на рис. 1.4.2 [98].

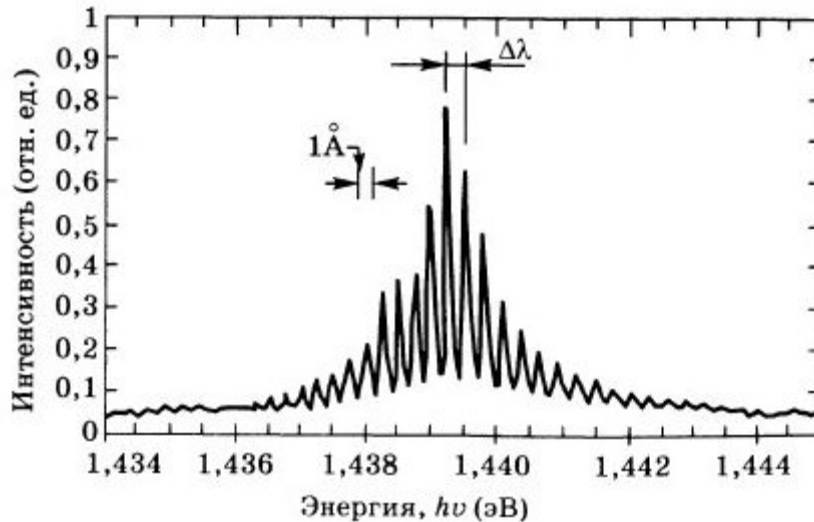


Рис. 1.4.2 – Спектр излучения полупроводникового лазера с Фабри-Перо резонатором [98]

При генерации основной поперечной моды в общем случае он представляет собой группу эквидистантных частотных компонент, соответствующих продольным модам лазера, связанными с линией усиления активной среды. Расстояние между продольными модами лазера можно описать выражением:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL \cdot \left(1 + \frac{v}{n} \frac{\partial n}{\partial v}\right)}$$

Для типичных значений показателя преломления и длины полупроводникового кристалла ($L = 0.3$ мм, $n = 3.5$, $(v/n)(dn/dv) \approx 1.5$) эта величина будет порядка 60 ГГц [92].

Кроме того, некоторые авторы, рассматривающие характеристики преимущественно ИК лазерных диодов [81, 92, 99], указывают на то, что при низких значениях инжекционного тока лазеры, как правило, генерируют несколько продольных мод. Но с увеличением тока накачки одна из мод начинает преобладать, и ширина спектра лазера сужается с ростом уровня мощности. Эту ситуацию иллюстрирует рис. 1.4.3 [99].

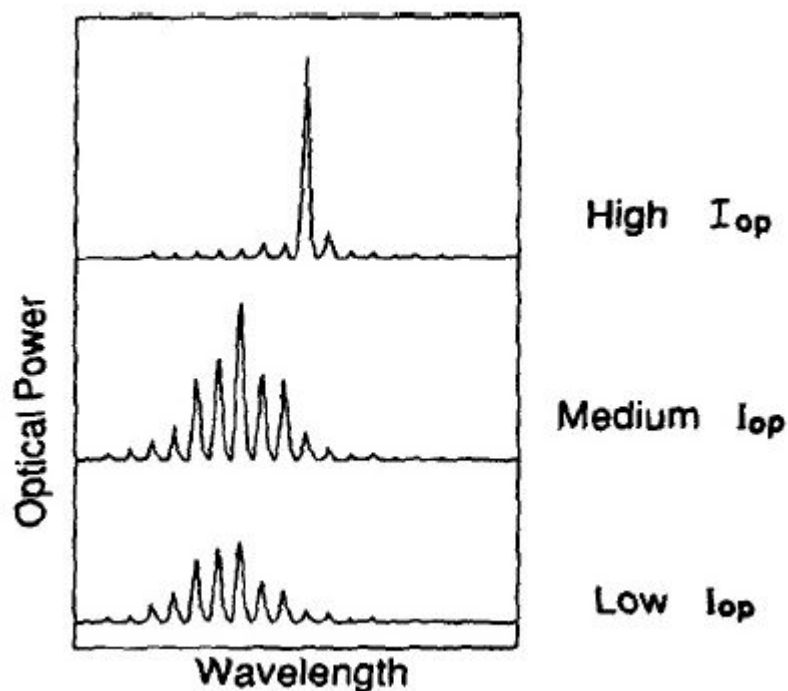


Рис. 1.4.3 – Спектр излучения полупроводникового лазера при разных значения рабочего тока [99]

В спектре излучения на расстоянии в несколько ГГц от главной линии могут также присутствовать два боковых релаксационных колебания [100, 101]. Возникновение этих боковых линий связывают с тем фактом, что показатель преломления активного материала лазера зависит от инверсии населенностей [102, 103], и когда испускается фотон, плотность инверсия населенности испытывает затухающие колебания на релаксационной частоте.

Перестройка частоты

Важная для многих применений, например, в атомной физике, характеристика лазеров — возможность перестраивать его частоту излучения. В случае полупроводниковых лазеров перестройка частоты может осуществляться путем изменения температуры лазерного диода, в виду температурной зависимости длины лазерного резонатора и ширины запрещенной зоны [104]. Также перестраивать частоту можно с помощью изменения тока накачки, приложения давления [105] или магнитного поля [106].

Увеличение температуры приводит к нагреву лазерного диода, что вызывает соответствующее смещение максимума кривой линии усиления активной среды. От температуры зависят постоянная решетки кристалла и ширина запрещенной зоны. Зависимость ширины запрещенной зоны можно описать выражением [99]:

$$\Delta E_g = \Delta E_{g0} \cdot (1 - \alpha T),$$

где ΔE_{g0} — это ширина запрещенной зоны при температуре $T = 0\text{K}$, α — температурный коэффициент характерный для данного типа полупроводникового материала.

Отсюда зависимость длины волны излучения можно описать следующим равенством:

$$\lambda = hc/\Delta E_g = 1240,6/\Delta E_g = 1240,6/(\Delta E_{g0} (1 - \alpha T)),$$

где ΔE_g в эВ и λ в нм.

Таким образом, видно, что при возрастании температуры лазерного диода, ширина запрещенной зоны сужается, что вызывает сдвиг максимума линии усиления активной среды в длинноволновую область спектра, тем самым меняя частоту генерации.

Для лазерных диодов видимого диапазона спектра типичное значение скорости изменения длины волны составляет $0.25 - 0.3 \text{ нм}^\circ\text{C}$ [99].

Кроме того, вследствие теплового расширения происходит также изменение длины резонатора, что приводит к изменению длины волны (частоты) генерируемых мод. Это можно описать зависимостью [2]:

$$\lambda_q(T) = 2nL(T)/q,$$

где q — номер моды, n — показатель преломления, $L(T)$ — длина резонатора лазера.

Данные процессы затрагивают все генерируемые моды, но наибольшее значение они приобретают для одночастотного режима.

Температурная перестройка позволяет перестраивать длину волны довольно грубо. Плавную перестройку обеспечивают путем изменения протекающего через лазерный диод тока. Изменение температуры пропорционально величине тока

накачки, поэтому плавное изменение тока приводит к сдвигу длины волны, за счет изменения температуры. Кроме того, ток оказывает влияние на плотность носителей, что в свою очередь приводит к изменению показателя преломления и, следовательно, частоты излучения, но в меньшей степени [107].

В случае токовой перестройки типичное значение зависимости длины волны от тока для лазерных диодов может составлять несколько 3 ГГц/мА [3] и зависит от используемой полупроводниковой структуры.

В одномодовых лазерных диодах интервалы непрерывного изменения частоты с током или температурой сменяются скачками [92]. При изменении температуры максимум линии усиления активной среды сдвигается по частоте в несколько раз быстрее, чем моды лазерного резонатора и в момент, когда генерируемая мода начинает проигрывать в усилении соседней с ней, генерация переключается на другую продольную моду, имеющую более выгодные условия генерации [81]. Все это приводит к ступенчатому виду кривой зависимости частоты от температуры, как показано на рис. 1.4.4. Впервые ступенчатость отмечалась еще в 1978 г. [104].

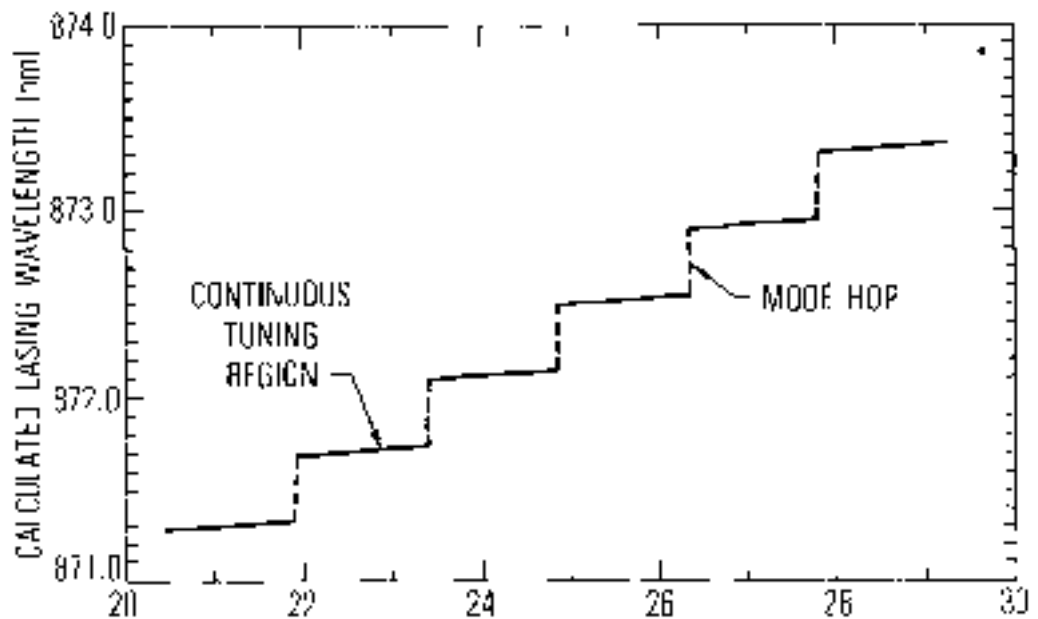


Рис. 1.4.4 – Зависимость длины волны излучения полупроводникового лазера от температуры [2]

Одночастотный и многомодовый режимы работы

Интерес к одночастотному режиму работы лазеров, независимо от их типа, связан с повышенной когерентностью создаваемого им излучения. Если говорить о практических применениях, то его наличие расширяет эти возможности. Само получение одночастотного режима подразумевает как необходимое условие выполнение селекции одной поперечной моды, в подавляющем случае нулевой. А дальше должен действовать некий «механизм», делающий возможным генерацию только одной продольной моды.

Одночастотный режим работы FP лазерных диодов активно исследовался в 80-х годах прошлого века. Интерес к этому режиму был, прежде всего, научный. Его изучение позволяло объяснить разные стороны работы таких лазеров.

Одночастотный режим существовал в достаточно большом диапазоне изменения рабочих параметров диода, то есть тока накачки и температуры. Устанавливался без внесения дополнительных устройств, только благодаря оптической схеме и свойствам полупроводниковой структуры.

В этот период были выяснены основные особенности этого режима. Исследования проводились с GaAs FP лазерами на основе ДГС, изготовленных, возможно, в лабораториях или промышленно.

Одночастотный режим наблюдался в отдельных областях изменения тока и температуры и проявлялся в генерации совокупности доминирующей продольной моды с существенно более слабыми ближайшими к ней модами. Переход из одной области в другую сопровождался сменой доминирующей моды. Между областями наблюдался переходный многомодовый режим генерации. О достижении одночастотного режима в лазерах на двойной гетероструктуре сообщалось во многих работах [35, 104, 108 – 110].

В тоже время, в известных обзорных статьях [1, 2, 3, 4], в которых рассматривается одночастотный режим лазерных диодов, высказывалось мнение, что наличие в спектре генерации небольших, но с заметным уровнем мощности сторонних мод, не позволяет считать данные лазеры в полной мере

одночастотными. При этом, вопрос о том, какой уровень боковых мод допустим для одночастотного режима, а какой нет, оставался открытым.

Кроме того, отмечалась зависимость наличия одночастотного режима от уровня рабочего тока. При низких значениях тока инжекции лазеры всегда работают в многомодовом режиме, а при высоких — режим одной продольной моды существует не при всех значениях тока и температуры. В зависимости от значений этих параметров одночастотный режим сменяется многомодовым, который тоже обладает своими особенностями.

Тем не менее, наличие в большом диапазоне параметров одночастотного режима генерации подтверждает объективный характер его существования.

В работе [111] на примере GaAs лазеров рассматривались условия достижения одночастотного режима. На основании рассмотрения этого вопроса были сделаны выводы, что для появления стабильного одночастотного режима необходимо наличие хорошей волноводной структуры, которая отсекает поперечные моды высших порядков, тонкая активная область для уменьшения доли спонтанного излучения, а также малое тепловое сопротивление для стабильной одночастотной генерации.

В работе [112] изучался многомодовый режим, возникающий между зонами одночастотного режима. Как показано в этой работе, он имел две формы проявления: в одной моды генерируются одновременно, в другой — генерация происходит в бистабильной манере. Эти режимы зависят от величины тока инжекции и температуры лазера.

Первый из данных режимов — режим конкуренции мод (mode partition), характеризуется постоянным наличием боковых мод, которые делят полную мощность излучения с основной модой.

При бистабильном режиме отмечается наличие перескоков (mode hopping) между двумя продольными модами. Режим перескока мод характеризовался случайным, практически полным обменом мощности между двумя продольными модами. Тем самым, в отличие от режима конкуренции, который приводит к тому, что слабые моды делят энергию с сильной, режим перескоков мод приводит к

более жесткой конкуренции между модами. Участвующие в конкуренции моды при этом могут иметь почти одинаковую среднюю мощность, но нелинейное взаимодействие позволяет только одной из мод генерироваться в отдельный момент времени. Во время режима перескока мод может наблюдаться шум спонтанного излучения [113, 114]. Уровень шума, как было показано [112], прямо коррелирует с возникновением многочастотного режима.

В работе [112] отмечалось, что скачки мод могут происходить на несколько межмодовых интервалов. Некоторые теоретические модели объясняют эти явления, указывая на колебания коэффициента преломления, возникающие, когда частота биений между двумя продольными модами становится близкой к частоте спонтанной рекомбинации электронов. Это приводит к возникновению несимметричного нелинейного усиления [115, 116], за счет которого усиливаются моды более длинноволнового диапазона и подавляются коротковолновые с ростом тока, что приводит к скачкам мод.

Независимо от одночастотного режима в статьях рассматривалось существование многомодового режима, то есть режима одновременной генерации многих продольных мод.

Во многих публикациях, авторы предполагали, что многомодовый режим возникает и устойчиво сохраняется вследствие нелинейного усиления, связанного с модами [117, 118]. Но ясного объяснения происхождения нелинейного усиления нет. Например, некоторые модели основаны на том, что нелинейное усиление может быть связано с модуляцией усиления и коэффициента преломления, которая возникает в результате образования стоячей волны в резонаторе [119].

О том, что многомодовый режим непростой, также говорят результаты, полученные авторами работ [120 – 123]. В них экспериментально наблюдалась последовательная смена генерируемых продольных мод, внешне проявляющаяся, как многомодовый режим, и предлагалось объяснение этому явлению.

Физические процессы, лежащие в основе каждой из упомянутых моделей, могут быть связаны между собой, но присутствует достаточно много несоответствий. Таким образом, существует много вариантов многомодовой

генерации и различных объяснений наблюдаемых явлений, из чего можно сделать вывод, что многочастотный режим работы полупроводниковых лазеров до сих пор недостаточно хорошо понимается. В условиях, когда много случайных факторов может в итоге повлиять на характер генерации, единой теории объясняющей все случаи многомодовой генерации возможно и не существует. Вместе с тем, отсутствие ясного ответа на обсуждаемые здесь вопросы на применениях лазеров, использующих многомодовый по продольному индексу режим генерации и не требующих знания спектра излучения лазера, не скажется.

Стоит отметить, что в упомянутых выше работах, рассматриваются в основном лазерные диоды ИК диапазона. Что касается видимого диапазона, то мнение авторов ряда статей отличается. Некоторые из них сообщали о генерации одной продольной моды [108 – 110]. Другие [3] делали акцент на том, что лазерные диоды видимой области спектра, обычно работают в многомодовом режиме и обладают большой шириной спектра излучения. Даже в режиме одной продольной моды ширина их линии излучения составляет 300 МГц и выше. Необходимо отметить, что данные публикации относятся к началу 90-х годов и по мере развития лазеров ситуация могла меняться.

При этом в известной учебной литературе, посвященной работе лазеров, в которой должны отражаться устоявшиеся толкования явлений, информации об одночастотном режиме FP лазеров либо совсем не приводится [98, 124, 125], либо упоминается лишь поверхностно [92, 126]. Это означает, что сложившихся представлений о работе лазерных диодов в одночастотном режиме нет. Научные работы, в которых рассматриваются характеристики лазеров, как правило, посвящены лазерам ИК диапазона, а характеристики лазеров видимого диапазона до конца не ясны.

Несмотря на то, что технологии изготовления лазеров улучшались и должны были привести к повышению их выходных характеристик, исторически сложилось так, что для многих приложений, например, в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС), предпочтение отдается более сложным, но лучше отвечающим их потребностям, DFB- и DBR- лазерам. В других случаях

использования одночастотных лазеров лазерные диоды используются как усилители в сочетании с различными селективными элементами для улучшения их характеристик [81, 92, 99].

Несмотря на то, что число публикаций, посвященных FP лазерным диодам, сократилось с конца 90-х годов, тем не менее, они регулярно упоминались в статьях и монографиях [81, 92, 99, 121 – 123, 126]. Параллельно осваивались технологии промышленного выпуска лазеров с использованием квантоворазмерных технологий, которые в итоге должны были способствовать оптическому ограничению путем формирования оптического волновода и, тем самым, получению одномодового режима работы (по поперечному индексу) хорошего качества, созданию тонкой активной области и улучшению теплообмена (уменьшение теплового сопротивления) с термостатом. Все это проявилось в том, что практически все современными FP лазерными диодами генерируют одномодовое излучение. Это же должно способствовать или быть основой для наличия у лазеров красного диапазона, а теперь уже и у лазеров синей и УФ областей спектра одночастотного режима генерации.

При наличии одночастотного режима следующим направлением повышения характеристик лазерных диодов является стабилизация частоты их излучения. Эти вопросы будут рассмотрены в двух следующих параграфах.

1.5. Применение стабильных по частоте источников когерентного излучения

Почти с самого изобретения лазера одним из основных направлений улучшения его характеристик является стабилизация частоты излучения. Во многих приложениях наличие стабильного по частоте источника излучения с возможностью точного контроля его частоты имеет большое значение.

Например, это справедливо для телекоммуникационных применений, где требование высокой пропускной способности оптического волокна осуществляется с помощью технологии спектрально уплотнения (WDM). Развитие этого метода идет в направлении увеличения количества каналов длин

волн, которые, вместе с ограничением, вызванным шириной окна пропускания волокна, приводит к необходимости уменьшать расстояние между частотами соседних каналов. Настоящие директивы ИТУ определяют разделение каналов в DWDM в 100, 50, 25 или даже 12.5 ГГц [127]. Для этого требуется точный контроль частоты лазера.

Относительно недавно прогресс в системах оптической коммуникации, которые включают спектральное уплотнение каналов, мотивировала исследователей на исследование оптического стандарта частоты в области ближнего ИК. Это привело к разработке на длине волны 1.5 мкм ацетилен стабилизированного лазера [128, 129].

Вскоре ацетилен стабилизированный лазер был рекомендован международным Consultative Committee for Length в качестве оптического стандарта частоты в телекоммуникационном диапазоне вблизи 1.5 мкм [130].

Стабильные по частоте источники излучения очень интересны также в приложениях, где имеет значения сама стабильность длины волны лазера, без фиксации ее точного значения. Речь идет о лазерных интерферометрах и системах позиционирования, голографии [131 – 135].

В спектроскопии высокого разрешения, где регистрируются резонансы с шириной от 10 до 100 Гц, используются лазерные спектрометры с шириной линии излучения порядка нескольких Гц [136, 137].

Стабилизированные по частоте лазерные источники используются в сфере прецизионных измерений различных физических величин, например, скорости света [138] и постоянной Ридберга [139, 140]. Еще в восьмидесятых стали использовать стабилизированные оптические источники излучения для измерения малых смещений [141, 142]. Такие исследования обычно проводятся с использованием перестраиваемых лазеров на красителе.

Более 40 лет назад было показано, что лазерное излучение может быть использовано для управления атомами [143], а в 1972 г. были проведены первые эксперименты, показавшие возможность отклонения атомных пучков лазерным излучением [144, 145]. Впоследствии результаты этих работ легли в основу идеи

лазерного охлаждения ионов в 1978 г. В 1997 году была присуждена Нобелевская премия по физике Чу, Коэн-Тануджи и Филипсу за вклад в развитие методов пленения и охлаждения атомов с использованием излучения лазеров [146 – 148].

Появление лазеров с долговременной стабильностью не хуже, чем у мазеров привело к появлению в 1982 г. первых в мире оптических часов [149].

Таким образом, стабилизированные по частоте лазеры широко используются во многих отраслях деятельности. В настоящее время лучший из стабильных по частоте лазеров, He-Ne лазер с ячейкой метана CH_4 , имеет стабильность на уровне 10^{-15} и воспроизводимость на уровне 10^{-13} [150].

Зачастую современные стабилизированные по частоте лазерные системы довольно дороги и представляют собой сложные устройства, которые не могут быть использованы в обычной экспериментальной практике или в некрупных лабораториях. В то же время во многих сферах предпочтительно иметь надежные источники небольшого размера. Вследствие этого представляет интерес недорогие и простые в использовании, но эффективные и надежные источники излучения.

В этой связи привлекательно выглядят полупроводниковые лазеры, которые обладают рядом преимуществ по сравнению с другими лазерами — малые размеры, большой срок работы, простота в обращении. Рассмотрению вопроса стабилизации частоты полупроводниковых лазеров и посвящен следующий параграф.

1.6. Стабилизация частоты полупроводниковых лазеров

Технологии стабилизации частоты излучения лазеров развиваются много десятилетий. Они пользуются большим научным интересом среди исследователей [151 – 153] и являются одним из ключевых направлений повышения выходных характеристик лазеров и большей частью нацелены на достижение предельных значений стабильности частоты.

Частота излучения полупроводниковых лазеров не является стабильной. Как и в любой другом типе лазера эта нестабильность частоты связана со

сдвигами максимума кривой усиления и изменения оптической длины резонатора, вызванного различными влияниями извне. Например, это может быть механические вибрации, изменения температуры, давления воздуха, а также любое физическое воздействие, которое приводит к изменениям показателя преломления среды внутри резонатора.

Различают два вида стабилизации частоты излучения: пассивную и активную.

Пассивные методы стабилизации частоты лазерных диодов подразумевают применение термостатов, тепловых экранов и стабильных источников питания.

Поскольку частота (и мощность) лазерного диода существенно зависит от температуры диода и от тока инжекции, необходимо использовать источники управления током и температуры с достаточно хорошей стабильностью и низким уровнем шума.

При пассивной стабилизации частоты лазерных диодов, можно достичь относительной стабильности на уровне 10^{-6} [154].

Стабилизация с помощью внешнего селективного элемента

Также для стабилизации частоты лазерных диодов часто используется внешний резонатор с селективным элементом. Это обусловлено тем, что, как уже отмечалось выше, оптическая обратная связь может оказывать влияние на работу полупроводниковых лазеров. Даже незначительная доля обратно отраженного излучения (порядка 10^{-5} [3, 4]) может сильно влиять на работу лазера, в том числе вызывать сужение ширины линии, тем самым улучшая спектральные характеристики [155, 156].

В качестве такого селективного элемента, как правило, применяется дифракционная решетка либо интерферометр Фабри-Перо [157].

В случае дифракционной решетки существует две оптические конфигурации: схема Литтрова [92] и Литмана [158]. Схемы стабилизации лазерных диодов с помощью дифракционной решетки показаны на рис. 1.6.1.

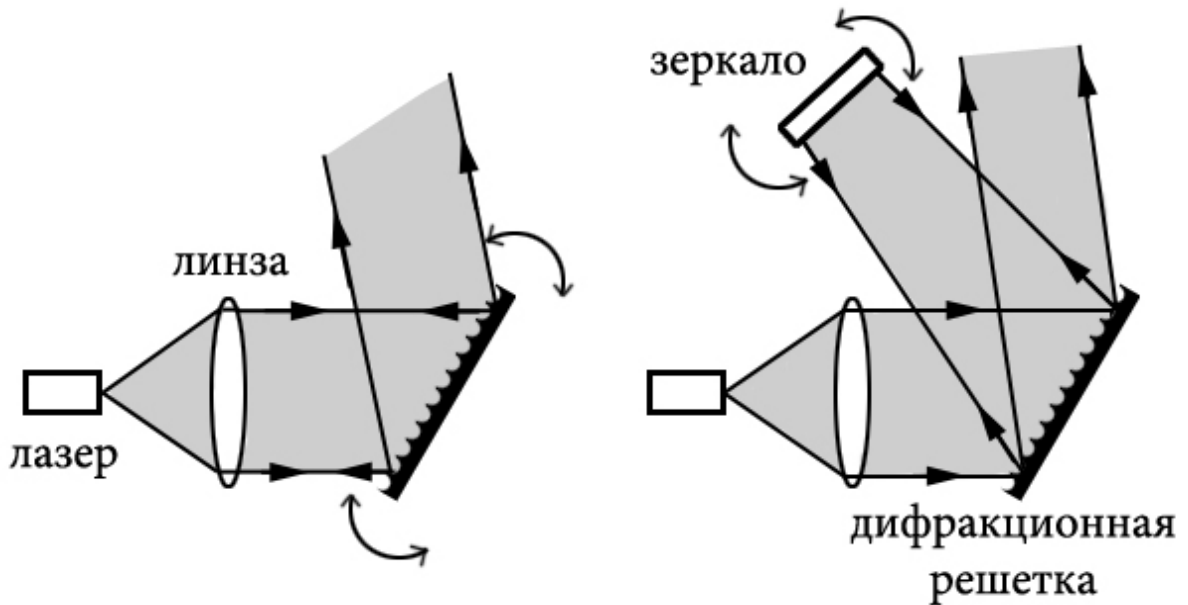


Рис. 1.6.1 – Схема полупроводникового лазера с внешней дифракционной решеткой: слева — схема Литтрова; справа — схема Литмана

Излучение лазеров коллимируется линзой и направляется на дифракционную решетку. Часть излучения отражается решеткой обратно в лазер. В схеме Литтрова дифракционная решетка устанавливается на пьезокорректор, который позволяет регулировать угол поворота решетки. Угол выбирается таким, чтобы отраженный луч первого дифракционного порядка накладывался на падающий от лазера. В таком случае, угол падения равен углу дифракции. Тогда длина волны определяется выражением:

$$m\lambda = a(\sin \theta_i + \sin \theta_d),$$

где θ_i — угол падения, θ_d — угол дифракции, a — постоянная решетки и m — порядок дифракции.

Поворотом решетки можно настраивать длину волны, а отраженный луч нулевого дифракционного порядка выступает в роли выходного луча.

Вторая схема — оптическая схема Литмана. В отличие от предыдущей, в ней падающий луч и дифрагированный не параллельны. Дифрагированный луч отражается обратно с помощью подвижного зеркала, поворотом которого осуществляется настройка длины волны. Схема Литмана имеет преимущество по

сравнению со схемой Литтрова — подстройка длины волны не меняет направление выходного луча лазера. С другой стороны двойная дифракция приводит к возрастанию внутрирезонаторных потерь, из-за чего требуются дифракционные решетки с высокой отражающей способностью [159].

Стабилизированный с помощью дифракционной решетки лазерный диод может иметь кратковременную стабильность на уровне 1 МГц, одновременно с этим может наблюдаться смещение частоты величиной несколько МГц/с ввиду тепловых эффектов [157].

Методы активной стабилизации частоты подразумевают введение обратной связи с помощью электронных устройств для автоматической коррекции частоты.

Использование резонатора Фабри-Перо для стабилизации частоты лазерных диодов обусловлено тем, что он позволяет получить очень узкие линии и эквидистантный спектр. С помощью интерферометра Фабри-Перо стабилизируют как обычные лазерные диоды, так и лазерные диоды с дифракционной решеткой, тем самым еще более улучшая характеристики лазера.

Общая схема стабилизации частоты с помощью интерферометра Фабри-Перо представлена на рис. 1.6.2.

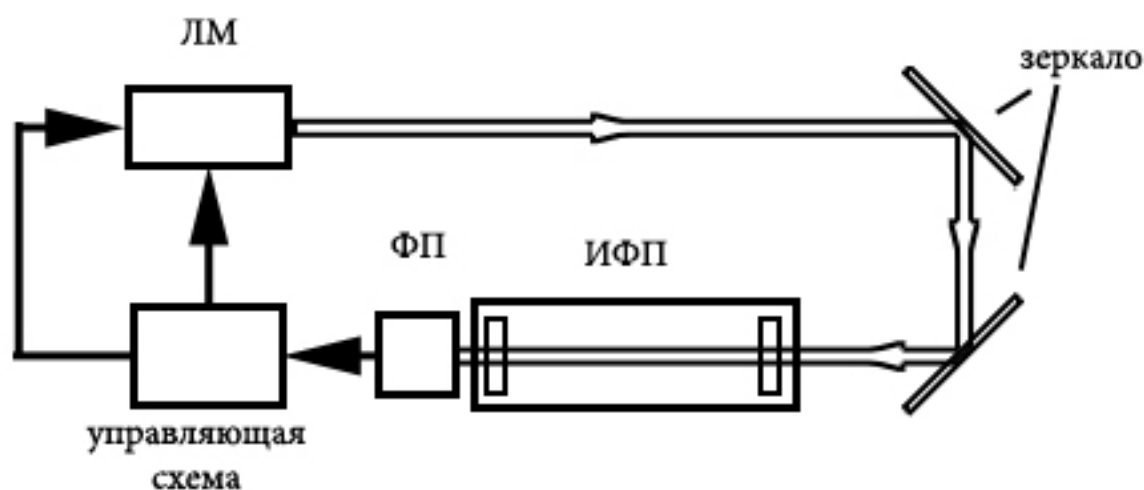


Рис. 1.6.2 – Схема стабилизации частоты полупроводникового лазера по полосе пропускания интерферометра Фабри-Перо: ЛМ — лазер; ФП — фотоприемник; ИФП — интерферометр Фабри-Перо

Стабилизация в данном случае осуществляется путем удержания частоты лазера вблизи максимума пропускания интерферометра Фабри-Перо, который имеет более высокую частотную стабильность, с помощью системы автоматической подстройки частоты. В таком случае ширина линии излучения уменьшается, и медленный дрейф частоты также снижается.

Для стабилизации частоты лазера на определенном значении, необходимо получить сигнал ошибки. Этот сигнал ошибки несет информацию о направлении ухода частоты и его величине, если частота лазера выше или ниже частоты, у которой требуется удерживать лазер. Сигнал ошибки поступает на управляющую схему автоматической системы подстройки частоты, которая настроит лазер на точку привязки.

Для создания сигнала ошибки, путем модуляции тока накачки частота лазера ω_L моделируется частотой модуляции f , так что ω_L изменяется периодически от ω_L до $\omega_L + \Delta\omega_L$. Это можно описать как:

$$\omega_L(t) = \omega_0 + A \sin(2\pi ft),$$

где ω_0 — центральная частота линии поглощения, A — амплитуда, которая соответствует $\Delta\omega_L$. Когда лазер перестраивается по частоте, в зависимости от положения средней частоты по отношению к максимуму пропускания интерферометра Фабри-Перо, разница в прошедших интенсивностях $I_T(\omega_L + \Delta\omega_L) - I_T(\omega_L)$ может быть зарегистрирована фазочувствительным детектором, который настроен на модуляционную частоту. Когда диапазон модуляции $\Delta\omega_L$ достаточно мал, на выходе фазочувствительного детектора формируется сигнал производной от формы кривой пропускания интерферометра, который можно видеть на рис. 1.6.3. Созданный сигнал проходит точно через ноль при ω_0 , что делает его подходящим в качестве сигнала ошибки для привязки лазера к этой центральной частоте.

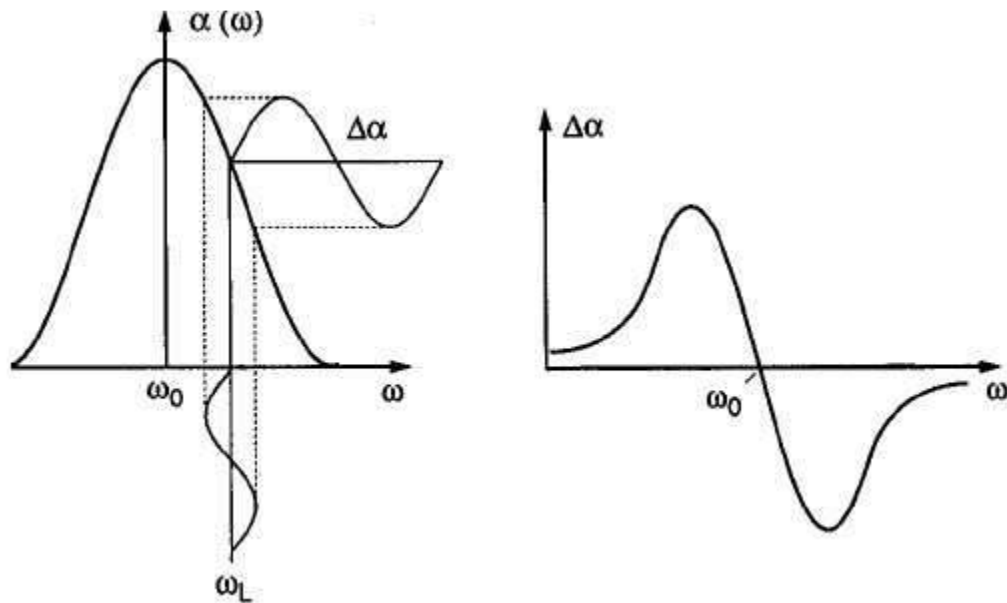


Рис. 1.6.3 – Создание сигнала ошибки с помощью модуляционного метода [160]

Модуляции тока осуществляется генератором специальной формы, например, треугольной и добавляется к току инжекции на источник питания лазерного диода. Этот генератор позволяет регулировать частоту и амплитуду модуляции.

Стоит заметить, что лазеры с селективным элементом в качестве внешнего резонатора несмотря на то, что имеют узкие ширины линий, гораздо более чувствительны к внешним возмущениям, чем одиночные лазеры. Поскольку стабильность оптического репера определяется механической и термической стабильностью интерферометра (или решетки). Таким образом, при высокоточных измерениях интерферометр Фабри-Перо должен быть помещен в температурно-стабилизированную среду и изолирован от источников акустического шума, что требует разработанных систем подвески и изоляции. Это, очевидно, увеличивает стоимость и сложности системы стабилизации. Сам интерферометр имеет периодический набор максимумов пропускания, которые не имеют абсолютного значения, что тоже неудобно на практике. Альтернативный метод стабилизации частоты лазерных диодов заключается в стабилизации лазера по спектральным линиям в атомах или молекулах.

Стабилизация по атомным и молекулярным переходам

К методам активной стабилизации частоты излучения лазерных диодов так же относится стабилизация по спектральным линиям атомного или молекулярного газа.

Переходы в атомах и молекулах являются оптическими реперами частоты. В настоящее время определения единиц времени (секунда) и длины (метр) основаны на стандартах частоты, использующие такие методы стабилизации.

Данные способы стабилизации обеспечивают ряд преимуществ. К ним относятся воспроизводимость частоты лазера за счет абсолютной устойчивости оптического репера, точность настройки частоты благодаря узкой ширине линии атомного перехода, а также возможность подобрать для разных лазеров соответствующий им атомный переход.

Спектры переходов в атомах и молекулах хорошо известны и содержат множество линий поглощения [161 – 163], которые могут быть использованы в качестве реперов частоты.

Стабилизация в данных методах осуществляется так же, как и в случае интерферометра Фабри-Перо с помощью системы автоматической подстройки частоты. Только частота привязывается не к центру полосы пропускания интерферометра Фабри-Перо, а к центру подходящей спектральной линии в атоме или молекуле [160, 164].

Для того чтобы получить узкую линию излучения и высокую кратковременную стабильность частоты, необходимо использовать оптические реперы, которые имеют большое поглощение и ширину линии, значительно превосходящую характерный диапазон флуктуаций частоты. Для достижения высокой долговременной стабильности и воспроизводимости частоты необходимы линии с высокой добротностью, поскольку в этом случае ширина их уменьшается, и управление частотой можно сделать более точным.

Методы стабилизации частоты излучения лазеров по переходам в атомах и молекулах делятся на два типа: с использованием линий с доплеровским

уширением (ширина линии составляет ~ 1 ГГц) и бездоплеровские линии (ширина ~ 1 МГц и меньше).

Доплеровское уширение

Когда атом (или молекула) оптического репера находится в состоянии покоя, он может поглотить излучение лазера на резонансной частоте ν_0 . Поглощение возможно в том случае, когда лазер находится точно в резонансе с линией поглощения. Однако на практике атомы и молекулы при комнатной температуре испытывают тепловое движение. При этом если атом движется навстречу лазерному лучу со скоростью ν_z , он будет воспринимать излучение лазера на более высокой частоте по сравнению с резонансной частотой ν_0 , а длина волны будет испытывать "синее" смещение. Если атом двигается в противоположном лазерному лучу направлении, он будет воспринимать более низкую частоту по сравнению с резонансной частотой ν_0 . В данном случае будет наблюдаться "красное" смещение. Наличие данных частотных сдвигов называется эффектом Доплера, который пропорционален скорости ν_z :

$$\delta\nu = \nu_0 \nu_z / c,$$

где $\delta\nu$ — доплеровское уширение частоты лазера, ν_0 — резонансная частота ν_z — скорость движения атома и c — скорость света. Отсюда вытекает, что лазер, находящийся в резонансе с линией поглощения неподвижного атома, не будет в резонансе с такой же линией поглощения в движущемся атоме. Будет наблюдаться частотный сдвиг $\delta\nu$. Таким образом, в то время как частота лазера различна, группа атомов, движущаяся с разной тепловой скоростью, будет поглощать свет в пределах диапазона частот, определяемого распределением атомных скоростей. Поэтому контур поглощения как функция от частоты лазера будет иметь форму этого распределения скоростей, как показано на рис. 1.6.4 [165].

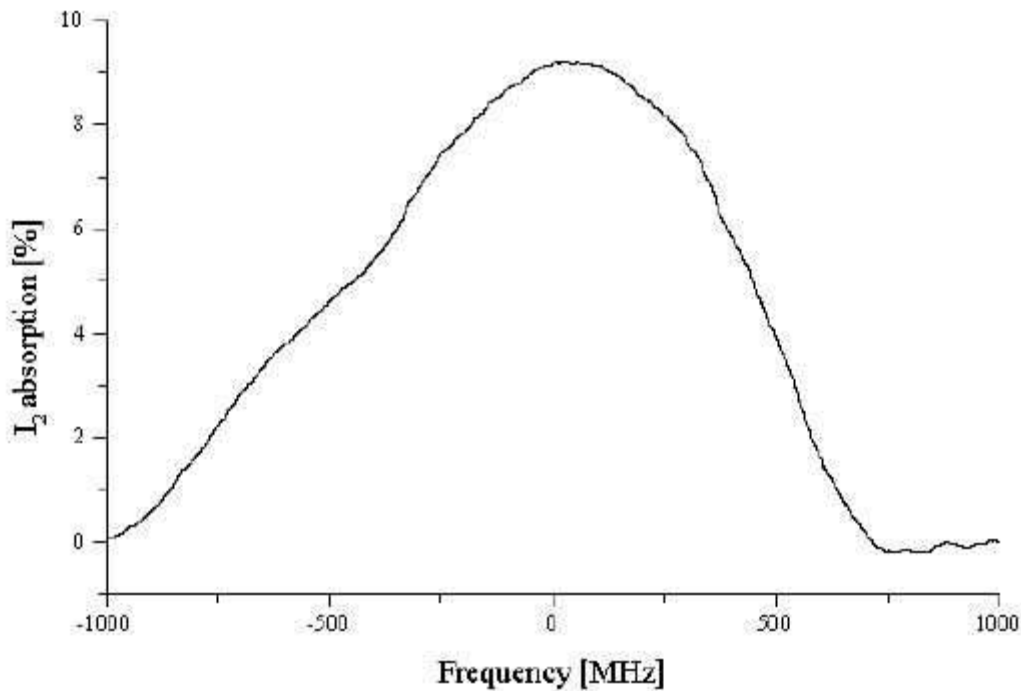


Рис. 1.6.4 – Контур линии поглощения иода [165]

Такая форма линии называется неоднородно уширенной линией поглощения. Ее ширина зависит от типа атомов или молекул и может составлять в среднем величину порядка 1 ГГц. Стабильность частоты излучения лазера напрямую зависит от ширины линии оптического репера и составляет 10^{-3} от ее значения. Следовательно, несмотря на то, что методы стабилизации частоты, основанные на доплеровски уширенных переходах в атомах и молекулах, предлагают широкий диапазон захвата, они обеспечивают небольшую точность поддержания частоты порядка десятка МГц.

Лучшие результаты, характеризующиеся высокими значениями стабильности частоты излучения лазеров, могут быть достигнуты, используя сверхтонкие переходы в условиях отсутствия доплеровского уширения.

Свободные от доплеровского уширения резонансы

Для получения линий без доплеровского уширения (< 1 МГц) наиболее распространенным является метод насыщенного поглощения, который основывается на нелинейном взаимодействии встречных световых волн с

молекулами в газе. Из-за эффекта насыщения, при котором выравниваются населённости уровней частиц газа в сильном поле, в центре доплеровски уширенной линии поглощения возникает провал с однородной шириной. Ширина провала может быть в $10^5 - 10^6$ раз меньше доплеровской ширины.

Схема, использующая метод насыщенного поглощения показана на рис. 1.6.5.

В ней выходное излучение лазера делится на три луча: два слабых пробных луча и один сильный луч накачки. Два пробных луча проходят через ячейку с газом и отдельно детектируются двумя фотодиодами. Луч накачки распространяется в противоположном направлении через ячейку, перекрываясь с одним из пробных лучей. В месте перекрытия молекулы газа взаимодействуют с обоими лучами.

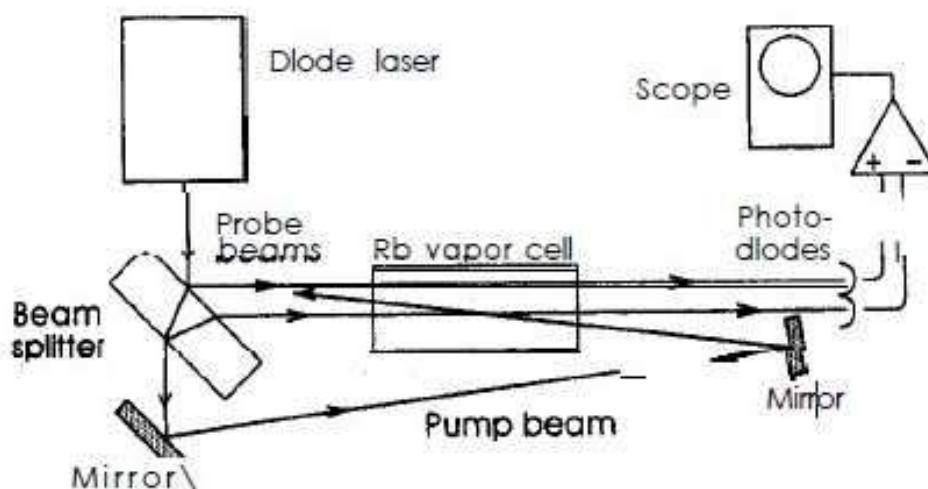


Рис. 1.6.5 – Схема стабилизации частоты полупроводникового лазера, использующая метод насыщенного поглощения [166]

Сигнал пробного луча, который не пересекается с лучом накачки, представляет собой сигнал спектроскопии линейного поглощения. В данном случае спектральные линии уширены вследствие доплеровского уширения (рис. 1.6.6.a) [163].

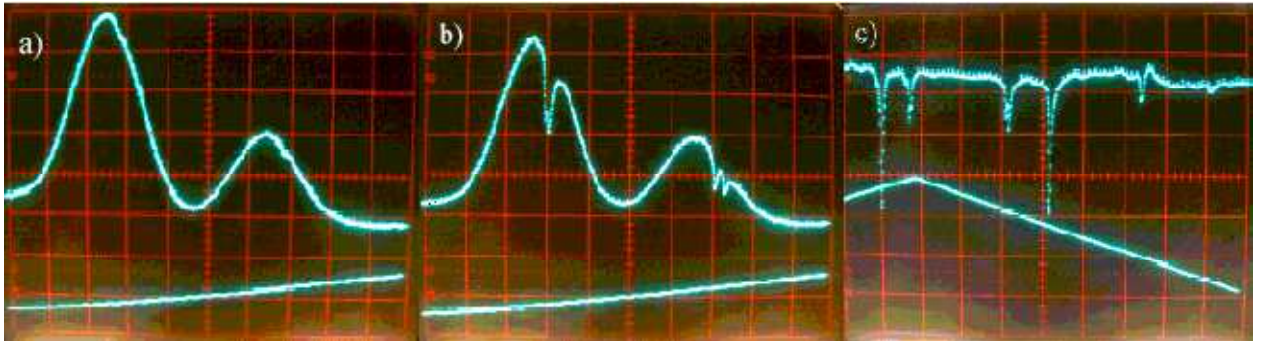


Рис. 1.6.6 – Спектральные линии поглощения рубидия: а) Доплеровски уширенные линии; б) Доплеровски уширенные линии со сверхтонкой структурой; в) Свободные от доплера линии насыщенного поглощения [165]

Сигнал второго пробного луча — сигнал спектроскопии нелинейного насыщенного поглощения (рис. 1.6.6.б [165]). В этом случае на линиях присутствует сверхтонкая структура. При вычитании одного сигнала из другого получается сигнал насыщенного поглощения свободный от доплеровского уширения (рис. 1.6.6.в [165]), который используется для привязки частоты лазера.

Метод насыщенного поглощения широко используется для стабилизации частоты лазеров. Существует много работ, посвященных данной технике. В качестве оптических реперов обычно используется пары щелочных металлов. Например, авторы работы [167] использовали 150-мм ячейку с парами цезия Cs, что позволило им уменьшить частотные флуктуации их лазера с внешним резонатором до 0.8 МГц с помощью свободного от доплеровского уширения сигнала третьей гармоники. В похожей лазерной системе авторы работы [168] также для стабилизации использовали сверхтонкие линии в парах цезия. В работе [169] использовались атомы иттербия Yb в качестве репера для привязывания частоты излучения мощного лазерного диода синего диапазона. Достигнутая стабильность при этом составила порядка 62 кГц. Сообщалось о разработке [170] свободной от модуляции техники стабилизации частоты с использованием паров рубидия Rb, где ширина линии достигла величины 100 кГц.

Сверхтонкие переходы атомов рубидия (около 780 нм) и цезия Cs (около 852 нм) из-за зеемановского расщепления были также использованы в качестве

оптического репера для точной стабилизации частоты излучения лазерных диодов в некоторых работах [171 – 176]. Во всех случаях, была достигнута хорошая стабильность, характеризующаяся флуктуациями частоты меньше сотен кГц.

Существует большой интерес в стабилизации частоты излучения лазерных диодов по свободному от Доплера сверхтонкому спектру поглощения иода в диапазоне 633 – 657 нм [176 – 181]. В этих работах стабилизируется излучение лазерных диодов с внешним резонатором, как правило, с дифракционной решеткой, сверхтонкие компоненты детектируются, используя метод насыщенного поглощения. Привязка частоты осуществляется с использованием третьей гармоники.

В работах [182, 183] диодный лазер был стабилизирован по свободному от Доплера сигналу поглощения в иоде. Достигнутая относительная стабильность составила $5 \cdot 10^{-12}$ при времени интегрирования 100 с. По мнению авторов, спектральные характеристики стандартного 635 нм лазерного диода не подходили для стабилизации частоты. Чтобы улучшить характеристики в лазер интегрировалась микролинза [184]. Она устанавливалась близко к лазеру и отражала малую часть излучения обратно в лазер. В результате этой обратной связи лазер и микролинза образовывали связанный резонатор с шириной линии излучения, уменьшенной до 2 МГц.

Таким образом, техника стабилизации частоты лазеров достаточно хорошо разработана. Стабилизация по доплеровски уширенным линиям считается устоявшимся вопросом. Есть примеры стабилизации частоты по линиям сверхтонкой структуры иода полупроводниковых лазеров красного диапазона спектра.

Что касается простых FP лазерных диодов, работающих в красной области, вопрос о стабильности их одночастотного режима, достаточной для стабилизации частоты и последующей устойчивой работы остается открытым.

1.7. Источники излучения для интерференционных измерений

Интерференционные схемы применяются в таких измерениях, где требуется высокая точность, вплоть до долей длины волны источника излучения. Это, например, контроль оптических деталей, измерение малых механических смещений, показателей преломления, сравнение длин волн источников излучения и т.д. [185].

В связи с использованием лазерных источников излучения, имеющих высокую когерентность, появилась возможность расширить интерференционные методы измерений на определение и контроль расстояний в измерительных схемах. На интерференционных методах также построена работа голографических схем, работа систем распознавания образов.

Существуют различные схемы интерферометров, например, интерферометр Майкельсона, интерферометр Ньютона, интерферометр Физо, интерферометр Маха-Цендера и др. [185], каждая из которых имеет свои особенности. Обязательным элементом всех интерференционных схем является источник излучения. Чтобы использовать источник излучения для интерференционных измерений, он должен отвечать ряду требований.

Во-первых, источник должен иметь ограниченную ширину спектра излучения, соответствующую требованиям решаемой задачи. Она, в свою очередь, определяет длину когерентности лазера, от которой зависит диапазон допустимой разности хода интерферирующих пучков, и таким образом, доступных для измерения расстояний. Длину когерентности можно оценить по формуле:

$$l_{\text{ког}} \sim \frac{c}{\Delta\nu}.$$

При проведении большинства измерений разность хода плеч интерферометра обычно не превышает один метр, что соответствует требуемой ширине спектра $\Delta\nu = 300$ МГц.

Во-вторых, для наблюдения интерференции необходимо, чтобы излучение представляло плоскую волну, которую можно получить в случае генерации хорошей нулевой моды. Также излучение должно быть линейно поляризовано.

В-третьих, эта величина мощности излучения. Для большинства измерений достаточно иметь мощность излучения от одного до нескольких десятков милливатт

Еще одним важным параметром является стабильность частоты лазера. Он определяет точность проводимых измерений, поэтому для ряда задач требуется стабилизация частоты излучения, например, по линиям поглощения атомов и молекул.

Так же в ряде схем налагаются дополнительные условия на стабильность оси диаграммы направленности используемого лазера.

Таким образом, при использовании лазера в интерференционных схемах важно, чтобы он работал в одночастотном режиме генерации, поддерживал определенную длину волны и имел достаточно узкую ширину линии излучения.

Всем перечисленным требованиям достаточно хорошо отвечают газовые лазеры и твердотельные лазеры с диодной накачкой. Кроме того, в области интерферометрии часто используется полупроводниковые лазеры с внешним резонатором и DBR- и DFB-лазеры. Характеристики некоторых таких лазеров, выпускаемые фирмой Toptica, показаны в табл. 1.7.1 [186].

Использование FP лазерных диодов в интерференционных измерениях представляет интерес в связи с их доступностью, малыми габаритами, большой наработкой на отказ и малой стоимостью. В целом требованиям интерференционных задач они соответствуют.

Как уже отмечалось выше, этим лазерам свойственна зависимость длины волны излучения от рабочей температуры и тока накачки, а также относительно широкая линия излучения, вызванная влиянием спонтанного излучения. В ходе исследований одночастотного режима работы могут возникнуть дополнительные требования к лазерам.

Таблица 1.7.1 – Характеристики выпускаемых фирмой Tортиса лазеров с внешним резонатором [186].

Название	Длина волны	Выходная мощность	Диапазон перестройки	Диапазон перестройки без перескока мод	Ширина линии (5 мкс время интеграции)
CTL	950, 1050, 1320, 1470, 1500, 1550 nm	Up to 80 mW	Up to 110 nm	60 .. 110 nm	5 kHz
DL pro	369 .. 519, 628 .. 1770 nm	10 .. 300 mW	2 .. 100 nm	≥ 20 GHz	10 .. 500 kHz
DL 100	370 .. 1770 nm	3 .. 300 mW	2 .. 100 nm	20 GHz	100 kHz .. 1 MHz
DFB pro	633 nm, 760 nm - 3500 nm	2 .. 150 mW	2 .. 6 nm	1000 GHz	1 .. 5 MHz

Поэтому необходимо проверить возможность использования FP лазерных диодов в таких измерениях после завершения основных исследований. Это может обосновать возможную схему реализации источника излучения на их основе и стать дополнительным аргументом для их использования в интерференционных измерениях.

1.8. Выводы по главе

В обзоре литературы кратко рассмотрены вопросы, связанные с историей создания, развития и совершенствования полупроводниковых лазеров. Также проведен анализ современного состояния вопроса стабилизации частоты излучения таких лазеров.

По результатам анализа следует отметить вопросы, требующие решения для достижения цели работы и определяющие направление дальнейших исследований:

1. Лазерные диоды с Фабри-Перо резонатором красного диапазона, по-видимому, могут работать в режиме одной продольной моды. Однако,

информации об особенностях этого режима, его характеристиках, которые могли бы быть полезны для наших задач недостаточно. В известной учебной литературе этот режим также не рассматривается.

2. Есть работы, посвященные стабилизации частоты полупроводниковых лазеров, но основное внимание в них уделяется лазерам с внешним резонатором при наличии в них дифракционных решеток, либо каких-либо других дополнительных селективных элементов, улучшающих спектральные характеристики лазерных диодов, в том числе ширину линии излучения лазеров. Но, фактически, это уже другой специальный тип лазеров, нацеленных на прецизионные характеристики.
3. Технологии изготовления FP лазерных диодов за последние несколько десятилетий развивались и продолжают развиваться, поэтому можно ожидать от лазерных диодов в целом более стабильной работы и улучшения выходных характеристик. Все это требует подробного исследования их возможностей.

Из знакомства с литературой следует, что для достижения цели диссертации необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать возможность работы промышленно выпускаемых лазерных диодов красного диапазона спектра в одночастотном режиме.
2. Провести экспериментальные исследования для выяснения основных характеристик одночастотного режима работы лазерных диодов.
3. Осуществить стабилизацию частоты излучения лазерных диодов по линиям поглощения иода $^{127}\text{I}_2$.
4. Исследовать характеристики FP лазерных диодов, важные для практического применения в интерференционных измерениях.

ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ КРАСНОГО ДИАПАЗОНА СПЕКТРА С РЕЗОНАТОРОМ ФАБРИ-ПЕРО

2.1. Введение

Поскольку для подобных исследований необходимы лазеры с определенным уровнем завершенности, выполненные в стандартных корпусах и с повторяющимися воспроизводимыми характеристиками, были приобретены промышленные лазерные диоды красного диапазона спектра фирм Arima Lasers и Hitachi Laser Diodes. Их характеристики приведены в таблице 2.2.1. Выбор был обусловлен доступностью данных лазерных диодов и наличием среди них образцов разной мощности.

В технических данных к исследуемым лазерам указано, что они работают в одномодовом режиме (singlemode), за исключением лазера HL6358 — для него сообщается о наличии режима генерации одной продольной моды. Все исследуемые лазеры изготовлены с использованием технологии квантовых ям на основе AlGaInP гетероструктур.

Лазерные диоды выпускаются в корпусе ТО-18, с встроенным фотодиодом обратной связи, для контроля мощности выходного излучения. Внешний вид лазерных диодов показан на рис. 2.1.1.



Рис. 2.1.1 – Внешний вид лазерных диодов.

Таблица 2.1.1 – Характеристики исследуемых лазеров.

Параметр	ADL63054	ADL65055	ADL65052	HL6358	ADL63102
Выходная мощность, мВт	7	7	7	12	12
Центральная длина волны, нм	635	655	655	639	637
Пороговый ток, мА	24	18	15	30	35
Максимальный рабочий ток, мА	40	35	22	50	65
Угол расходимости в параллельной плоскости	7.5	9	8	11	7.5
Угол расходимости в перпендикулярной плоскости	33	28	27	24	33

Они исследовались в составе модулей с асферической линзой с фокусным расстоянием 4,5 мм для коллимации излучения. Внешний вид описываемого лазерного модуля можно видеть на рис. 2.1.2.

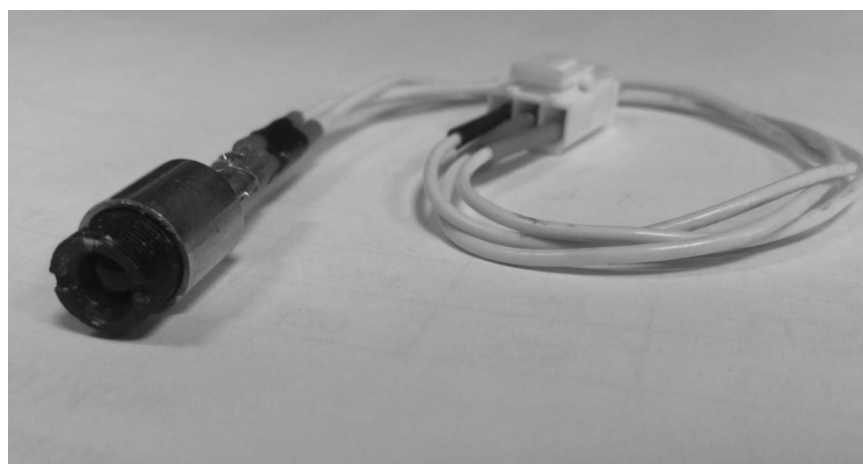


Рис. 2.1.2 – Лазерный модуль

Модули помещались в специально изготовленное металлическое крепление, одновременно играющее роль радиатора. Оно устанавливалось на элемент Пельтье. Для улучшения теплового контакта между деталями наносилась теплопроводящая паста КПТ-8. Сверху на крепление надевался тепловой экран из полиуретана. Внешний вид всей конструкции без теплового экрана изображен на рис. 2.1.3.

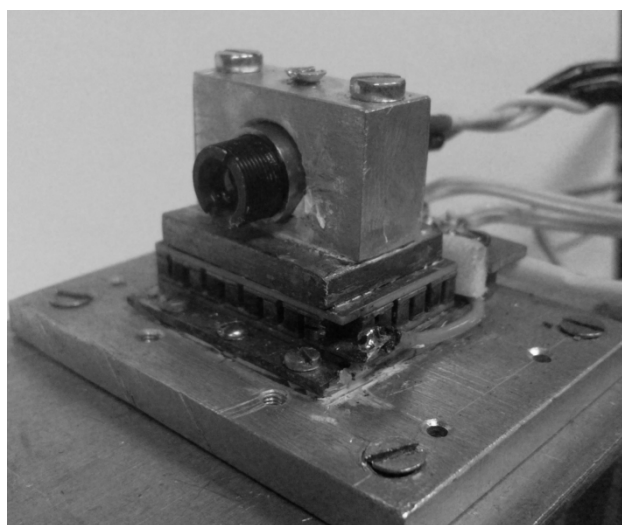


Рис. 2.1.3 – Крепление исследуемых лазеров

Температура радиатора контролировалась с помощью схемы терморегулирования с точностью $0,02 - 0,03$ °С. В некоторых случаях удавалось достичь точности $0,01$ °С. При этом температуру можно было перестраивать в пределах $15 - 30$ °С. Для измерения и контроля температуры в схеме использовался термистор В57861-S 103-F40, 1% 10 кОм.

Точность поддержания тока, обеспечиваемая специально разработанным источником питания, составляла $0,1$ %.

Как показывает практика, лазерные диоды очень чувствительны к импульсным скачкам напряжения, что в процессе работы с ними может приводить к выходу лазеров из строя. Чтобы избежать этого выходные контакты диодов во время пайки, а также при переустановке и извлечении лазеров закорачивались.

2.2. Исследование спектральных характеристик одночастотного режима лазерных диодов

Перед проведением исследований каждый лазер тестировался. Для этого снималась его ватт-амперная характеристика, которая в дальнейшем использовалась для контроля за изменением рабочих характеристик лазера. При измерениях мощности использовался фотоприемник на основе фотодиода ФД-24К, располагающийся на некотором расстоянии от лазерного диода. Изменяя рабочий ток диода и фиксируя соответствующие значения мощности излучения, строилась кривая зависимости последней от тока.

Исследование степени поляризации

В главе 4 будет рассмотрена возможность использования лазерных диодов в интерференционных измерениях. Поскольку для получения интерференционной картины требуется источник излучения с линейной поляризацией, необходимо было поставить эксперимент по исследованию данного вопроса.

Для измерения степени поляризации излучения лазерных диодов была собрана схема, показанная на рис. 2.2.1. Она включает в себя поляризатор, в качестве которого использовалась призма Глана.



Рис. 2.2.1 – Схема исследования поляризации излучения.

Фотоприемник фиксировал мощность прошедшего через поляризатор излучения лазера. Сначала поляризатор устанавливался на уровень максимальной

проходящей мощности. После поворота призмы Глана на 90 градусов регистрируемая мощность существенно снижалась. Таким образом, эксперимент показал, что излучение лазерных диодов практически линейно поляризовано. Направление поляризации перпендикулярно плоскости p-n-перехода. Степень поляризации определялась по показаниям фотоприемника, соответствующим минимальной и максимальной прошедшей мощности, и составляла ~ 98%.

Оптическая развязка

Как уже отмечалось ранее в обзоре литературы, оптическая обратная связь может сильно влиять на спектр излучения лазерных диодов. Поэтому вопрос оптической развязки требовал специального рассмотрения.

Одним из возможных путей минимизации влияния отраженного сигнала является применение оптической развязки. В нашем распоряжении имелась развязка, состоящая из дихроичного поляризатора и четвертьволновой фазовой пластинки. На первом этапе проверялась возможность ее использования.

Схема эксперимента показана на рис. 2.2.2.

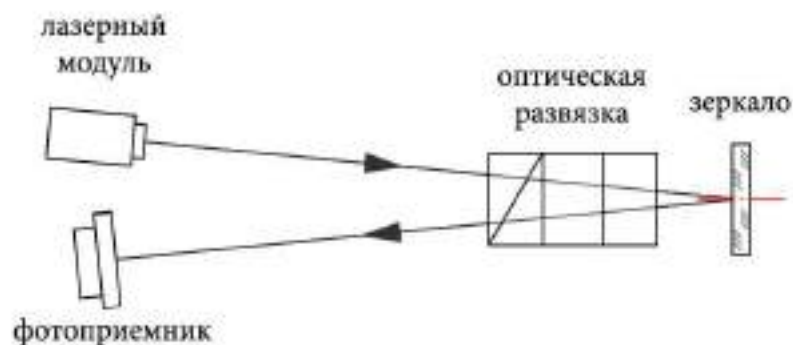


Рис. 2.2.2 – Схема тестирования оптической развязки

Как видно из рис. 2.2.2, за развязкой устанавливалось отражающее зеркало, имитирующее источник обратной волны. После отражения излучение второй раз проходило через оптическую развязку и поступало на фотоприемник, который позволял измерить уровень мощности прошедшего через развязку излучения.

Поворотом фазовой пластинки уровень прошедшего излучения настраивался на минимум, что соответствовало настройке оптического вентиля.

Как показало тестирование имеющейся оптической развязки, она ослабляла отраженный сигнал в 30 – 46 раз по мощности в зависимости от настройки. Из литературных данных следует, что этого недостаточно для устранения влияния обратного излучения на работу лазера. Тем не менее, это не исключает возможность ее применения в качестве дополнительного средства для минимизации влияния отражения.

Наиболее радикальное и практически интересное средство должно просто исключать возможность появления отраженного в сторону лазера излучения.

В качестве примера такого подхода к решению проблемы развязки явилось предложение использовать наклонное падение излучения на интерферометр Фабри-Перо. Необходимость в последнем вызывалась потребностью иметь прибор с высокой разрешающей способностью.

Идея метода состояла в следующем.

Для наблюдения спектров FP лазерных диодов требуется использовать интерферометр с малой базой. Она должна обеспечить постоянную интерферометра большую, чем ширина спектра генерации излучения лазера, который может состоять из нескольких продольных мод. Таким образом, величина базы должна составлять доли миллиметра. Например, в экспериментах часто использовался интерферометр с базой 0,15 мм.

При этом считалось, что при небольших углах наклона и размерах сечения выходных пучков лазера 3 – 4 мм смещение переотраженных интерферометром пучков в пространстве по отношению друг друга будет незначительным и не скажется заметным образом на результатах интерференции.

Предполагается также, что исходно высокая разрешающая способность (часто употребляется английское название этого параметра — *finesse*), определяемая отношением постоянной интерферометра к ширине аппаратной функции, уменьшится, то есть ее значение станет даже меньше 100. Но этого будет достаточно для работы. Фактически в этом случае для формирования

интерференционного максимума будет использоваться меньше интерферирующих пучков, чем при нормальном падении излучения.

Для понимания возможностей такого подхода делалось численное моделирование работы интерферометра. Методика расчета поясняется на рис. 2.2.3.

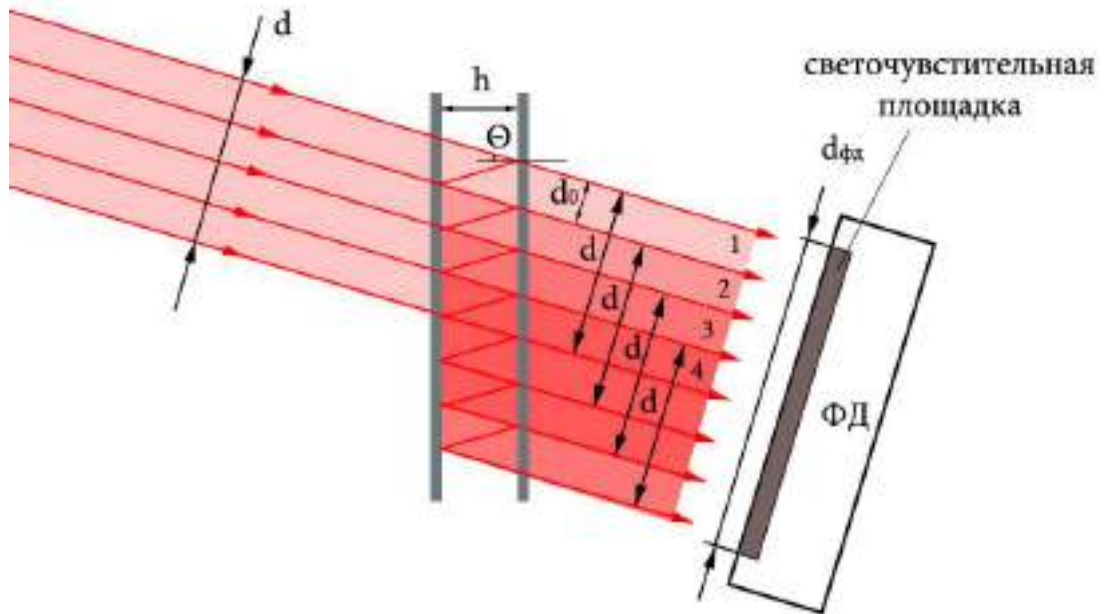


Рис. 2.2.3 – Схема, используемая для численного расчета разрешающей способности интерферометра

Излучение в виде волнового пучка, для простоты оценок считается, что он представляет плоскую волну ограниченных поперечных размеров (d), например, 3 – 4 мм, падает на интерферометр Фабри-Перо с воздушным промежутком под углом θ . При этом формируется бесконечная совокупность пучков, смещенных на расстояние d_0 по отношению друг к другу (рис. 2.2.3). Фотоприемник имеет ограниченную апертуру $d_{\text{фд}}$. Так как апертура обычных фотоприемников также равна 3 – 4 мм, можно при проведении оценок считать, что $d_{\text{фд}} = d$. Как видно из рисунка, в результате переотражений образуются области интерференции перекрывающихся пучков с разным их числом.

Результат интерференции в случае падения на интерферометр плоской волны описывается известным выражением [187]:

$$I = I_0 \cdot T^2 \cdot \frac{1}{(1-R)+4 \cdot R \cdot \sin^2\left(\frac{k \cdot \Delta l}{2}\right)}, \quad (2.1)$$

где I — интенсивность излучения на выходе интерферометра, I_0 — интенсивность излучения на входе интерферометра, T , R — коэффициенты пропускания и, соответственно, отражения зеркал интерферометра, k — волновое число, Δl — оптическая разность хода интерферирующих волн ($\Delta l = 2 \cdot h \cdot n \cdot \cos(\theta)$), h — база интерферометра, n — показатель преломления, θ — угол падения излучения).

В нашем случае, излучение, пройдя интерферометр, падает на вход фотоприемника и здесь интерферирует, создавая в каждой из областей $i = 1, 2, 3$ и т.д. (рис. 2.2.3) фототок I_i , пропорциональный падающей мощности. Общий фототок $I_{\text{ФД}}$ будет являть суммой I_i . Апертура фотоприемника ограничит число интерферирующих пучков величиной $(N + 1)$, где $N = [d/d_0]$ — целая часть отношения, а $d_0 = 2 \cdot h \cdot \sin(\Theta)$ (рис. 2.2.3).

Результат интерференции будет выражаться как

$$I_{\text{ФД}} = S \cdot \sum_{i=1}^N P_i = \frac{P_0 \cdot T^2}{d} \cdot S \cdot [d_0 \cdot \sum_{i=1}^N K_i + (d - N \cdot d_0) \cdot K_{N+1}], \quad (2.2)$$

где P_0 — мощность падающего пучка, P_i — мощность излучения в i -той области, S — крутизна ватт-амперной характеристики фотодиода, K_i — множитель, определяющий результат интерференции.

В каждой из этих областей K_i равен:

$$K_i = \left| \left(\frac{1 - R^n \cdot e^{j(k \cdot \varphi)}}{1 - R^n \cdot e^{j\varphi}} \right) \right|^2 = \frac{1 + R^{2n} - 2 \cdot R^n \cdot \cos(k \cdot \varphi)}{1 + R^2 - 2 \cdot R \cdot \cos(\varphi)}. \quad (2.3)$$

Используя пакет программ MATLAB, был получен численный результат такой интерференции в относительных единицах при изменении частоты (длины волны) падающего на интерферометр излучения. Другими словами — спектрограмма, из которой можно было получить величину finesse. Ее можно видеть на рисунке 2.2.4.

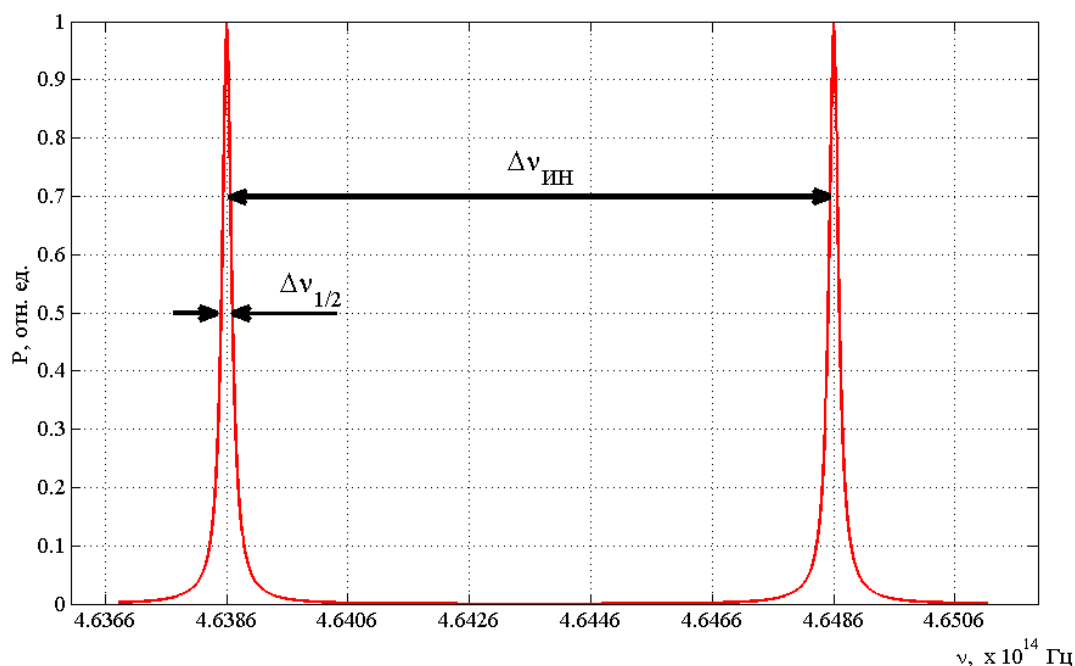


Рис. 2.2.4 – Спектрограмма численного результата интерференции падающего на интерферометр излучения при изменении частоты (длины волны)

На рис. 2.2.5 приведены результаты расчета величины *finesse* для интерферометра с разными коэффициентами отражения зеркал. На нем также показаны экспериментально полученные значения *finesse*.

Видно, что экспериментальные данные лучше всего совпадают с расчетными для зеркал с отражением 95%, хотя коэффициент отражения использованных в интерферометре зеркал имел величину $\sim 96\%$. Небольшое различие результатов расчета и полученных экспериментально данных можно объяснить выбором аппроксимации лазерного пучка плоской волной, отличием размеров апертур пучка и фотоприемника, неточностью настройки интерферометра. Тем не менее, результаты моделирования позволяют сделать вывод, что в большом диапазоне углов падения лазерного излучения на интерферометр при данных параметрах схемы можно рассчитывать на достаточно высокое разрешение прибора.

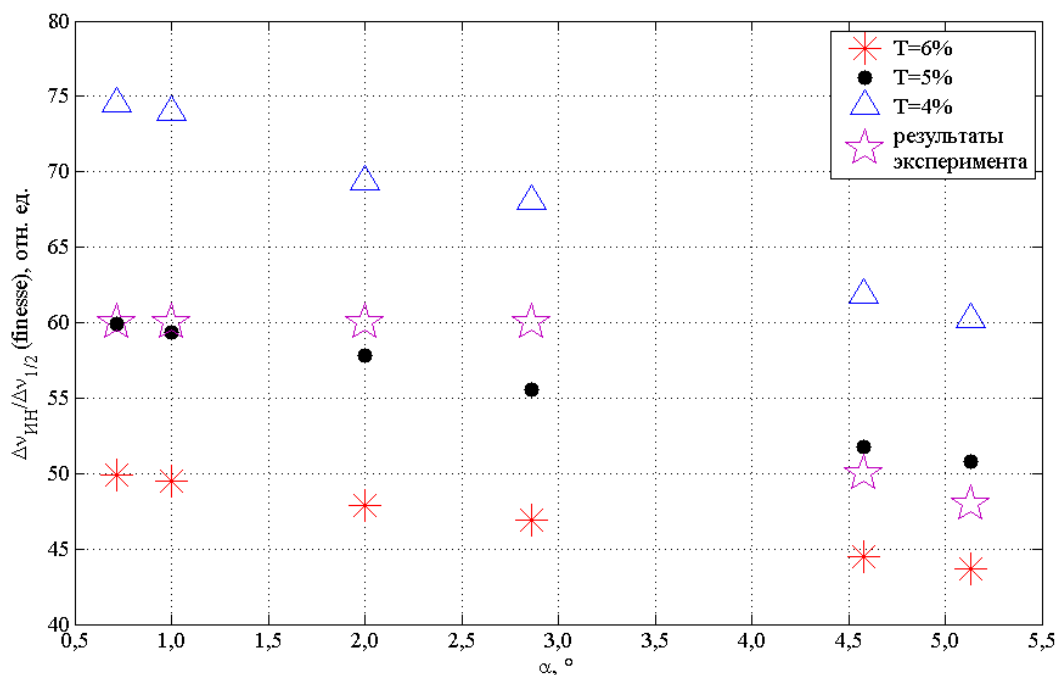


Рис. 2.2.5 – Оценка величины разрешающей способности (finesse) для интерферометра с разными коэффициентами отражения зеркал. T — коэффициент пропускания

При построении измерительных схем следует также иметь в виду, что интерферометр Маха-Цендера не создает обратно отраженного излучения, идущего в сторону лазера. Поэтому его использование, там, где это возможно, также исключает обратную волну и будет обеспечивать необходимую развязку источника излучения.

Одночастотный режим работы лазерных диодов

В рамках первой поставленной задачи, необходимо было убедиться, что исследуемые FP лазеры могут работать в одночастотном режиме.

Для этого была собрана экспериментальная установка для наблюдения спектра излучения лазерных диодов, оптическая схема которой показана на рис. 2.2.6. Согласно схеме, излучение лазера направлялось с помощью отклоняющих зеркал в сканирующий интерферометр Фабри-Перо с малой базой, одно из зеркал которого располагалось на пьезокерамическом преобразователе КП-1. За

интерферометром устанавливался фотоприемник, сигнал с выхода которого подавался на осциллограф.

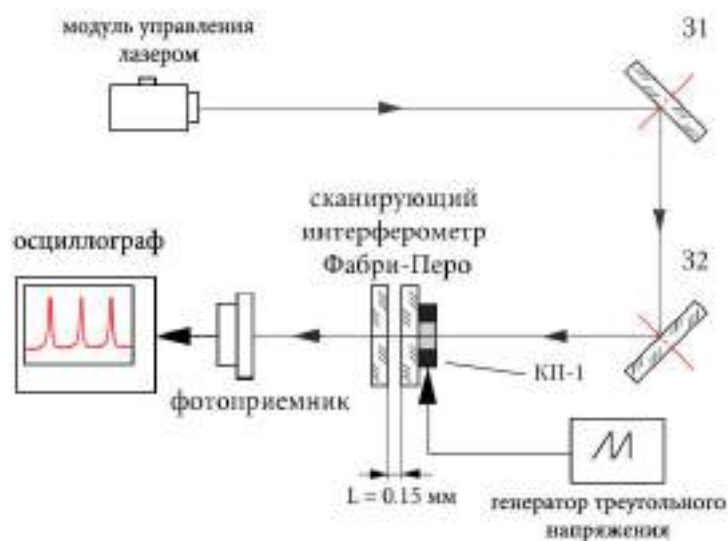


Рис. 2.2.6 – Схема наблюдения спектра излучения: 31, 32 — зеркала; КП-1 — пьезокорректор

Для исключения влияния обратно отраженного излучения в данном и дальнейших экспериментах с интерферометром Фабри-Перо измерения проводились в режиме наклонного падения излучения на интерферометр. Таким образом, схема наблюдения спектра была построена так, что отраженный луч от интерферометра отклонялся зеркалами и не попадал обратно в лазер.

При подаче на пьезокорректор КП-1 напряжения треугольной формы обеспечивался периодический просмотр спектра излучения лазера на экране осциллографа.

Осциллограммы, полученные в ходе наблюдений, показаны на рис. 2.2.7. Эксперименты показали, что исследуемые лазерные диоды могут работать в одночастотном режиме. Он существует в определенных областях изменения рабочего тока и температуры.

Как видно из рисунка (рис. 2.2.7.a), в спектре излучения лазерных диодов в одночастотном режиме присутствует одна основная линия, соответствующая продольной моде лазера. По краям находятся небольшие "пички" соседних

продольных мод, не превосходящие по величине 2 – 3 % от уровня мощности основной моды. Наблюдаемый одночастотный режим реализуется без использования специальных элементов, достаточно устойчив и при включении – выключении лазера восстанавливается при сохранении значений рабочего тока и температуры.

В промежутках между областями одночастотного режима, реализуется переходный режим, при котором генерируется несколько продольных мод. На рис. 2.2.7.б представлен спектр лазерного диода, работающего в многомодовом режиме.

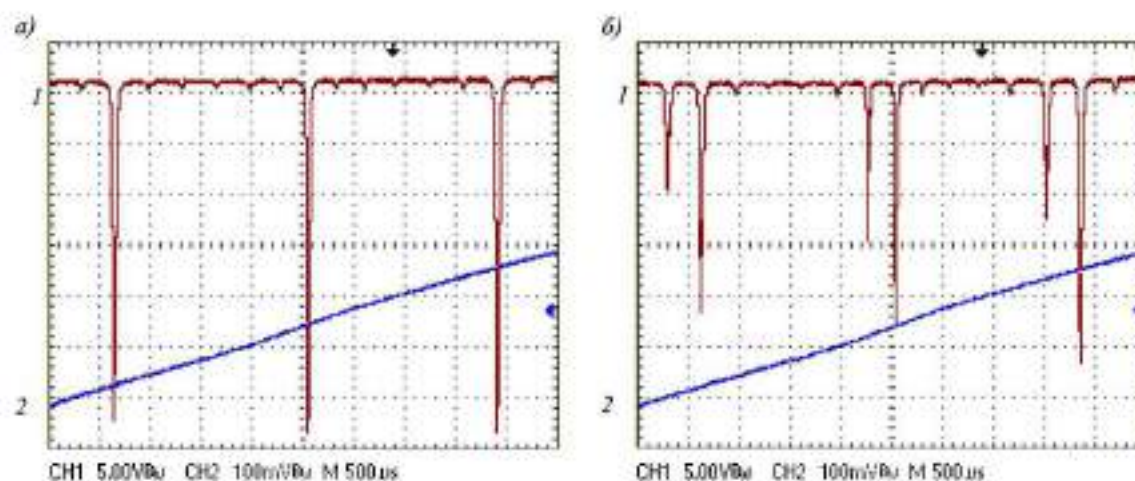


Рис. 2.2.7 – Спектр излучения лазерного диода (развертка 1 — спектр излучения лазера, развертка 2 — треугольное напряжение, подаваемое на сканирующий интерферометр): а) одночастотный режим, б) многомодовый режим

Из осциллограмм (рис. 2.2.7), зная базу интерферометра, можно было легко оценить расстояние между продольными модами для каждого из исследованных лазеров. С этой целью величина базы интерферометра непосредственно устанавливалась с помощью эталонных пластинок разной толщины, калиброванных с помощью микрометра. Расстояние между зеркалами в данных экспериментах составляло величину $\sim 0,15$ мм, что соответствует области свободной дисперсии (постоянной интерферометра) ~ 1 ТГц.

Для лазерных диодов типа ADL63054, ADL65055, ADL63102, HL6358 получились следующие значения расстояний между продольными модами: 143 ГГц, 190 ГГц, 92 ГГц и 95 ГГц, соответственно. Межмодовые расстояния различаются, что можно объяснить различной длиной резонаторов лазеров.

В процессе эксперимента наблюдение одночастотного режима велось двумя способами. В первом случае — значение тока лазерного диода фиксировалась, а температура плавно изменялась, во втором случае — фиксировалась температура, в то время как ток изменялся.

При этом если зафиксировать ток, то с понижением (увеличением) температуры лазерного диода частота генерации плавно увеличивается (уменьшается), затем, пройдя стадию многомодового режима, перескакивает на другую продольную моду резонатора и снова реализуется одночастотный режим.

Скачок частоты, в подавляющем числе случаев, происходит в ту же сторону по частоте, что и плавное ее смещение. Изменение частоты при этом может составлять чаще один, иногда два или три межмодовых интервалов. При этом в конкретно взятом лазерном диоде могут наблюдаться скачки на разное количество межмодовых интервалов.

Комбинируя токовую и температурную перестройку, удалось получить картины областей существования одночастотного режима в координатах ток-температура, одна из которых приведена на рис. 2.2.8.

Как видно из рисунка, при изменении одного из параметров зоны существования одночастотного режима могут расширяться, сужаться и полностью пропадать. В этих явлениях проявления определенной системы не выявлено. Хотя общая последовательность смены областей одночастотной генерации явно прослеживается. Кроме того, видно, что для большинства значений тока и температуры лазер работает в одночастотном режиме.

Таким образом, как показали эксперименты, FP лазерные диоды красного диапазона спектра могут работать в одночастотном режиме. При этом, стоит отметить, что с увеличением номинальной выходной мощности исследуемых лазеров отмеченная периодическая смена областей одночастотной генерации

становилась не такой характерной. Увеличивалась протяженность интервалов существования многомодового режима, сокращались число зон одночастотной генерации. Поэтому было решено ограничиться исследованием лазеров с номинальной мощностью ≤ 10 мВт. Ее вполне достаточно для многих задач интерферометрии.

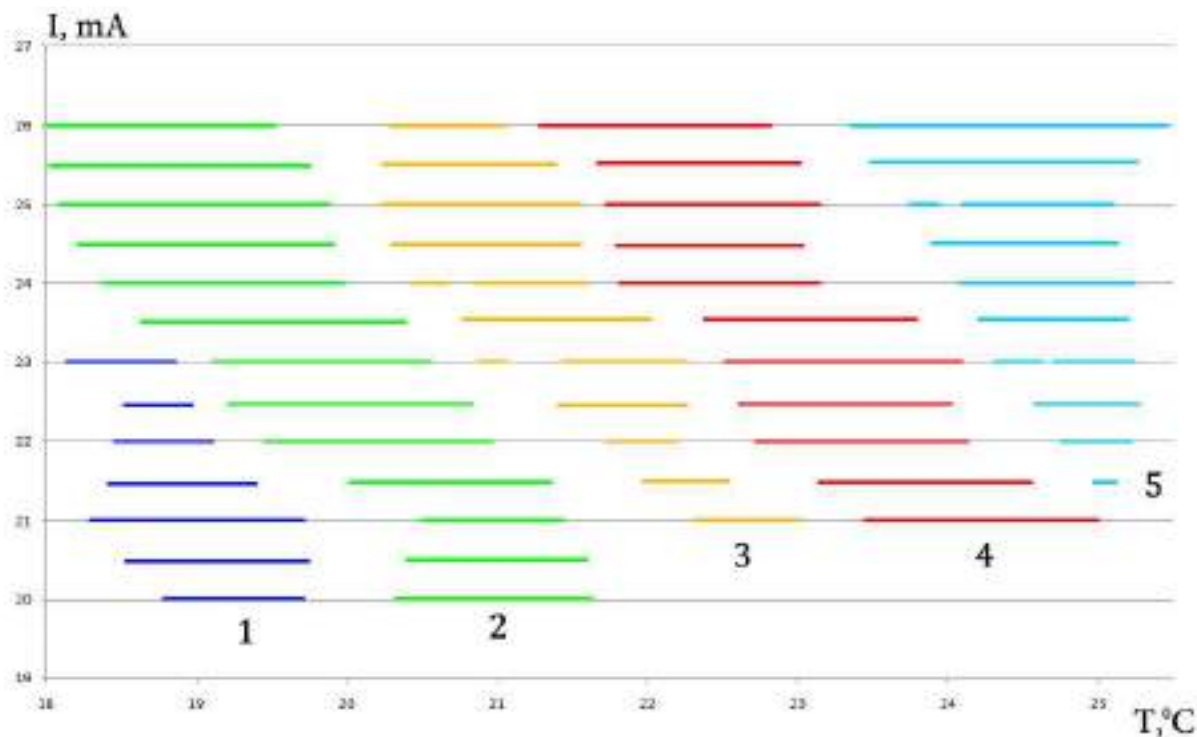


Рис. 2.2.8 – Картина областей существования одночастотного режима в координатах ток-температура на примере лазера ADL65055. Цифры 1 – 5 соответствуют разным продольным модам

Далее рассматриваются характеристики получаемого одночастотного режима, что соответствует второй поставленной задаче.

Зависимость частоты излучения от тока и температуры в одночастотном режиме

Одной из важных характеристик работы лазеров, например, для решения задачи стабилизации частоты является зависимость частоты генерации от рабочей температуры и тока. Приведенная на рис. 2.2.9 схема использовалась для

определения значений крутизны зависимостей частоты излучения лазерных диодов от тока и температуры в пределах одночастотного режима.

Применение сканирующего интерферометра для данной задачи невозможно из-за недостаточной разрешающей способности. Поэтому использовался обычный интерферометр Фабри-Перо с постоянной базой 7 см (постоянная интерферометра 2,14 ГГц). В процессе измерения излучение лазера направлялось на интерферометр, пройдя через него, попадало на видеокамеру, предназначенную для систем видеонаблюдения. Величина базы интерферометра не менялась в процессе эксперимента. Она позволяла анализировать достаточно узкие спектры. На подключенном к камере мониторе можно было наблюдать интерференционные картины, соответствующие спектру излучения лазера.

Для дополнительного контроля наличия одночастотного режима часть лазерного излучения направлялась в монохроматор THR-1000, имеющий точность на уровне $0,5 \text{ \AA}$.

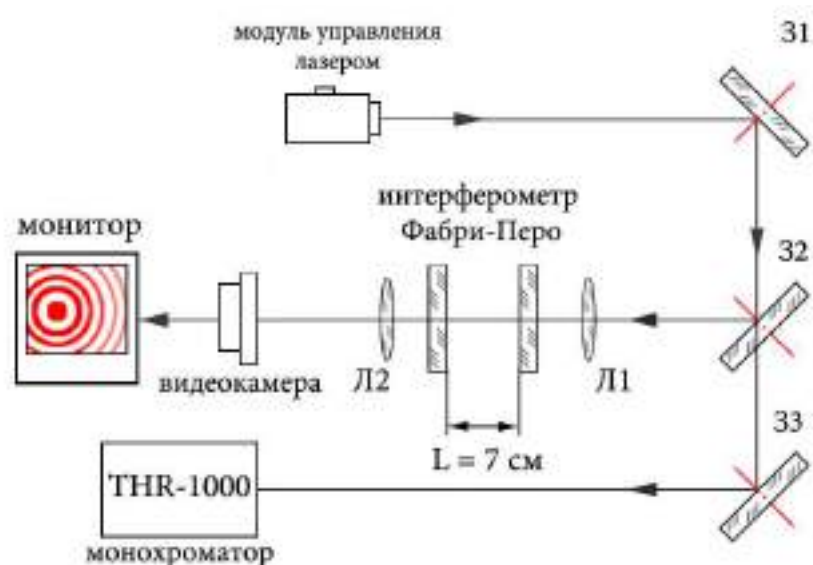


Рис. 2.2.9 – Схема установки по определению крутизн зависимостей частоты излучения от тока и температуры: 31, 32, 33 — зеркала

Увеличивая или уменьшая величину тока накачки при постоянной температуре и считая на какое число при этом изменяется порядок интерференции, удалось получить оценку крутизны перестройки частоты с током.

Для этого фиксировалось начальное положение одного из интерференционных колец и, плавно меняя ток, регистрировалось, когда ближайшее к нему кольцо достигнет данного, изменяясь в размерах, то есть пройдет расстояние, равное постоянной интерферометра, и тем самым порядок интерференции изменится на единицу.

Так как длины волн лазеров, принадлежащих этой группе, отличались на не более, чем 5%, было решено характеризовать их одним средним значением крутизны зависимости частоты от тока инжекции в пределах одночастотного режима. Измерения показали, что данная величина составляет ~ 8 ГГц/мА.

Среднее значение крутизны зависимости частоты излучения от температуры в пределах одночастотного режима, полученное по такой же методике, составило 30 ГГц/ $^{\circ}$ С. Точность измерений в обоих случаях была не выше 5%.

Также для измерения среднего значения крутизны зависимости частоты генерации лазера от рабочей температуры без учета режима работы использовался монохроматор THR-1000, упомянутый ранее. Это позволяло определить положение максимума кривой усиления активной среды от температуры.

На рисунках 2.2.10 – 2.2.11 показаны некоторые полученные в процессе данного измерения зависимости.

На обеих зависимостях можно видеть линейный рост длины волны при увеличении температуры. Для данных графиков оценка крутизны зависимости длины волны от температуры составляет $S_T = 0,177$ нм/ $^{\circ}$ С (или 124 ГГц/ $^{\circ}$ С в пересчете на частоту) для лазеров серии ADL65055 и $0,16$ нм/ $^{\circ}$ С (119 ГГц/ $^{\circ}$ С) для лазеров серии ADL63054. В среднем для всех лазерных диодов, эта величина была на уровне $\sim 0,17$ нм/ $^{\circ}$ С. Как и ожидалось, они больше, чем соответствующие характеристики изменения частоты генерации с температурой в пределах одночастотного режима, так как соответствуют изменению положения максимума кривой усиления с температурой.

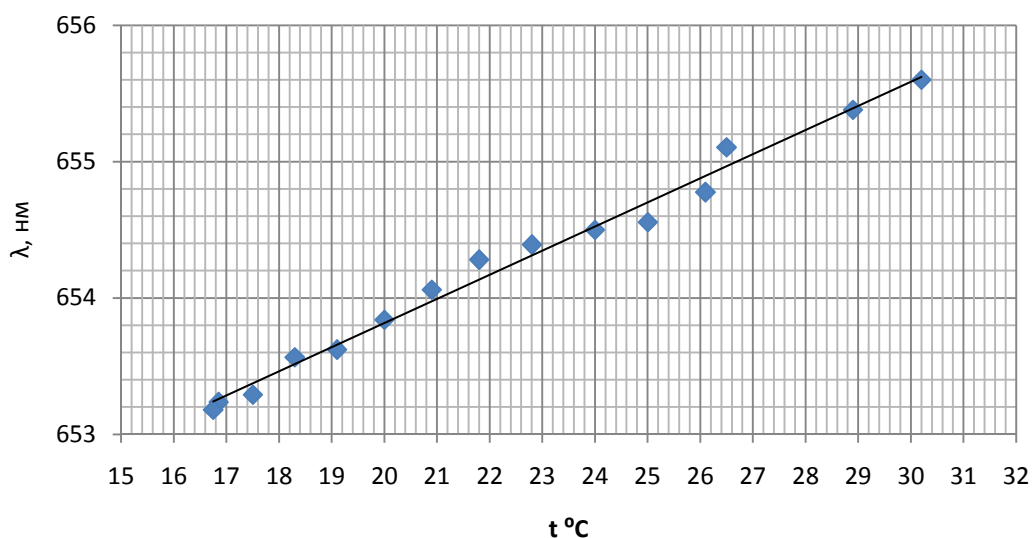


Рис. 2.2.10 – Зависимость длины волны от температуры для лазера ADL65055

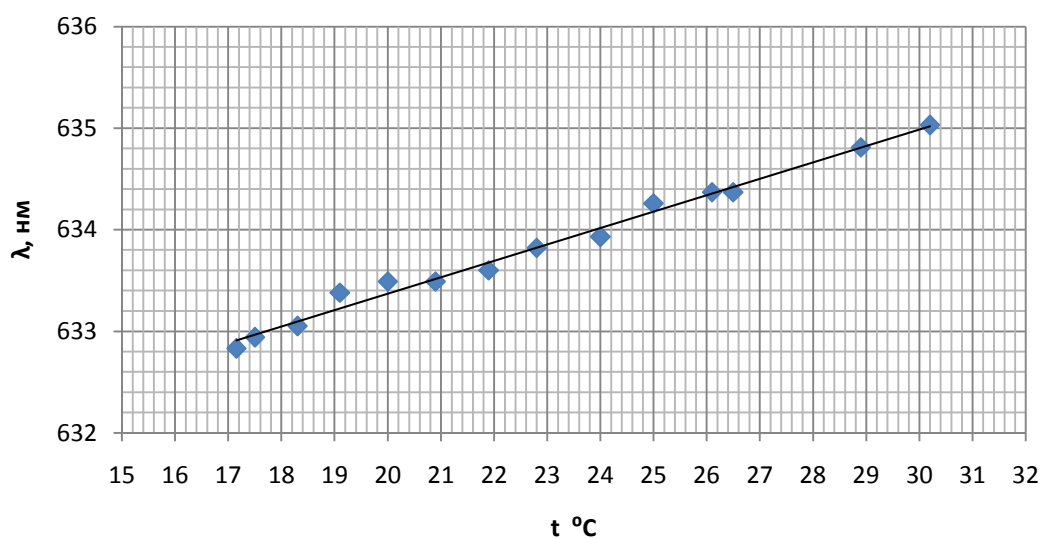


Рис. 2.2.11 – Зависимость длины волны от температуры для лазера ADL63054

Стоит отметить, что полученные величины крутизн перестроечных характеристик достаточно большие, но они хорошо согласуются с характеристиками, встречающимися в литературе по данной тематике [92, 98]. Кроме того, некоторые производители приводят зависимости длин волн излучения лазеров от температуры. Их можно увидеть на рис. 2.2.12, 2.2.13 [71,

188]. Из зависимостей можно оценить крутизну, она равна $0,16 \text{ нм}/^{\circ}\text{C}$ и $0,18 \text{ нм}/^{\circ}\text{C}$ для лазеров серии ADL65055 и серии ADL63054 соответственно, и $0,17 \text{ нм}/^{\circ}\text{C}$ для лазера HL6358, что очень близко к значениям, полученным в ходе эксперимента.

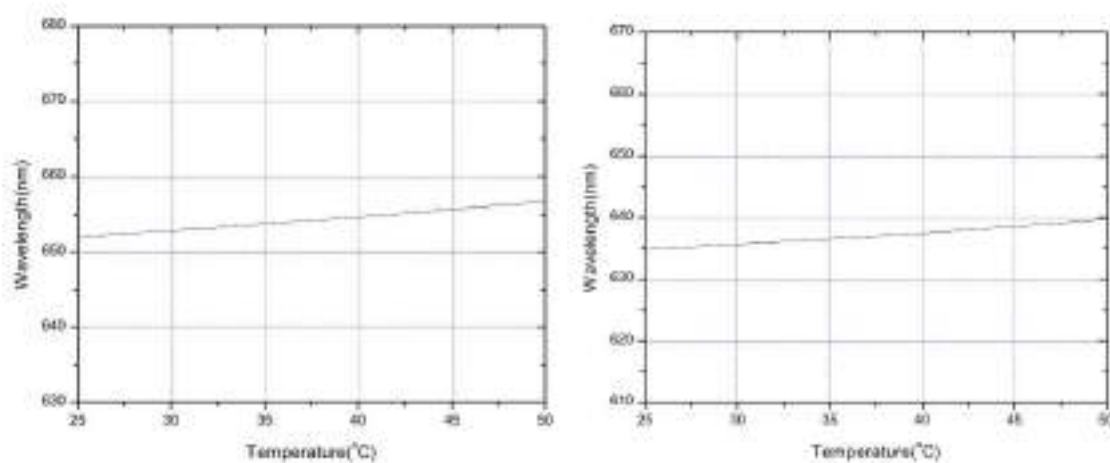


Рис. 2.2.12 – Зависимости длины волны от температуры для лазеров ADL65055 (слева) и ADL63054 (справа), указанные производителем [188]

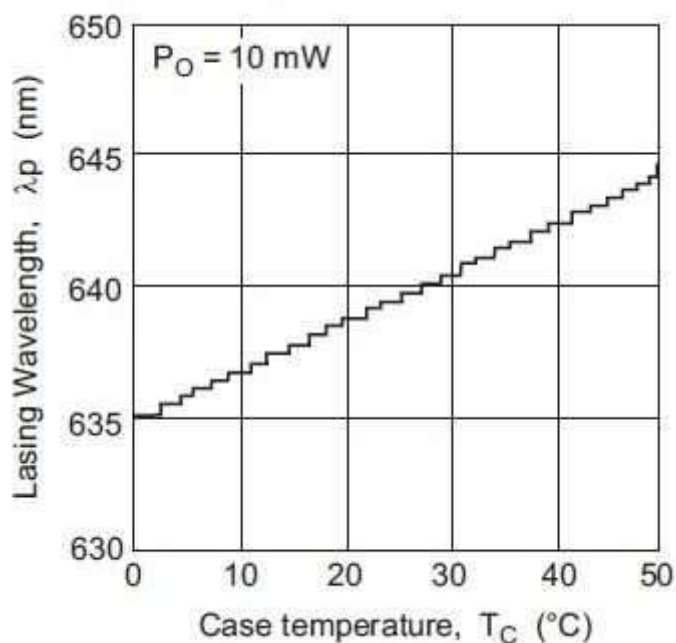


Рис. 2.2.13 – Зависимость длины волны от температуры для лазера HL6358, указанная производителем [71]

Основные «механизмы» влияния изменения температуры и тока на частоту излучения — это изменение оптической длины резонатора лазера вследствие

теплового расширения и изменение показателя преломления полупроводникового кристалла, вызывающие сдвиг частоты генерируемой продольной моды. Поэтому изменение частоты генерации в пределах области одночастотного режима происходит независимо от смещения максимума усиления полупроводниковой среды с изменением температуры и тока и характеризуется одной крутизной. При рассовмещении частоты генерируемой моды и максимума усиления происходит смена генерируемой моды, то есть области генерации, сопровождающийся скачком частоты. Соответственно, крутизна зависимости частоты максимума усиления от температуры и тока будет другой.

К вопросу установления одночастотной генерации

Описанные выше эксперименты подтверждают наличие одночастотного режима у исследуемых лазерных диодов. В ходе их выполнения определены обобщенные параметры его реализации у лазеров данной группы.

Основные особенности наблюдаемого режима в целом совпадают с наблюдавшимися ранее при исследовании полупроводниковых лазеров ИК диапазона длинами волн вблизи 850 нм [2, 3].

Фундаментальной основой установления одночастотного режима является генерация FP лазерными диодами излучения с высоким качеством основной поперечной моды. В этих условиях спектр излучения состоит только из продольных мод, и появляется реальная возможность для доминирования одной из них. Успешное решение задачи генерации излучения нулевой моды, в свою очередь, во многом связано с использованием при изготовлении лазеров технологии множественных квантовых ям на основе AlGaInP гетероструктур. При этом внутри резонатора фактически формируется оптический волновод с воспроизводимыми характеристиками. И поэтому это должно улучшать качество генерируемой поперечной моды.

Важным результатом наблюдений является одинаковая форма реализации одночастотного режима в исследуемых лазерах независимо от выпускающей фирмы.

Фирма Hitachi, выпускающая лазерные диоды с аббревиатурой HL, единственная известная нам фирма, которая в Техническом описании позиционирует FP лазеры как одночастотные. Подтверждением этого можно считать приводимую в них зависимость частоты генерации от температуры, снятую с достаточно хорошим разрешением и отражающую ее ступенчатый характер (см. рис. 2.2.13). Отметим, что просто ступенчатая зависимость частоты от температуры может быть и у многомодовых лазеров. Остальные фирмы констатируют наличие основной моды или одномодового режима.

Сказанное выше позволяет сделать важный вывод, что причины существования одночастотного режима общие для всех выпускаемых лазеров этого типа. Если какие-либо специальные меры для получения одночастотного режима и предпринимаются, то они не носят принципиального характера.

Отметим, что полученные в этой главе данные не гарантируют, что любой тип лазера этой группы будет работать в одночастотном режиме. Для этого требуется проверка по рассмотренной методике.

Можно отметить и то, что одночастотный режим начинается практически прямо от порога. Так при номинальной мощности генерации 5 – 7 мВт одночастотный режим уже существует при 0.5 мВт.

Активная среда в FP лазерных диодах занимает весь резонатор. Специальных селективных элементов нет. Ввиду этого одночастотный режим в таких лазерах (с линейным резонатором и однородно уширенной активной средой) должен устанавливаться за счет конкуренции продольных мод.

Обычно рассматривают только механизм происхождения скачков частоты.

Продольная мода, частота которой совпадает с максимумом линии усиления активной среды, генерируется лазером, так как имеет большее усиление по сравнению с другими модами. При сдвиге максимума контура усиления активной среды по отношению к положению генерируемой моды на расстояние, равное половине межмодового интервала, следует ожидать возникновения генерации на соседней продольной моде. В таких условиях, с точки зрения усиления, она должна будет находиться в одинаковых условиях с генерируемой модой. Если

сдвиг частот продольных мод чуть увеличится в ту же сторону, генерироваться будет другая мода. Соответственно, должен произойти скачок частоты генерации на межмодовое расстояние.

Это простое и «удобное» объяснение скачков на один межмодовый интервал. Эксперименты показали, что это не всегда так. Бывают скачки на 2 – 3 межмодовых интервала. И убедительных объяснений этому нет. Кроме того, несмотря на то, что полупроводниковую среду можно считать однородноуширенной средой, даже в этом случае превышение усиления одной из мод над другими не дает оснований для наличия устойчивого одночастотного режима в линейном резонаторе. Но объяснений и обсуждений этого вопроса в учебниках и научной литературе не приводится.

В связи с этим можно высказать следующие соображения.

В известных работах показано, что одночастотная генерация в лазерах с однородно уширенной средой устанавливается при доминировании одной из мод, которое может быть достаточно слабым, при одновременном однородном съеме инверсной населенности всей активной среды [98]. Такая ситуация реализуется в режиме бегущей волны в лазерах с кольцевым резонатором.

В линейном резонаторе это может быть только в случае установки активной среды малой протяженности непосредственно у глухого зеркал резонатора (нули разных продольных мод совпадают) и при создании однородного съема инверсной населенности полем постоянной интенсивности, которое формируется за счет поляризационных свойств резонатора.

Хотя ситуация в лазерных диодах иная, но основания для объяснения возникновения одночастотной генерации имеются.

Активная среда занимает весь резонатор. Выходное зеркало имеет пропускание $\sim 0,7$ и отражение — $0,3$ по мощности. В этих условиях интерференция встречных волн разной мощности дает стоячую волну для генерируемой моды на базе постоянной составляющей, обеспечивающей частично однородный съем инверсной населенности. Только вблизи глухого отражающего зеркала возможны минимумы интенсивности, примерно, равные

нулю. Но здесь работает другой, отмеченный ранее механизм доминирования сильной моды.

Другой причиной, которая может создавать условия для одночастотной генерации, являются свойства самой среды.

Оценка времени установления (нарастания) поля t в резонаторе Фабри-Перо на основе формулы для ширины резонансной кривой [98] с длиной резонатора 0,3 мм, показателем преломления 3,5 и потерями на пропускание 0,7 дает величину $t \sim 1$ нс.

С другой стороны, время внутризонной релаксации t_r среды, в том числе пространственной неоднородности сфера инверсной населенностей, не превышает $t_r \leq 1$ пс [98], что, устраняет роль стоячей волны в возможности усиления мод, имеющих меньшее усиление, чем доминирующая.

Наличие указанных обстоятельств и является, по-видимому, основной причиной устойчивой одночастотной генерации (одной продольной моды) при наличии условий для такой генерации в виде нулевой поперечной моды.

Измерение длины когерентности и ширины линии излучения

В интерферометрии, дальнометрии и других применениях важными параметрами являются длина временной когерентности и связанная с ней ширина линии излучения. Для оценки данного параметра была собрана установка на основе интерферометра Маха-Цендера. Ее схему можно видеть на рис. 2.2.14.

Как видно из рисунка, излучение лазера с помощью полупрозрачного зеркала 31 делилось на два луча. Первый луч распространялся по прямой линии, второй — отклонялся с помощью зеркал 31 – 34 и тем самым проходил больший путь. Отличие данного интерферометра от собранного по классической схеме заключается в том, что выходным является не зеркало 33, а зеркало 34. Такая конфигурация позволяет легко увеличивать разность хода, что необходимо для оценки длины когерентности. В классической схеме, приводимой в литературе, разность хода близка к нулю, что было необходимо, пока не появились лазерные

источники излучения. Здесь и в дальнейшем будем называть эту используемую схему по-прежнему интерферометром Маха-Цендера.

Схема интерферометра дополнялась оптическим фильтром для выравнивания мощности обоих лазерных пучков. Выбор такой схемы был обусловлен стремлением исключить попадание обратно отраженного излучения в резонатор лазера. Возможности эксперимента ограничивались разностью плеч интерферометра, которая была не больше 3 м.

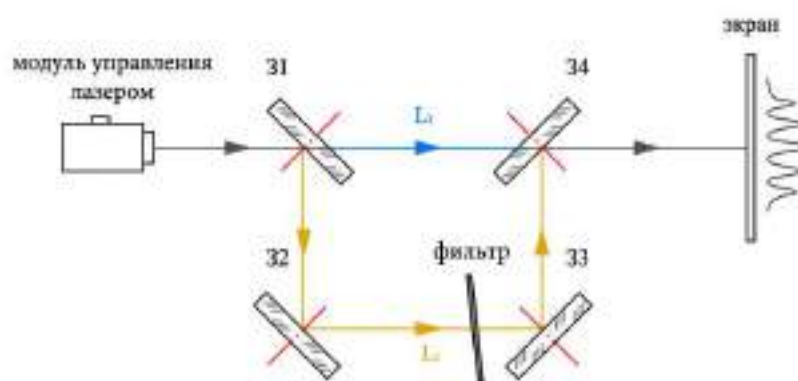


Рис. 2.2.14 – Схема интерферометра Маха-Цендера: 31– 34 — зеркала

В ходе эксперимента удалось получить контрастные интерференционные полосы с видимостью близкой к единице, пример которых можно видеть на рис. 2.2.15. Регистрация при этом осуществлялась непосредственно визуально либо, что очень близко к первому случаю, с помощью видеокамеры. Меняя угловую настройку зеркал, можно было получить две, три и больше интерференционных полос. При постоянстве частоты излучения за время наблюдения на видность получаемой картины напрямую влияет только ширина линии излучения лазера, которая в свою очередь связана с оценкой длины когерентности лазера соотношением:

$$l_{\text{ког}} \sim \frac{c}{\Delta\nu}, \quad (2.4)$$

где c — скорость света, $\Delta\nu$ — ширина спектра излучения. От длины когерентности также зависит диапазон доступных разностей хода интерферирующих пучков при измерениях.

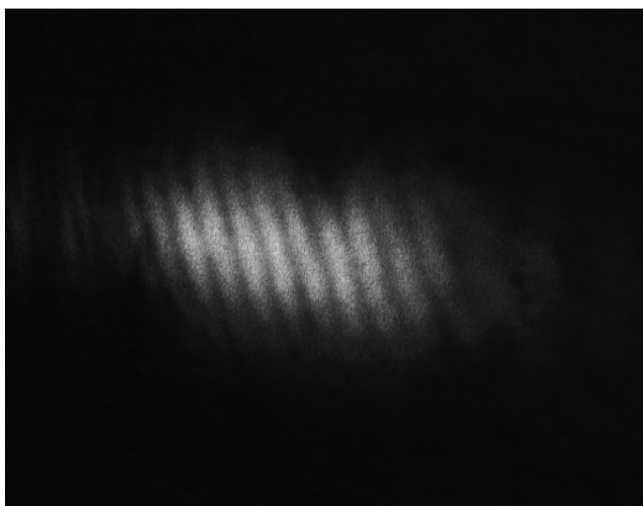


Рис. 2.2.15 – Интерференционные полосы, полученные с лазером ADL65055 и разностью хода 3 м

В экспериментах по прямой интерференции двух пучков получалась контрастная интерференционная картина с видностью ~ 1 вплоть до разности хода равной три метра. Дальнейшее ее увеличения было ограничено условиями эксперимента. Тем не менее, это позволило оценить ширину линии излучения величиной ≤ 100 МГц, а длину когерентности — ≥ 3 м. Данных величин достаточно для многих практических применений.

Как уже было сказано в обзоре литературы, предел для ширины линии излучения лазерных диодов описывается модифицированной формулой Шавлова-Таунса и составляет порядка нескольких десятков МГц [92]. Это не противоречит полученной экспериментальной оценке.

В схеме интерферометра, показанной на рис. 2.2.16, в отличие от предыдущей, в результате нечетного количества отражений от зеркал происходит "инвертирование" волнового фронта второго луча по отношению к первому. Представлялось интересным проверить влияние данного обстоятельства на результаты измерений.

Как и ожидалось, эксперимент показал, что и в данной конфигурации схемы интерферометра удастся получить такую же контрастную интерференционную картину.

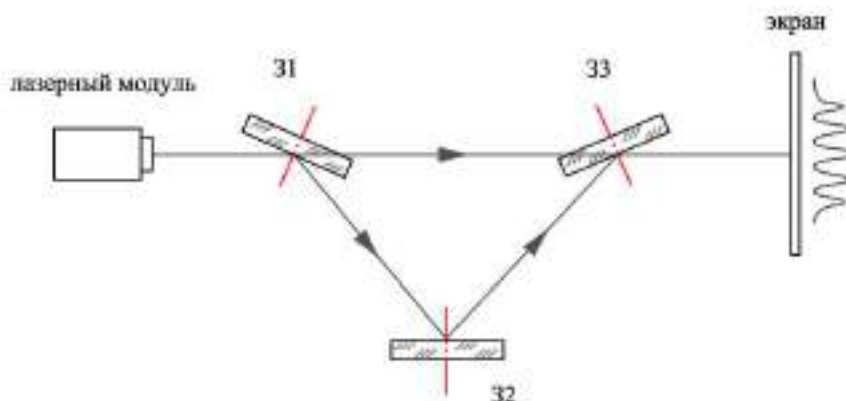


Рис. 2.2.16 – Схема для наблюдения интерференции. Треугольная форма

Для более точной оценки длины когерентности, необходимо обеспечить как можно большую разность хода лучей. Как уже отмечалось, возможности эксперимента ограничивались разностью в 3 метра. Снижения видности при этом не наблюдалось.

Для снятия ограничения можно было использовать оптическое волокно необходимой длины, в качестве одного из плеч интерферометра.

Однако использование оптического волокна связано с дополнительными трудностями по организации ввода и вывода излучения из него. Кроме того, чтобы можно было наблюдать интерференцию волокно должно сохранять поляризацию. Такие оптические волокна существуют [189, 190], но ввиду их отсутствия в распоряжении данный вопрос не рассматривался.

Измерение уходов среднего значения частоты

Описанный выше эксперимент не позволяет судить о спектре возмущений частоты лазеров и о величине этих возмущений. На данные вопросы можно получить ответ только проведя измерения зависимости частоты излучения от времени.

Их можно сделать, если в качестве частотного дискриминатора использовать интерферометр Фабри-Перо, совмещая частоту генерации лазера со склоном аппаратной функции интерферометра.

Оптическая схема измерительной установки, показана на рис. 2.2.17. Как видно, в ней использовались два сканирующих интерферометра Фабри-Перо с различными базами (9 см и 0,15 мм). С помощью интерферометра с базой 0,15 мм обеспечивался просмотр всего спектра генерации лазеров, что позволило осуществлять контроль одночастотного режима генерации.

Для измерения зависимости частоты от времени использовался интерферометр с базой 9 см (постоянная интерферометра $\Delta\nu = 1,67$ ГГц). Одно из зеркал интерферометра устанавливалось на пьезокорректор. При подаче на него переменного напряжения треугольной формы, вызывающее смещение больше $\lambda/2$ (λ — длина волны излучения) можно было просматривать частотный диапазон, соответствующий постоянной интерферометра. В отсутствие напряжения интерферометр работает как интерферометр с постоянной базой.

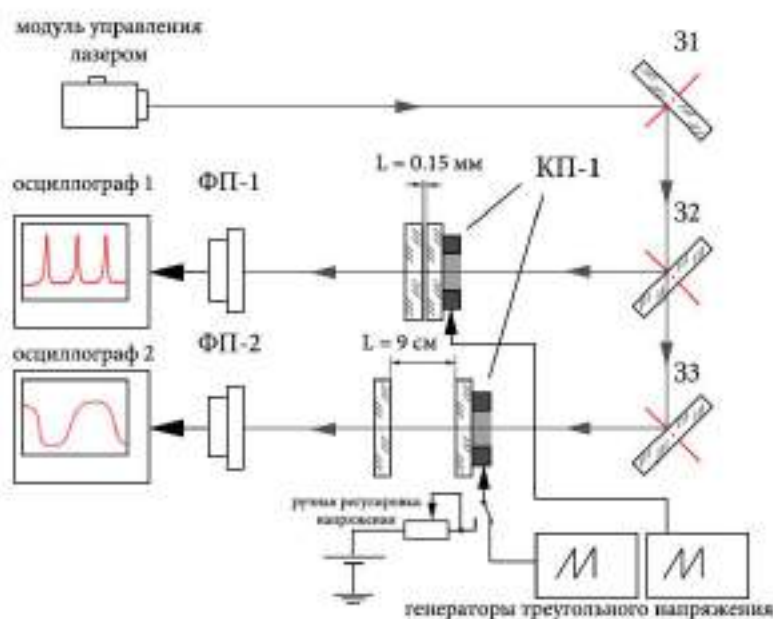


Рис. 2.2.17 – Установка определения уходов среднего значения частоты излучения: 31 – 33 — зеркала; КП-1 — пьезокорректор; ФП-1, 2 — фотоприемники

Перед проведением измерений интерферометр необходимо было откалибровать. Для этого он переводился в режим сканирования частоты. Источником излучения служил исследуемый лазер. Поскольку спектр излучения

лазера уже максимума пропускания интерферометра, то на развертке осциллографа наблюдалась его аппаратная функция. Рис. 2.2.18.а иллюстрирует эту ситуацию.

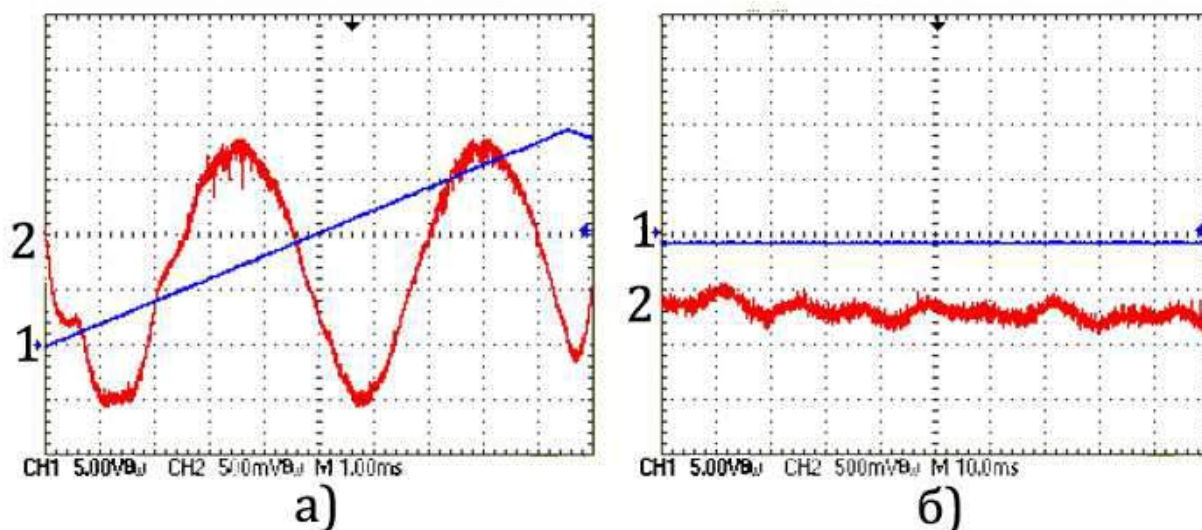


Рис. 2.2.18 – Осциллограммы, поясняющие процесс измерения уходов среднего значения частоты. а) Калибровка интерферометра Фабри-Перо. 1 — развертка сканирующего напряжения, перестраивающего собственную частоту интерферометра, от времени; 2 — зависимость пропускания интерферометра (аппаратная функция) от времени (частота лазера считается постоянной). б) зависимость частоты лазера от времени. 1 — развертка, показывающая линейный участок на склоне аппаратной функции; 2 — зависимость частоты от времени; масштаб по вертикали 124 МГц/дел

На вход 1 осциллографа подано сканирующее напряжение треугольной формы. На вход 2 осциллографа поступает сигнал с выхода фотоприемника ФП2. На развертке 2 одновременно присутствуют максимум пропускания интерферометра (отрицательная полярность) и два минимума. Минимумы разнесены друг от друга по горизонтали на расстояние в 4,5 клетки, соответствующее постоянной интерферометра. Масштаб по горизонтали получается: 1 клетка = 371 МГц. Наклон линейного участка кривой пропускания в данном случае находится из соотношения: три вертикальных клетки

соответствуют одной горизонтальной. Тогда изменение частоты на одну вертикальную клетку эквивалентно ~ 120 МГц.

Непосредственные флуктуации частоты лазерного диода показаны на развертке 2, рис. 2.2.18.б. Развертка 1 — середина линейного участка. С учетом калибровки суммарные отклонения частоты не превышали 120 МГц за время 100 мс (длина развертки). Такие отклонения соответствовали максимально наблюдаемым скоростям ухода частоты лазера.

Регулярные флуктуации частоты на рис. 2.2.18.б. не связаны с уходами частоты лазерных диодов. Они вызваны возбуждением колебаний подвижек зеркал интерферометра внешними факторами. Это было подтверждено экспериментально и при оценке ширины линии данные колебания в расчет не принимались.

Из измерений можно сделать вывод, что спектр флуктуаций частоты лазерных диодов носит низкочастотный характер. Это относится ко всем исследуемым лазерам. Флуктуации частоты связаны, в первую очередь, с температурными уходами и меньшей степени с непостоянством тока. Частоты флуктуаций составляют единицы герц и ниже, в то время как их интенсивность может быть большой, что связано с большой крутизной температурной зависимости.

По величине детерминированных сигналов, создаваемых системами терморегулирования и источником питания лазера, можно было судить о качестве их работы и при необходимости проводить подстройку. И наоборот. Исходя из шумовых флуктуаций частоты и зная связь между частотой и соответствующим параметром, можно было оценивать сверху уровень нестабильности этих же параметров.

Зависимость мощности излучения от режима работы

Поскольку изменение температуры приводит к чередованию одночастотного и переходного (многомодового) режимов на общем фоне перестройки частоты лазера, представляло интерес поставить эксперимент по

регистрации зависимости мощности излучения от температуры с одновременным контролем режима генерации лазера. В литературе указывается на высокую стабильность мощности излучения лазерных диодов [4, 113]. Для проверки этих данных был поставлен следующий эксперимент.

Излучения лазерного диода при фиксированном значении тока направлялось на фотоприемник, измеряющий мощность. Одновременно с этим с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо контролировался режим работы лазера. Температура при этом плавно менялась термоэлектрическим модулем.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.2.19.

Измерения показали линейный характер зависимости мощности излучения от температуры. Это можно видеть на рис. 2.2.20. Под графиком зависимости мощности излучения от температуры продемонстрировано соответствующее чередование одночастотного и переходного режимов.

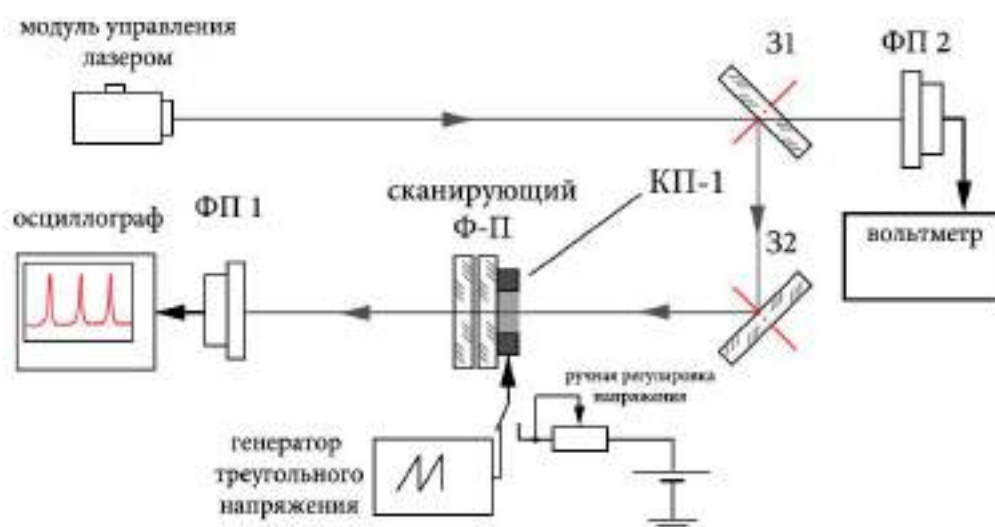


Рис. 2.2.19 – Схема экспериментальной установки: ТЭМ — термоэлектрический модуль, КП-1 — пьезокорректор; 31, 32 — зеркала, ФП 1,2 — фотоприемник

В пределах погрешности измерений мощности, 10^{-2} от максимальной мощности (возможности эксперимента), не было выявлено энергетического

предпочтения одного режима генерации над другим. Таким образом, выполненные измерения не обнаружили влияние режима работы в амплитудной области и, по крайней мере, при данной точности измерений, можно утверждать, что ни один из режимов не является энергетически предпочтительнее. Иными словами, мощность в случае генерации нескольких мод зависит только от температуры и распределяется между конкурирующими модами.

Такая же ситуация наблюдается и при изменении тока, но фиксированной температуре. График зависимости мощности излучения от тока накачки с контролем режима работы лазера показан на рис. 2.2.21.

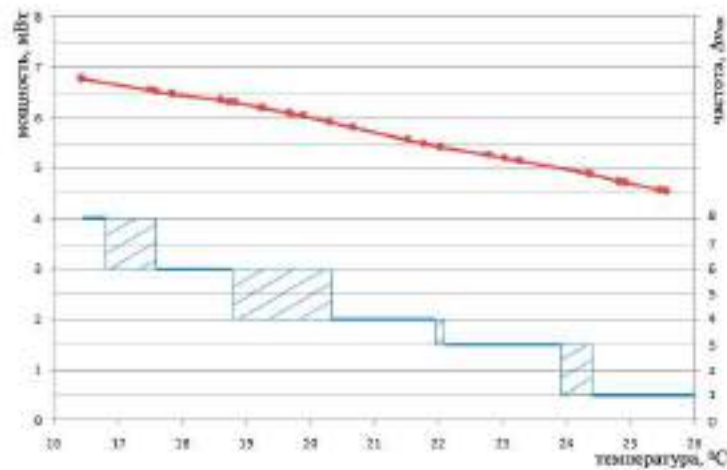


Рис. 2.2.20 – Зависимость мощности излучения лазера от температуры при одновременном контроле режима работы лазера на примере лазера ADL63054. Ток накачки постоянный. Верхний график — зависимость выходной мощности от температуры; нижний — зависимость режима работы от температуры, линейные участки соответствуют одночастотному режиму на определенной продольной моде, заштрихованные участки соответствуют областям многомодового режима

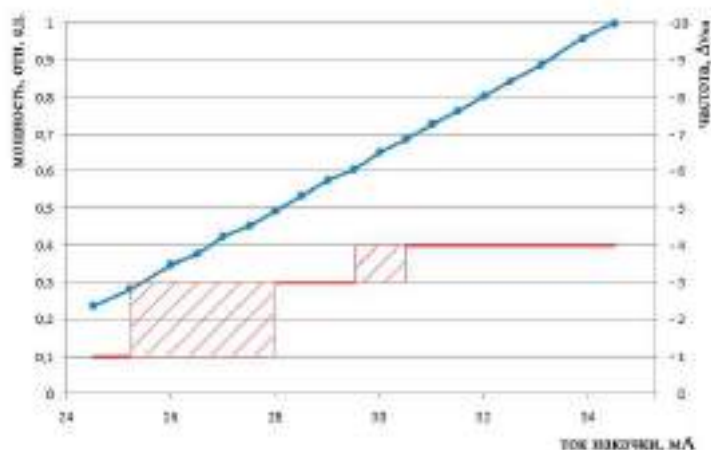


Рис. 2.2.21 – Зависимость мощности излучения лазера от тока накачки при одновременном контроле режима работы на примере лазера ADL63054. Верхний график — зависимость выходной мощности от тока; нижний — зависимость режима работы от тока, линейные участки соответствуют одночастотному режиму на определенной продольной моде, заштрихованные участки соответствуют областям многомодового режима.

Определение границ существования одночастотного режима

Для использования одночастотного режима на практике, а также предполагая дальнейшую стабилизацию частоты излучения, было необходимо рассмотреть вопрос определения границ областей существования одночастотного режима. Для этого использовалась установка, упомянутая ранее в эксперименте по определению влияния режима работы лазера на мощность излучения (рис. 2.2.19.).

При проведении эксперимента ток лазера стабилизировался на определенном значении, но при желании в ходе измерений значение могло изменяться источником питания. Температура стабилизировалась и могла перестраиваться в пределах (15 – 30) °С. Поскольку температурная перестройка обеспечивала больший диапазон перестройки частоты, чем ток, она считалась основной.

При нахождении границ областей существования одночастотного режима снимались две зависимости: первая — зависимость мощности излучения лазера от

температуры (фотоприемник ФП 2), и вторая — зависимость мощности мод, генерируемых в одночастотном режиме, также от температуры (фотоприемник ФП1).

Амплитуда каждой моды измерялась по экрану осциллографа в относительных единицах и затем нормировалась на мощность излучения. На рис. 2.2.22. можно видеть результат измерения.

Как видно из приведенной зависимости, в некотором интервале изменения температуры наблюдается резкое снижение мощности генерируемой моды. В этом промежутке температур реализуется переходный режим работы (появляются дополнительные моды), в пределах которого при продолжении изменения температуры появляется следующая доминантная мода. Частотный интервал, приходящийся на максимальную мощность каждой из мод, соответствует области одночастотного режима. Мощность дополнительных мод при этом не превышает 1 – 3 % от максимального уровня мощности главной моды.

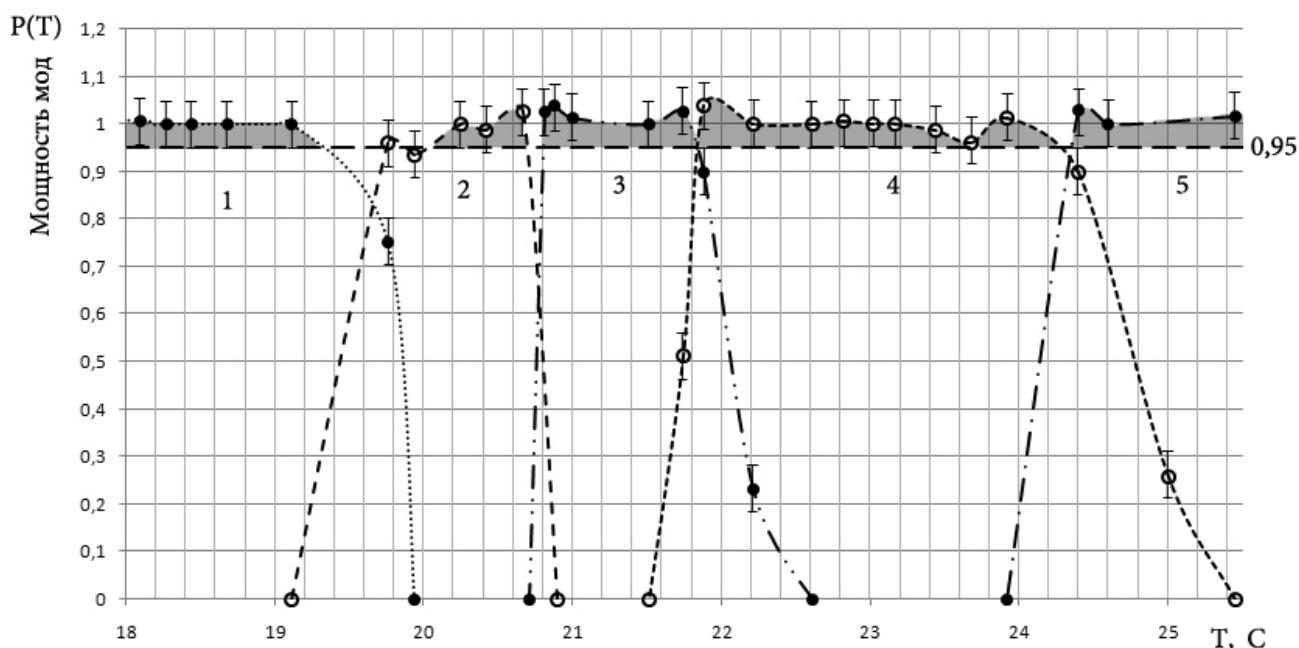


Рис. 2.2.22 – Нормированные зависимости мощности мод, генерируемых в одночастотном режиме, от температуры (в процессе нормировки внесена поправка на зависимость мощности излучения лазера от температуры). Цифрами обозначены мощности отдельных продольных мод. Закрашенные области — области устойчивой одночастотной генерации

При уровне мощности главной моды выше 0.95 наблюдалась стабильная по амплитуде одночастотная генерация. С учетом большой скорости спада мощности основной моды с температурой соответствующий указанному уровню интервал температур принимался за размер области одночастотного режима. В отдельных случаях наблюдалось изменение уровня мощности моды с температурой в области одночастотной генерации в пределах 5%. Оно принималось за точность проводимых измерений и не идентифицировались как зависимость. Аналогично определялось положение зон по току.

Из полученных данных о положении областей одночастотной генерации определялась их протяженность по температуре. Она составляет $\sim (1 - 3) ^\circ\text{C}$. Аналогично определялось положение зон по току. В этом случае данная величина оценивалась $(2 - 3) \text{ мА}$. Таких зон при изменении тока накачки в пределах допустимых значениях тока могло быть 2 – 3.

Рассмотренный выше метод определения положения областей существования одночастотного режима оказался наиболее простым и достоверным. Другие методы определения границ областей одночастотного режима, например, настройка на определенную моду и ее сопровождение в процессе перестройки частоты, рост амплитудных флуктуаций в переходном режиме [81, 113], как показали проведенные эксперименты, сложны или не дают стабильных результатов.

2.3. Исследование переходного режима лазерных диодов

В процессе описанных выше экспериментов по наблюдению одночастотного и переходного режимов, было замечено, что для некоторых лазеров при генерации нескольких мод, конкурирующие моды достигают по амплитуде уровня мощности одночастотной генерации. При этом в переходном режиме мощность излучения остается постоянной и делится между всеми генерируемыми модами. Чтобы более детально представлять формы реализации переходного режима и его связь с одночастотным режимом работы лазера были

поставлены экспериментальные исследования переходного режима работы лазерных диодов.

Для этого была использована упомянутая ранее установка по наблюдению спектра (рис. 2.2.3). В данном случае в качестве фотоприемника использовался более быстрый фотодиод с полосой порядка 100 МГц.

Также схема экспериментальной установки была изменена. Появилась возможность подачи постоянного напряжения на пьезокорректор зеркала интерферометра с целью регулировки его базы. Это позволяло вручную настраивать интерферометр на определенные моды из спектра генерации лазера. Корректируя настройку частоты интерферометра по максимуму мощности наблюдаемой спектральной компоненты, можно было отслеживать ее изменение, например, с температурой.

Эксперимент показал, что в данном случае моды лазера не генерируются одновременно.

В наблюдаемом переходном режиме генерация мод происходила поочередно, то одной, то другой на конкурирующей моде. Таким образом, можно говорить о переключении мод. Рис. 2.3.1 иллюстрирует данную ситуацию.

Как видно из осциллограмм, в переходном режиме каждая мода генерируется (находится во "включенном" состоянии) в течение некоторого короткого временного промежутка, в то время как другая мода не генерируется ("выключена"). По прошествии этого промежутка ситуация меняется на противоположную, т. е. моды переключаются.

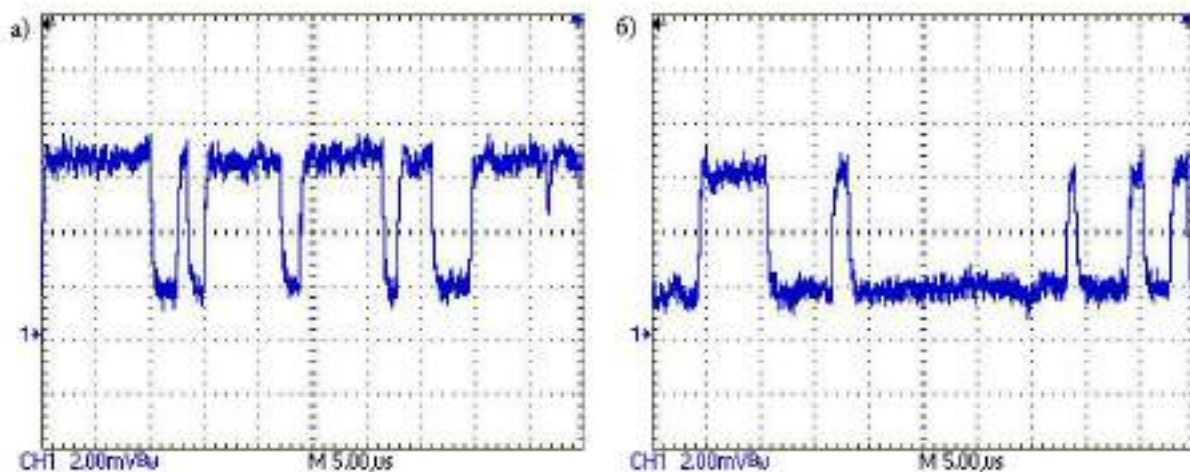


Рис. 2.3.1. – Осциллограммы, иллюстрирующие переключение конкурирующих мод в переходном процессе лазера ADL65055: а) основная мода, находящаяся большую часть времени во "включенном" состоянии; б) неосновная мода

Интервалы "включения/выключения" составляют от долей мкс до 10 мкс и более. При этом нижнее значение длительности регистрируемых импульсов ограничивалось быстродействием фотоприемника и осциллографа. Чем ближе по температуре система находится к области одночастотного режима, тем дольше интервал "включения" доминирующей моды и, соответственно, короче период "выключенного состояния" у других мод. В середине переходного режима интервалы "включения/выключения" для мод выравниваются.

В ходе измерений, было обнаружено, как минимум, два типа проявления переходного режима. Первый описан выше. Отличие второго состоит в том, что "включение" и "выключение" мод происходит в виде коротких импульсов. По мере приближения и удаления от границ переходного режима менялась не продолжительность этих импульсов, а частота их появления от очень частого до полного отсутствия в одночастотном режиме. Импульсы можно видеть на рис. 2.3.2. Приведенная осциллограмма интересна также тем, что в данном случае генерируются три моды.

Научный интерес представлял также вопрос о том, когда прекращаются наблюдаться переключения генерируемых мод. Для ответа на этот вопрос были поставлены специальные эксперименты.

Предварительно определялся диапазон температур, соответствующий области одночастотной генерации. Далее, переходя в режим наблюдения за доминирующей в этой области продольной модой, изменением температуры лазер переводился в переходный режим вблизи границы одночастотного режима. Затем снова медленно изменяли температуру, но уже в обратную сторону, возвращаясь к одночастотному режиму.

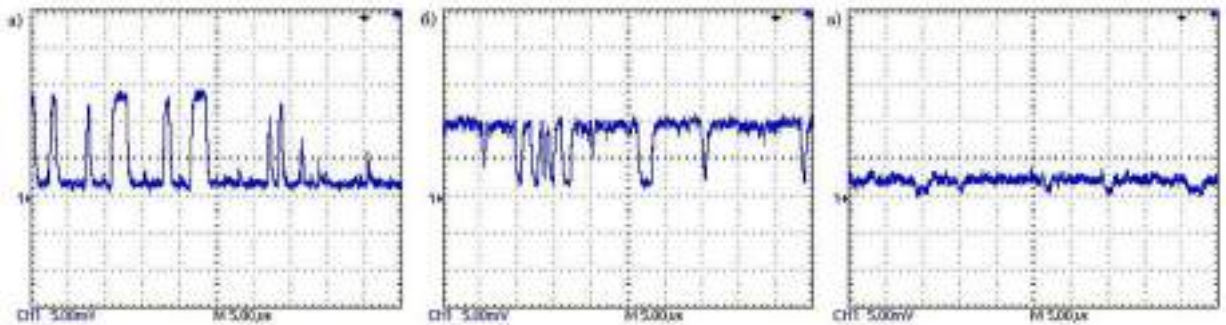


Рис. 2.3.2 – Переключения мод в переходном режиме для лазера HL6358 (случай генерации трех мод): а) неосновная мода б) основная мода; в) еще одна дополнительная мода, малая по амплитуде, но находящаяся большую часть времени во "включенном" состоянии

При приближении к области одночастотной генерации переключения становились реже. Затем, отслеживать переключения можно было только по запуску осциллографа от импульса переключений на развертке сигнала генерируемой моды. Надо отметить, что частота генерации при этом после переключения возвращалась вместе с модой к своему прежнему значению.

Далее, частота переключений становилась меньше 10 Гц, а потом регистрация переключений и в такой форме совсем прекращались.

Потенциально нельзя исключить таких переключений на более короткие времена, например, $\sim 1 - 10$ нс, не регистрируемые в наших экспериментах.

В ряде статей [81] отмечалось, что наличие переходного режима работы проявляется в наличии колебаний уровня мощности излучения лазера. Для проверки возможности такого подхода к нахождению границ одночастотного режима проводились специальные измерения.

Как показали эксперименты, действительно, можно наблюдать в переходном режиме слабые пульсации напряжения в сигнале мощности излучения на уровне 10^{-4} от постоянной составляющей, соответствующей уровню мощности излучения лазера. Однако интересующий сигнал мог уменьшаться, а иногда и совсем пропадать в шумах, например, при изменении температуры в некотором интервале, скорее всего, по причине сильного ослабления, несмотря на продолжающуюся работу лазера в переходном режиме.

Регистрация переходного режима по слабым пульсациям уровня мощности излучения в силу отмеченных особенностей их проявления не может служить основой для контроля наличия переходного режима.

Таким образом, эксперименты показали, что переходный режим работы лазера представляет собой случайную временную последовательность импульсов генерации двух и более мод, сменяющих друг друга во времени. При этом уровень суммарной мощности генерируемых мод остается практически постоянным. Вероятность переключений частоты снижается практически до нуля при переходе к середине области существования одночастотного режима.

Возможно также, что у более мощных лазеров вследствие высокого уровня спонтанного излучения, инициирующего перескоки частоты, регулярное чередование областей одночастотного режима нарушается.

2.4. Результаты

Таким образом, как показали исследования лазерных диодов красного диапазона спектра, такие лазеры в большем диапазоне допустимых значениях температуры и рабочего тока дают устойчивый одночастотный режим с уровнем боковых мод не превышающим несколько процентов от мощности главной моды.

В промежутках между областями одночастотного режима реализуется переходный (многочастотный) режим генерации.

Возникающий одночастотный режим FP лазерных диодов следует рассматривать как самоустанавливающийся, так как в резонаторе отсутствуют специальные селективные элементы. Условием его установления является генерация лазерами одномодового по поперечному распределению излучения (режим нулевой поперечной моды).

Особенности проявления одночастотного режима одинаковы как для лазеров, которые заявлены как работающие в одночастотном режиме, так и для тех, у которых такая информация в описаниях отсутствует.

В процессе работы были также получены характеристики лазерных диодов, работающих в одночастотном режиме, а именно:

- Протяженность зон одночастотного режима составляет $\sim (1 - 3) ^\circ\text{C}$ по температуре и $(2 - 3) \text{ мА}$ по току. При таких изменениях входных параметров частота изменяется на одно или несколько межмодовых интервалов.
- Крутизны зависимости частоты излучения лазера от тока инжекции и температуры в одночастотном режиме достаточно велики и составляют величины $\sim 8 \text{ ГГц/мА}$ и $30 \text{ ГГц/}^\circ\text{C}$, соответственно.
- Оценка ширины линии излучения лазеров не превосходит 100 МГц .
- Максимальная зафиксированная скорость уходов среднего значения частоты лазерных диодов не превышала 120 МГц за время 100 мс .
- Спектр колебаний среднего значения частоты генерации лазерных диодов носит низкочастотный характер. Частоты возмущений величиной меньше 10 МГц не превосходят 10 герц .
- Влияние на величину мощности излучения режима работы лазера при имеющейся точности эксперимента 10^{-2} по мощности не выявлено.

Описанное поведение и закономерности присутствовали у всех исследованных образцов лазерных диодов.

Эксперименты по исследованию переходного режима лазерных диодов показали, что он представляет собой случайную временную последовательность импульсов генерации двух и более мод, сменяющих друг друга во времени. При этом уровень суммарной мощности генерируемых мод остается практически постоянным.

В разных лазерах характер переключений может быть разным. Было зарегистрировано, как минимум два отличающихся типа реализации переходного режима.

Регистрация переходного режима по слабым пульсациям уровня мощности излучения в силу особенностей их проявления не может служить основой для контроля наличия переходного режима.

Таким образом, было подтверждено, что красные FP лазерные диоды стабильно работают в одночастотном режиме, который воспроизводится при включениях-выключениях лазера. Были исследованы спектральные характеристики такого режима, а также выявлены особенности одночастотного режима, которые необходимо учитывать при решении практических задач.

ГЛАВА 3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ ПО ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ ИОДА

3.1. Введение

В этой главе рассмотрен вопрос стабилизации частоты лазерных диодов по линиям поглощения иода $^{127}\text{I}_2$.

В качестве репера были выбраны линии поглощения иода $^{127}\text{I}_2$. Линейный спектр поглощения иода $^{127}\text{I}_2$ хорошо изучен [161, 191, 192], и охватывает весь видимый и ближний ИК (до 900 нм) диапазоны. Кроме того, в видимой области спектра насчитывается около 50000 сверхтонких компонент $^{127}\text{I}_2$, некоторые из них рекомендованы в качестве реперных значений частоты при реализации метра [130].

Как было показано в обзоре литературы, существуют различные схемы стабилизации частоты лазера. Для нашего случая прецизионной стабилизации не требовалось. Кроме того, ее реализации мешает большая ширина линии излучения лазерных диодов, а в техническом плане ведет к усложнению схемы лазера и его размеров. Другими словами, лишает предполагаемых преимуществ. Поэтому предполагалось ограничиться стабилизацией частоты излучения по доплеровски уширенному контуру линий поглощения.

Таким образом, с учетом длины волны генерации исследуемых лазерных диодов, использование линий поглощения иода в качестве репера частоты является удобным и простым решением. Кроме того, обращение к доплеровски уширенным линиям ослабляет вопрос о столкновительном уширении и поэтому можно допустить рост давления в кювете.

Простейшая схема стабилизации частоты лазера по доплеровски уширенным линиям поглощения приведена на рис. 3.1.1. Она включает в себя репер частоты — кювету с газом (в нашем случае пары иода $^{127}\text{I}_2$), фотоприемник (ФП), источник питания лазером (ИП). Для отработки уходов частоты

предполагается использовать экстремальную систему подстройки частоты с введением пробного сигнала (АПЧ).

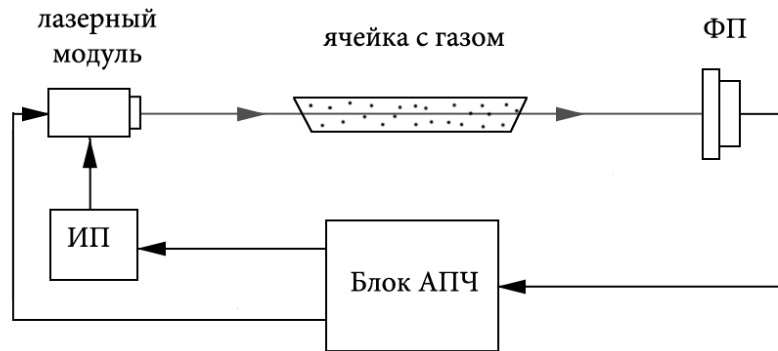


Рис. 3.1.1 – Схема стабилизации частоты лазера по доплеровски уширенным линиям поглощения: ФП — фотоприемник; ИП — источник питания лазера; АПЧ — система автоподстройки частоты

Поскольку частота генерации лазерных диодов при постоянной температуре зависит от величины рабочего тока, было решено использовать изменение тока не только для подстройки самой частоты генерации лазера к реперному значению, но и для её модуляции, ввиду простоты предлагаемого технического решения. Для этого управляющий сигнал и сигнал модуляции подаются от системы регулирования частоты непосредственно на блок питания лазерных диодов. Такой выбор соответствует достоинствам данного типа лазера.

В случае обычной отпаянной ячейки с иодом, с давлением сторонних газов порядка 10^{-6} мм.рт.ст., линии иода можно рассматривать, как бесконечно узкие, таким образом, необходимо учитывать только доплеровское уширение ввиду теплового движения молекул.

Тогда контур доплеровски уширенной линии описывается формулой [124]:

$$\Delta\nu = \exp \left\{ - \left[\frac{2\sqrt{\ln 2}(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_d} \right]^2 \right\} \quad (3.1)$$

Ширину доплеровской линии по уровню $1/2$ $\Delta\nu_{1/2}$ определяют из выражения:

$$\Delta\nu_{1/2} = 2 \cdot \frac{u \cdot \nu_0}{c} \cdot \sqrt{\ln 2}, \quad (3.2)$$

где u — наиболее вероятная скорость молекул, которая рассчитывается по формуле:

$$u = \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (3.3)$$

где M (иода) = 0,254 кг/моль, $R = 8,31$ Дж/К·моль универсальная газовая постоянная, T — температура в градусах Кельвина.

В случае обычной кюветы при комнатной температуре ($T = 298$ °К) ширина доплеровской линии составляет ~ 355 МГц.

Часто ширину линии оценивают, используя среднеквадратичную скорость в формуле для двойного доплеровского сдвига $\Delta\nu_d = 2 \cdot \frac{\nu_{ср0}}{\lambda}$.

Кроме того, линии являются совокупностью сверхтонких компонент, каждая из которых имеет доплеровское уширение, поэтому наблюдаемая в экспериментах доплеровски уширенная линия будет дополнительно уширена. Оно может быть различным для разных линий, но можно ориентироваться на величину 200 – 300 МГц [92, 193].

Ширина линии излучения лазерных диодов не превосходит 100 МГц, поэтому при регистрации линии будет доминировать доплеровское уширение.

Предполагается работать при оптимальных для работы лазера условиях (температура составляет 25 °С). Поэтому требуется провести оценку возможного вклада столкновительного уширения в ширину линии.

Столкновительное уширение можно оценить выражением [194]:

$$\Delta\nu_{ст} = \frac{1}{\tau_{ст}} = \frac{\langle v \rangle}{l_{ст}} = \frac{\langle v \rangle \cdot \sqrt{2} \cdot d^2 \cdot P}{k \cdot T}, \quad (3.4)$$

где $\tau_{ст}$ — время свободного пробега молекул, $l_{ст}$ — длина свободного пробега, $d = 2 \cdot 10^{-10}$ м — диаметр молекул, $T = 298$ °К — температура в градусах Кельвина, $P = 40$ Па — давление, соответствующее данной температуре [195], k — постоянная Больцмана.

Оно будет составлять ~ 94 МГц. Как видно, данная оценка также показывает, что основной вклад в ширину линии вносит доплеровское уширение.

3.2. Регистрация линий поглощения иода

Задача стабилизации частоты излучения подразумевает на начальном этапе регистрацию линий поглощения и последующий выбор среди них подходящей для использования в качестве репера (линия, имеющая наиболее сильное поглощение и удалённая от других линий поглощения). Вместе с тем, как было сказано ранее, одночастотный режим работы лазерных диодов обладает рядом особенностей, которые должны при этом учитываться.

Очевидно, что для регистрации линий поглощения многочастотный режим необходимо исключить. Поскольку одночастотный режим работы лазеров существует в определенных интервалах температур и токов накачки, а в промежутках между этими областями возникает переходный режим работы, для поиска потенциальных реперных линий нужно было знать границы этих областей. А саму линию выбирать вблизи центра области одночастотного режима.

В Главе 2 уже рассматривался вопрос определения границ областей существования, поэтому здесь принимаем, что они уже известны.

Поскольку диапазон допустимых значений рабочего тока достаточно ограничен, для просмотра линий поглощения выбирался температурный вариант перестройки частоты.

Как уже упоминалось выше, для лазерных диодов характерно большое значение крутизны зависимости частоты от температуры (~ 30 ГГц/°C). В таких условиях регистрация даже доплеровски уширенных линий поглощения предъявляет высокие требования к точности управления температурой системы терморегулирования (изменение температуры на $\sim 0,01$ °C соответствует 300 МГц, что сравнимо с шириной линии), и занимает много времени на ее осуществление. Все это делает данную задачу практически невыполнимой и требует развития специальных методов их регистрации.

Поэтому было решено использовать одновременно перестройку частоты по току и по температуре, схемная реализация которой поясняется на рис. 3.2.1.

Для экспериментов по наблюдению линий поглощения и в дальнейшем по стабилизации частоты излучения лазеров использовалась отпаянная ячейка с

иодом длиной 51 см, исходно предназначенная для наблюдения сверхтонкой структуры линий поглощения иода. Такая отпаянная ячейка содержит кристаллик иода и может храниться долгие годы без ухудшения своих свойств. Давление иода в ячейке соответствовало комнатной температуре (25 °С).

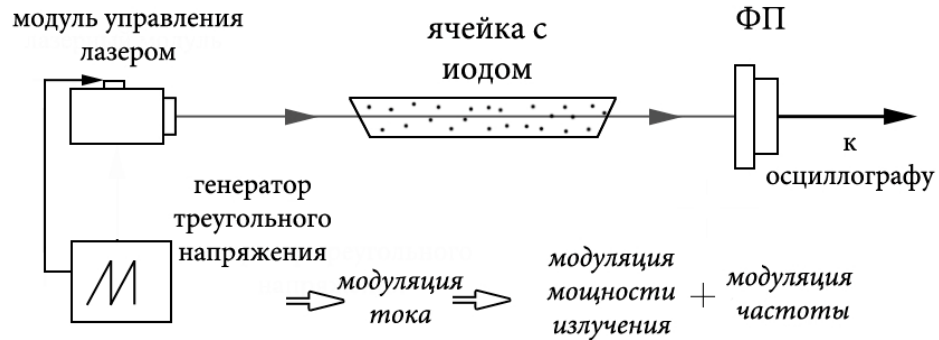


Рис. 3.2.1 – Схема наблюдения линий поглощения иода: ФП — фотоприемник

За ячейкой с иодом устанавливался фотоприемник, выход которого был подсоединен к осциллографу.

Для регистрации линий поглощения ток накачки лазерных диодов модулировался с помощью подачи на вход источника питания треугольного напряжения, с частотой 30 Гц. Одновременно с этим осуществлялась дискретная перестройка температуры лазерного диода от одной фиксированной температуры к другой. Для обеспечения непрерывности просмотра спектра значения температуры могли быть любыми, но выбирались таким образом, чтобы две ближайшие из них входили в диапазон сканирования частоты током.

На рис. 3.2.2. приведены несколько из полученных в процессе измерений осциллограмм при разных, но близких значениях температуры. Зависимость сигнала мощности излучения, прошедшего через ячейку с иодом, ввиду модуляции тока накачки, имеет треугольную модуляцию и, кроме того, на ней присутствуют провалы мощности, соответствующие линиям поглощения иода. При изменении температуры положение линий изменялось, наблюдалось

постепенное исчезновение одних линий и появления других. Требования к установке нового значения температуры при этом существенно ослаблялись.

Амплитуда сканирующего напряжения, подводимого к входу источника питания, составляла $2 \text{ клетки} \times 50 \text{ мВ/дел} = 100 \text{ мВ}$. Крутизна зависимости тока источника питания от напряжения на входе подачи треугольного напряжения составляла 10 мА/В . Крутизна управления частотой генерации лазера по току накачки — $\sim 8 \text{ ГГц/мА}$. Отсюда удалось оценить диапазон сканирования частоты $0,1\text{В} \times 10 \text{ мА/В} \times 8 \text{ ГГц/мА} = 8 \text{ ГГц}$.

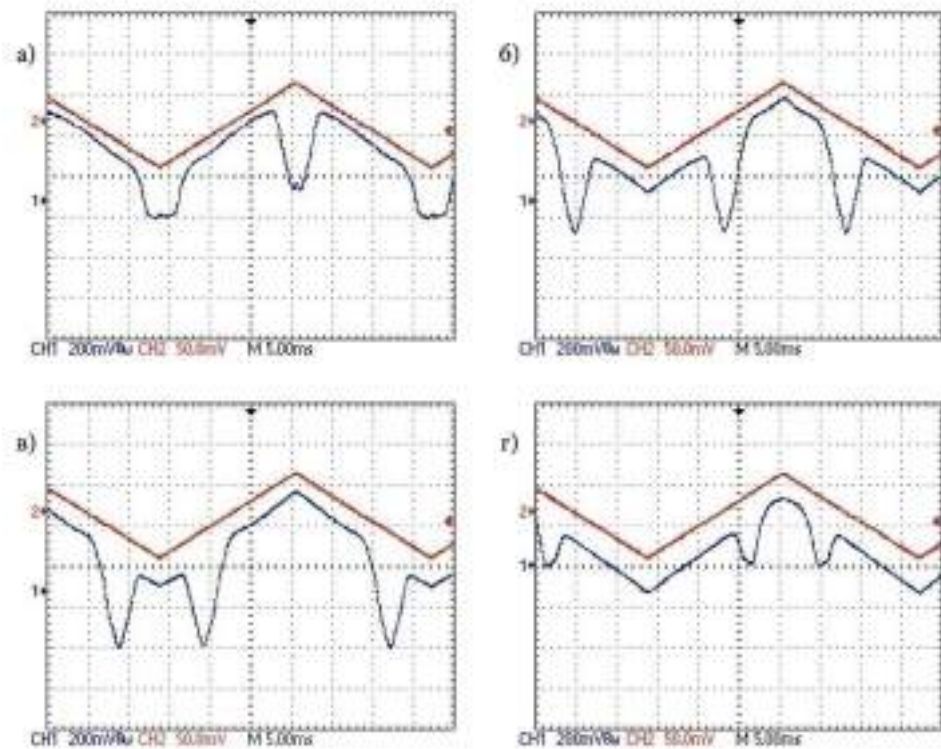


Рис. 3.2.2 – Осциллограммы линий поглощения иода при близких значениях температуры при работе с лазером ADL65055: 1 — сигнал с фотоприемника; 2 — треугольное напряжение с частотой 30 Гц, подаваемое на источник питания лазера

Чтобы упростить анализ получаемых данных, сигнал с фотоприемника пропусклся через специальную плату, которая компенсировала треугольную составляющую напряжения, вызванную модуляцией мощности излучения

лазерного диода. Затем фрагменты спектра совмещались. Прописи линий с компенсацией треугольного напряжения можно видеть на рис. 3.2.3. Результат прописи линий после совмещения нескольких фрагментов можно видеть на рис. 3.2.4.

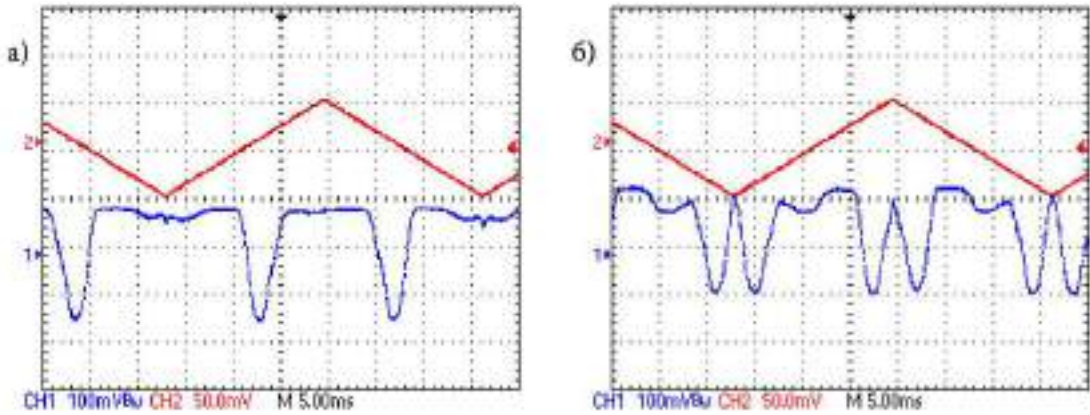


Рис. 3.2.3 – Фрагменты спектра линий поглощения иода, попадающих в область перестройки частоты излучения лазерного диода типа ADL65055 с компенсацией треугольного напряжения. 1 — сигнал с фотоприемника; 2 — треугольное напряжение с частотой 30 Гц, подаваемое на источник питания лазера

Из приведенных осциллограмм (рис. 3.2.3), оценивалась ширина линии. В данном случае она составила ~ 940 МГц.

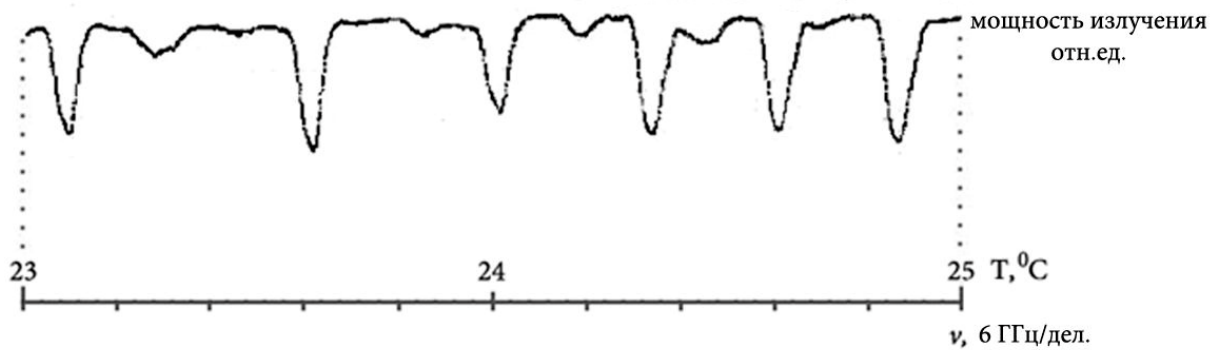


Рис. 3.2.4 – Часть спектра линий поглощения иода, попадающих в область перестройки частоты излучения лазерного диода типа ADL65055 после совмещения нескольких фрагментов

Эксперименты показали, что в среднем для длин волн излучения исследуемых лазерных диодов ширина линий поглощения составляет по половинному уровню ~ 1 ГГц.

Регистрируемые линии поглощения были доплеровски уширены и могли охватывать группу сверхтонких компонент спектра поглощения иода, а также включать составляющую, связанную со столкновительным уширением. На их ширину также могла оказывать влияние ширина спектра излучения лазера.

По глубине линий можно было оценить величину поглощения. Оно составляло от 5 до 25 % мощности излучения. Такого уровня поглощения достаточно для реализации системы автоподстройки частоты.

Используя эти данные, можно перейти непосредственно к разработке системы стабилизации частоты лазерных диодов по линиям поглощения иода.

3.3. Разработка блока системы автоподстройки частоты

Как было указано раньше, спектр уходов среднего значения частоты лазерных диодов ограничен полосой 1 – 10 Гц, а скорость уходов частоты не превосходит 120 МГц за 100 мс. Поэтому для реализации системы подстройки частоты требуется полоса регулирования на уровне нескольких десятков Гц.

Сигнал ошибки

Как уже отмечалось ранее, управление частотой излучения лазера и ее модуляцию пробным сигналом в системе АПЧ предполагалось осуществлять изменением рабочего тока.

Однако поскольку выходная мощность излучения лазерных диодов зависит от величины рабочего тока, модуляция тока неизбежно вызовет модуляцию мощности.

В результате в режиме подстройки частоты на сигнал модуляции мощности с частотой пробного сигнала, вызванный отстройкой частоты излучения лазера от центра линии поглощения (сигнал ошибки), будет накладываться сигнал

«паразитной» модуляции мощности, вызванный этой же модуляцией тока на частоте пробного сигнала. Как результат, сформируется единый измерительный сигнал.

Обработка уходов частоты блоком АПЧ сводится к уменьшению сигнала ошибки, в то время как «паразитный» сигнал будет оставаться постоянным. Это вызовет неизбежный сдвиг нуля сигнала ошибки с центра линии.

Рассмотрим эту ситуацию подробнее, чтобы получить более детальную информацию о возникающих ошибках.

При прохождении через ячейку с иодом (рис. 3.1.1.) излучение лазерного диода мощностью $P_{\text{л}}$ испытывает поглощение.

Форма линии поглощения определяется совокупностью доплеровского (неоднородного, включая сверхтонкую структуру иода) и столкновительного (однородного) уширения. На результаты регистрации линий также оказывает влияние ширина линии излучения лазера.

Модуляция частоты генерации лазера пробным сигналом обеспечивает получение сигнала ошибки, величина и знак которого определяются величиной и направлением уходов частоты излучения от частоты центра линии поглощения. Сформированное таким образом напряжение используется в блоке АПЧ для формирования сигнала управления током накачки лазерного диода. Оно подается на специальный вход источника питания и, тем самым, изменяет частоту генерации.

Блок АПЧ обеспечивает локализацию частоты вблизи центра линии поглощения, что позволяет аппроксимировать контур линии поглощения в этой области квадратичной зависимостью. Конкретный вид экстремальной зависимости поглощения от частоты будет оказывать слабое влияние на конечный результат оценки. Основной вклад в сигнал ошибки будет вносить ее ширина.

Ввиду этого для простоты вычислений зависимость мощности излучения $P_{\text{л}}(\nu)$, поглощенного при прохождении ячейки с иодом, можно описать в виде однородно уширенной линии:

$$P_{II}(\nu) = \frac{P_L \cdot \alpha}{1 + \left(\frac{2 \cdot (\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_L} \right)^2}, \quad (3.5)$$

где ν — частота излучения лазера, ν_0 — частота максимума линии поглощения, $\Delta \nu_L$ — ширина линии поглощения, P_L — мощность излучения лазера, α — коэффициент поглощения в максимуме.

Мощность излучения лазерного диода пропорциональна току накачки

$$P_L = S_P \cdot (I_L - I_{II}), \quad (3.6)$$

где I_L — рабочий ток лазерного диода, I_{II} — пороговый ток при данной температуре, S_P — крутизна зависимости мощности излучения от рабочего тока.

Для модуляции частоты генерации на величину $\Delta \nu_{\text{мод}}$ требуется изменить ток на величину ΔI

$$\Delta \nu_{\text{мод}} = S_I \cdot \Delta I, \quad (3.7)$$

где S_I — крутизна зависимости изменения частоты генерации от тока.

Откуда

$$\Delta I = \frac{\Delta \nu_{\text{мод}}}{S_I}. \quad (3.8)$$

Собирая все выражения (3.5) – (3.8) вместе, имеем

$$P_{II}(\nu) = \frac{\alpha \cdot S_P \cdot \left(I_L + \frac{\Delta \nu_{\text{мод}}}{S_I} - I_{II} \right)}{1 + \left(\frac{2 \cdot (\nu + \Delta \nu_{\text{мод}} - \nu_0)}{\Delta \nu_L} \right)^2}. \quad (3.9)$$

Считая, что $|\Delta \nu_{\text{мод}}|$, $|\nu - \nu_0|$, $|\nu + \Delta \nu_{\text{мод}} - \nu_0| \ll \Delta \nu_L$ и $(\nu - \nu_0) = \Delta \nu$, упростим соотношение (3.9):

$$P_{II} = \alpha \cdot \left(P_L + \frac{S_P \cdot \Delta \nu_{\text{мод}}}{S_I} \right) \cdot \left(1 - 4 \cdot \frac{(\Delta \nu + \Delta \nu_{\text{мод}})^2}{\Delta \nu_L^2} \right). \quad (3.10)$$

Выделим далее из сигнала поглощения составляющую мощности $P_{II\text{мод}}$, пропорциональную $\Delta \nu_{\text{мод}}$. Тогда

$$P_{\text{Пмод}} = \alpha \cdot \left(\frac{S_P}{S_I} - 8 \cdot P_{\text{Л}} \cdot \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{Л}}^2} \right) \cdot \Delta\nu_{\text{мод}}. \quad (3.11)$$

Отсюда получаем, что сигнал ошибки будет равен нулю при отстройке частоты излучения лазера относительно максимума поглощения на

$$\Delta\nu = \frac{S_P}{S_I} \cdot \frac{\Delta\nu_{\text{Л}}^2}{8 \cdot P_{\text{Л}}}. \quad (3.12)$$

Используя данные прошлого эксперимента ($\Delta\nu_{\text{Л}} \sim 940$ МГц), легко оценить величину $\Delta\nu$. Например, для лазера ADL – 65055TL, при мощности излучения $P_{\text{Л}} = 3$ мВт, $S_P = 0,8$ мВт/мА, $S_I = 8$ ГГц/мА получим $\Delta\nu = 3,68$ МГц.

Таким образом, величина частотного сдвига нуля сигнала ошибки обратно пропорциональна величине мощности излучения и зависит от крутизны ватт-амперной и перестроечной характеристики лазера. При обычных условиях эксплуатации лазера эта величина небольшая, но ее надо иметь в виду.

Из приведенного выше расчета также следует, что скомпенсировать сдвиг или выделить сигнал ошибки, используя первую гармонику пробного сигнала, представляется практически невозможным, поскольку оба сигнала присутствуют одновременно в виде линейной комбинации.

Можно уменьшить величину сдвига путем повышения выходной мощности лазерного диода, что не всегда бывает удобно.

Описание работы блока АПЧ

Функциональная схема блока автоподстройки частоты показана на рис. 3.3.1. Блок состоит из двух частей: генератора пробного сигнала и измерительной части.

Генератор пробного сигнала включает в себя генератор импульсов с частотой 1,6 кГц, выходной сигнал от которого делится между двумя каналами.

В первом канале из импульсного напряжения с помощью фильтра низких частот и полосового фильтра формируется пробный сигнал синусоидальной формы. Он усиливается и подается на лазерный диод по отдельной линии, гальванически развязанной от остальной части схемы. Таким образом, при

работающем блоке АПЧ частота генерации лазера будет модулироваться пробным сигналом.

Во втором канале синусоидальной сигнал получается таким же методом, что и в первом. Далее он поступает на фазовращатель и затем на вход компаратора. Фазовращатель позволяет регулировать фазовую задержку этого сигнала в пределах от 0° до 180° . Компаратор формирует ключевое напряжение для работы фазового детектора, расположенного в измерительном канале.

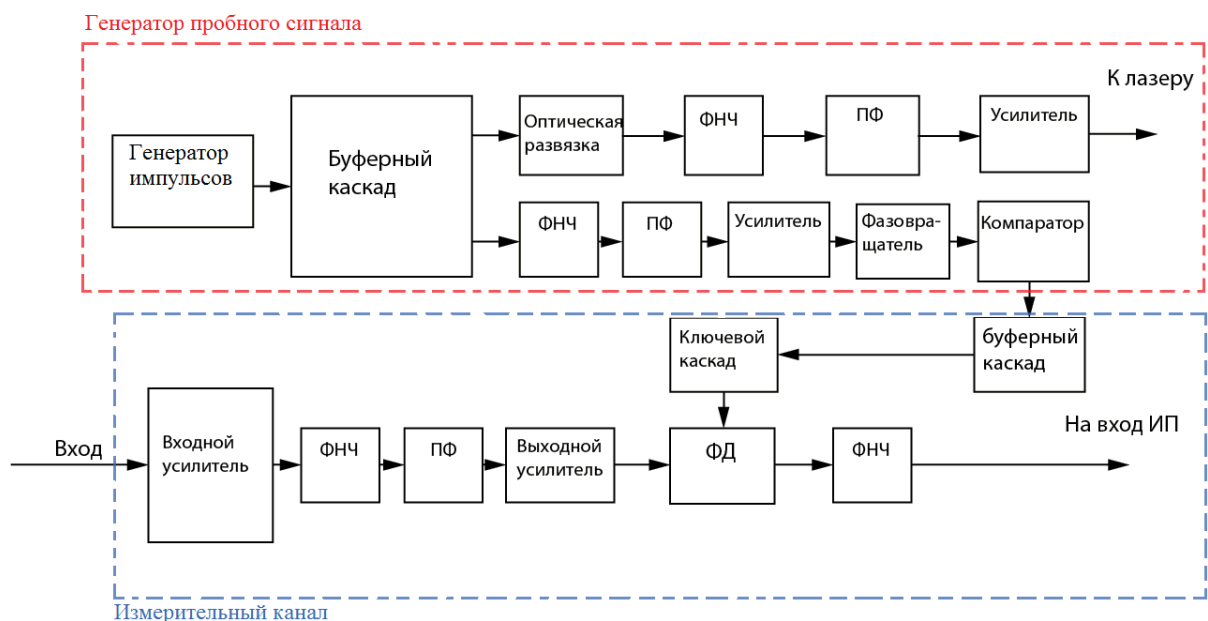


Рис. 3.3.1 – Функциональная схема блока АПЧ: ФНЧ — фильтр нижних частот; ПФ — полосовой фильтр; ФД — фазовый детектор; ИП — источник питания лазера

Измерительная часть блока АПЧ определяет отклонение частоты системы от реперного значения. На его вход поступает сигнал с выхода фотоприемника. Далее этот сигнал фильтруется, усиливается и подается на вход фазового детектора, где он сравнивается с сигналом, поступающим от генератора пробного сигнала.

Если частота лазера смещена относительно максимума поглощения, на выходе фотоприемника появляется сигнал на частоте модуляции. Детектируя этот

сигнал, фазовый детектор в зависимости от того, на какую величину и в какую сторону от максимума поглощения сдвинута частота генерации лазера, формирует сигнал ошибки определенной полярности и величины, который поступает на вход блока питания ИП. Напряжение, приложенное к этому входу, изменяет опорное напряжение, используемое в системе стабилизации тока лазерного диода. Его величина непосредственно задает величину тока накачки лазера. Под действием сигнала ошибки ток лазера меняется и перестраивает, тем самым, частоту излучения лазера, удерживая ее вблизи максимума поглощения.

Определение крутизны модуляционной характеристики

Прежде чем перейти к стабилизации частоты, необходимо было проверить наличие и степень модуляции частоты лазерного диода при модуляции его тока. С этой целью были поставлены измерения крутизны модуляционной характеристики лазера. Для этого использовалась схема подачи модуляции, показанная на рис. 3.3.2.

Сигнал от генератора пробного сигнала подавался через цепь модуляции на лазерный диод и модулировал частоту излучения. Амплитуда модуляции составляла 1 В при напряжении питания 3 В.

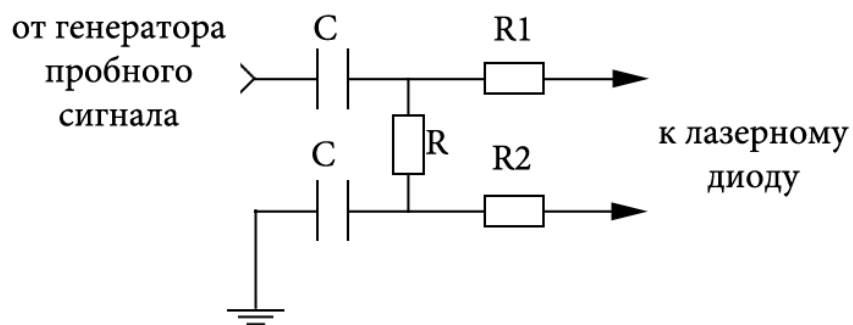


Рис. 3.3.2 – Схема экспериментальной установки по определению крутизны модуляционной характеристики

Для контроля наличия модуляции излучение лазерного диода направлялось в интерферометр с базой 9 см (постоянная интерферометра равна 1,67 ГГц).

Сигнал модуляции частоты присутствовал в выходном напряжении фотоприемника.

В режиме сканирования частоты были получены осциллограммы аппаратной функции интерферометра, которая приведена на рис. 3.3.3. По крутизне ее склонов определялась крутизна частотной характеристики. На одном склоне она составила 92 МГц/дел, на другом 61,3 МГц/дел. Далее оценка ведется по первому склону.

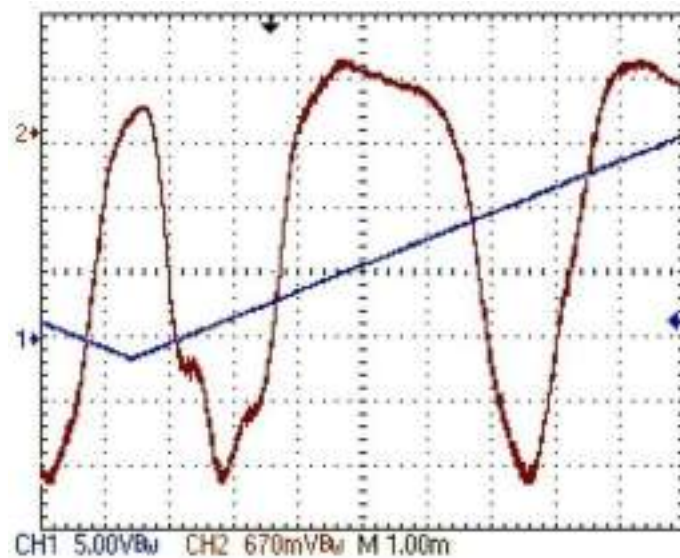


Рис. 3.3.3 – Осциллограмма аппаратной функции интерферометра: 1 — треугольное напряжение от генератора пробного сигнала; 2 — сигнал с фотоприемника

Крутизна изменения частоты генерации лазера с током составляет 8 ГГц/мА. Тогда 90 МГц-вая амплитуда модуляции (двойной размах сигнала модуляции) может быть получен при изменении тока на ~ 10 мкА. Имея в цепи подачи модуляции два сопротивления R1 и R2 по 50 кОм (рис.3.3.2), получаем необходимую величину модулирующего напряжения $10 \text{ мкА} \cdot 100 \text{ кОм} = 1 \text{ В}$.

Таким образом, если подавать модуляцию с амплитудой 1 В, то размах сигнала модуляции частоты лазера будет составлять порядка 90 МГц. Если подавать модуляцию с амплитудой 0,1 В, то размах модуляции будет 9 МГц. Другими словами, крутизна модуляционной характеристики 90 МГц/1 В.

Вид зависимости частоты генерации во времени при ее модуляции пробным сигналом с амплитудой ~ 1 В и с частотой модуляции 1,6 кГц приведен на рис. 3.3.4. Его двойной размах составляет 166 МГц вместо ожидаемого значения в 180 МГц. Это можно считать хорошим соответствием.

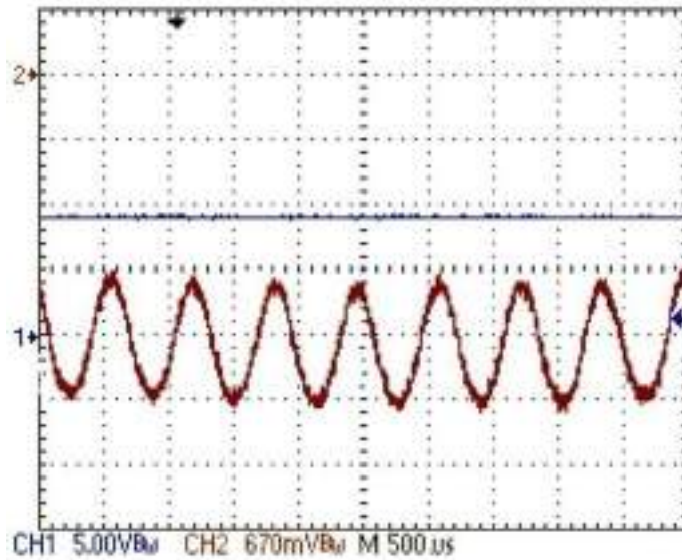


Рис. 3.3.4 – Зависимость частоты генерации во времени при ее модуляции пробным сигналом

Указанные эксперименты позволяют вернуться к вопросу измерения ширины спектра излучения лазерных диодов. В наблюдаемых на рис. 3.3.4 временных интервалах нет вклада низкочастотных возмущений собственной частоты интерферометра. Ширина наблюдаемого спектра в отсутствие модуляции пробным сигналом будет соответствовать ширине спектра излучения лазера и составляет, согласно измерениям, величину 20 – 30 МГц.

3.4. Стабилизация частоты излучения лазерных диодов по линиям поглощения иода

Используя установку, показанную на рис. 3.4.1, проводились эксперименты по стабилизации частоты лазерных диодов.

Цепь автоматической подстройки частоты разомкнута. На вход источника питания лазерного диода подавался сигнал треугольной формы от генератора Гб-

28 с частотой 30 Гц, что соответствовало полосе регистрации сигнала. Также этот сигнал подавался на один из входов осциллографа. Сигнал с выхода фотоприемника поступал на вход платы измерительного канала блока АПЧ. Пройдя систему фильтрации и резонансный усилитель, сигнал поступал на вход фазового детектора, откуда подавался на второй вход осциллографа.

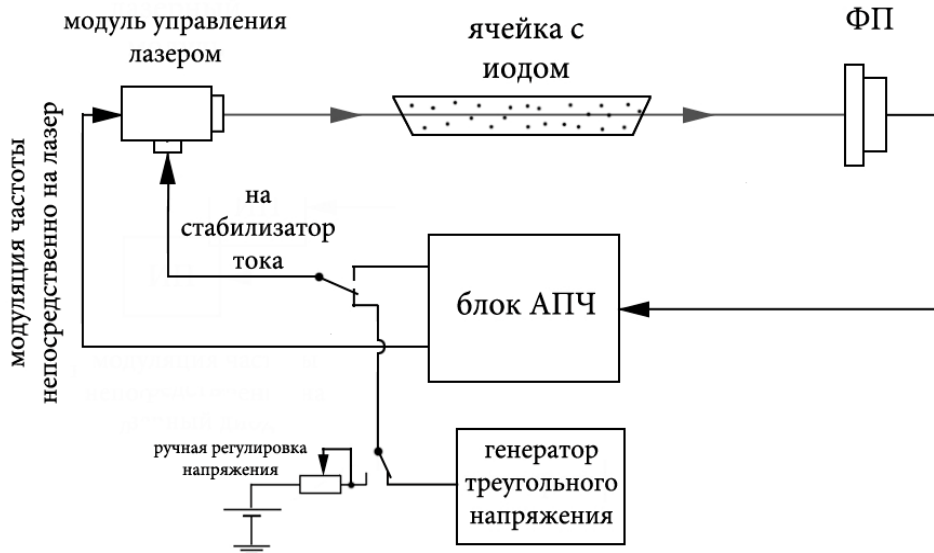


Рис. 3.4.1 – Установка по стабилизации частоты излучения лазерных диодов: ФП — фотоприемник; АПЧ — система автоподстройки частоты; ИП — источник питания лазера

В этой ситуации на выходе фазового детектора будут наблюдаться осциллограммы, одна из которых показана на рис. 3.4.2.

Линии поглощения излучения в данном случае соответствует дискриминационная кривая, формируемая блоком АПЧ. По величине пилообразного напряжения и, зная крутизну управления током по входу источника питания, можно оценить крутизну дискриминационной характеристики и величину петлевого усиления. Согласно измерениям наклон линейного участка дискриминационной кривой выбранной линии составляет $\sim 1,5$ МГц/мВ.

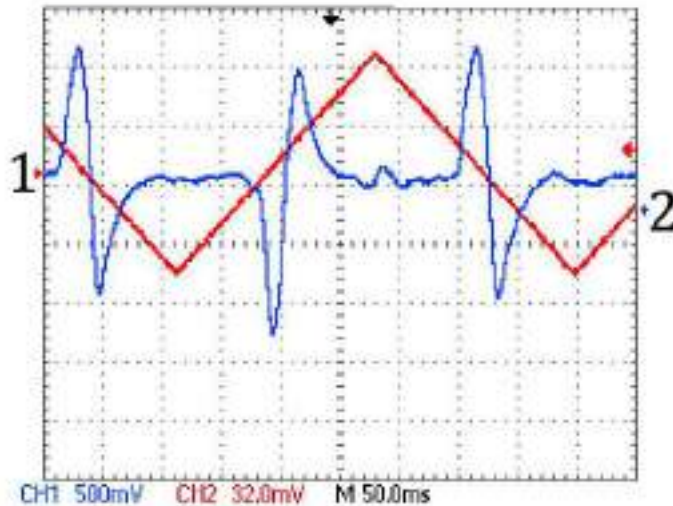


Рис. 3.4.2 – Осциллограмма напряжения с выхода фазового детектора блока АПЧ (петля обратной связи системы АПЧ разомкнута) при работе с лазером ADL65055. 1 — треугольное напряжение с частотой 30 Гц, подаваемое с генератора (рис. 3.4.1) на вход стабилизатора тока (рис. 3.4.1); 2 — сигнал с выхода фазового детектора блока АПЧ — дискриминационная кривая (сигнал ошибки системы АПЧ)

Данный эксперимент предшествовал замыканию петли блока АПЧ. После замыкания частота излучения лазера удерживалась вблизи максимума линии поглощения иода. В режиме стабилизации частоты лазера, по величине напряжения на выходе фазового детектора и с учетом наклона дискриминационной кривой, удалось оценить достигнутую стабильность.

Так как регулировка петлевого усиления осуществлялась после фазового детектора, наклон дискриминационной характеристики в процессе настройки системы АПЧ не менялся. Это позволило по напряжению на выходе ФД оценить остаточные отклонения частоты. Типичная временная зависимость напряжения на выходе фазового детектора в режиме стабилизации приведена на рис. 3.4.3.

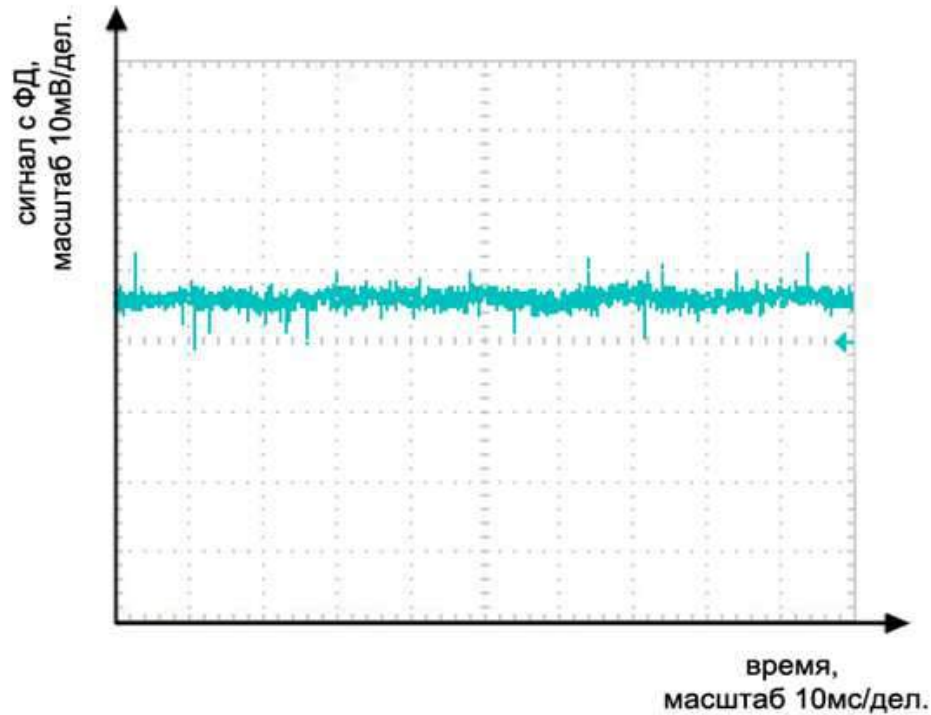


Рис. 3.4.3 – Осциллограмма напряжения на выходе фазового детектора блока АПЧ в режиме стабилизации частоты лазера (петля обратной связи системы АПЧ замкнута)

Сигнал на выходе фазового детектора колеблется в пределах 0,7 – 0,8 деления при масштабе по вертикали 10 мВ/дел. То есть, это составляет 7 – 8 мВ. С учетом наклона линейного участка дискриминационной кривой выбранной линии в рассматриваемом случае остаточные уходы частоты соответствуют 12 МГц.

Оценка стабильности, выполненная по описанной методике, производилась для всех исследуемых лазеров. Она показала, что остаточные отклонения частоты в общем случае не превосходили в экспериментах ± 15 МГц.

Следует отметить, что полученные оценки достигнутой стабильности носят приближенный характер. Точные данные могут быть получены при оптическом сбивании излучения двух идентичных лазеров. Либо при наличии специальных приборов, измеряющих частоту излучения с данной точностью.

Работа с кюветой позволила подтвердить воспроизводимость частоты лазера при выключениях-включениях лазера, а также наблюдать уходы частоты, вызванные температурной нестабильностью.

Таким образом, была показана возможность стабилизации частоты излучения FP лазерных диодов по линиям поглощения иода и стабильной работы в этом режиме

3.7. Результаты

Таким образом, была показана возможность стабилизации частоты излучения FP лазерных диодов по линиям поглощения иода.

Помимо достижения основной цели были также получены следующие результаты.

- Была предложена и реализована методика перестройки частоты, с учетом особенностей генерации полупроводниковых лазеров, позволяющая наблюдать линии поглощения иода и выбирать из них подходящие для стабилизации, а также быстро переходить в режим стабилизации. На стадии очередного включения такая система позволяет убедиться, что замыкание петли обратной связи происходит на прежней линии.
- Произведена оценка поглощения этих линий. В эксперименте его максимальная величина составляла 25 % от уровня мощности проходящего излучения.
- Показано, что в системе стабилизации частоты с введением пробного сигнала изменение мощности излучения FP лазерного диода при токовой модуляции его частоты пробным сигналом, приводит к сдвигу положения "нуля" дискриминационной характеристики и уменьшает точность поддержания итогового значения частоты.
- Был разработан и опробован в работе макет системы стабилизации частоты излучения лазерных диодов, и проведены исследования его характеристик, а именно:

- Была определена крутизна модуляционной характеристики лазера.
- Получена дискриминационная характеристика фазового детектора блока АПЧ.
- Эксперименты по стабилизации частоты лазерных диодов показали, что удается замкнуть цепь обратной связи и перевести лазер в режим стабилизации частоты.
- В работе приведена оценка стабильности частоты по дискриминационной характеристике, которая показала, что остаточные отклонения частоты реализуемой системы стабилизации после замыкания петли АПЧ не превосходят ± 15 МГц.
- Эксперименты показали устойчивую работу лазеров в режиме стабилизации частоты.

ГЛАВА 4. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ, СВЯЗАННЫХ С ИХ ПРИМЕНЕНИЕМ В ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

4.1. Введение

Данная глава посвящена рассмотрению специальных вопросов, связанных с практическим аспектом использования лазерных диодов в интерференционных измерениях.

В ней рассмотрены вопросы проведения интерференционных измерений с учетом особенностей работы лазерных диодов в одночастотном режиме и показаны результаты экспериментального моделирования таких измерений.

Также представлены результаты исследования нестабильности углового положения оси диаграммы направленности излучения лазерных диодов. Они дают представления о величине уходов оси и их зависимости от условий работы лазеров.

Рассмотрено влияние отраженного обратно в лазер излучения на режим его работы, в том числе проведена оценка мощности, при которой начинает сказываться его влияние на работу лазера. Кроме того, обнаружен эффект переключения частоты лазера при вводе обратного излучения под небольшими углами к оси основного луча.

И наконец, приведена оценка амплитудных шумов лазерных диодов, что позволяет обосновать возможность уменьшения размеров используемой ячейки с диодом.

4.2. Использование лазерных диодов при решении задач интерферометрии

В области интерференционных измерений всегда существовала потребность в простых в эксплуатации, дешёвых и надежных источниках когерентного излучения с малыми размерами и низким уровнем энергопотребления. Лазерные

диоды с ФП резонатором красного диапазона спектра, работающие в одночастотном режиме, отвечают данным требованиям.

Данные о лазерных диодах, полученные в предыдущих главах, подтверждают возможность их использования в интерференционных измерениях. Основываясь на них, для реальных схем интерферометров можно сделать оценки характеристик, которые могут быть получены с их использованием.

Как было указано выше, одночастотный режим работы таких лазеров имеет ряд особенностей, которые необходимо учитывать при проведении интерференционных измерений.

Поскольку средние размеры зон существования одночастотного режима составляют 2 – 3 мА по току и 1 – 2 °К по температуре, то, поддерживая температуру и ток постоянными, в пределах $\pm 0,5$ °К и $\pm 0,5$ мА относительно центра зоны, можно гарантировать сохранение одночастотного режима работы лазера.

Так как рабочий ток и температура лазера влияют на частоту генерации, то, находясь в пределах области существования одночастотного режима, частоту генерации можно менять изменением этих параметров. Крутизна перестроечных зависимостей, как описано в предыдущих главах, достаточно велика и составляет по температуре $S_T \sim 30$ ГГц/град и по току $S_I \sim 8$ ГГц/мА.

Сдвиг частоты ($\Delta\nu$) и связанное с ним изменение длины волны излучения ($\Delta\lambda$) соотносятся как

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2 \cdot \Delta\nu}{c}, \quad (4.1)$$

где c — скорость света.

Тогда S_T и S_I могут быть пересчитаны по отношению к изменению длины волны. Так, например, в случае $\lambda = 655$ нм, $S_T \sim 4,3 \cdot 10^{-2}$ нм/град и $S_I \sim 1,14 \cdot 10^{-2}$ нм/мА.

Отсюда, зная температуру и рабочий ток, соответствующие центру зоны одночастотного режима, и длину волны излучения (измеряется с помощью специального прибора), легко определить изменение длины волны при указанных

выше отклонениях температуры и тока, $\Delta\lambda_T = \pm 2,15 \cdot 10^{-2}$ нм и $\Delta\lambda_I = \pm 0,57 \cdot 10^{-2}$ нм. Относительная неопределенность значения длины волны излучения в данном случае не будет превышать $\sim \pm 3,3 \cdot 10^{-5}$.

Данная точность может быть достаточной для некоторых задач. Например, при измерениях уходов длины одного из плеч интерферометра с шагом λ ошибка в 10 нм возникнет через $N \sim 4,65 \cdot 10^2$ шагов. Диапазон измерений при этом составит $\pm (4,65 \cdot 10^2 \cdot 655)$ нм = $3,046 \cdot 10^2$ мкм. Другими словами, ± 300 мкм. Если считать каждый шаг как независимое случайное событие, то накопление ошибки будет не линейным, а $\sim \sqrt{N}$, соответственно, диапазон измерений существенно возрастет.

Длина временной когерентности, определяющая допустимую разность хода интерферирующих пучков $l_{\text{КОГ}}$, при наших параметрах не скажется на результате измерений.

На практике разность хода плеч интерферометра обычно не превышает 1 метр, что соответствует необходимой ширине спектра $\Delta\nu = 300$ МГц.

Как было показано ранее в экспериментах с внешним интерферометром, интерференция пучков, сформированных из выходного излучения лазерных диодов, может быть получена при разностях хода не меньше ~ 3 м. Таким образом, этот параметр, удовлетворяет требованиям измерений.

В величину $\Delta\nu$ лазерных диодов значительный вклад вносит спонтанное излучение. Также непосредственное влияние на ширину спектра оказывают случайные воздействия различных технических факторов. Среди них, прежде всего, следует выделить такие, как нестабильность тока накачки и температура.

Для контроля последних, значения рабочего тока и температуры должны поддерживаться постоянными с помощью блока питания на уровне не менее 10^{-2} , соответственно, мА и $^{\circ}\text{C}$. В этом случае, с учетом известных крутизн, уходы частоты гарантированно не превысят 300 МГц. Но сам факт длительного срока работы прибора с поддержанием температуры с указанной точностью может представлять достаточную сложность, по крайней мере, потребуется регулярная

проверка длины волны. Поэтому более реально говорить о точностях поддержания температуры на уровне $5 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}$.

Таким образом, в этом случае можно вполне определенно говорить об источнике со стабильностью $\sim \pm 3,3 \cdot 10^{-6}$ и соответствующем росте характеристик на порядок по сравнению с предыдущим случаем.

Организация стабилизации частоты лазеров, также повышает точность измерений с точки зрения воспроизводимого значений частоты до величины $(\Delta\nu/\nu) \leq \pm 1,3 \cdot 10^{-8}$ и представляет существенный потенциальный резерв для повышения точности проводимых интерференционных измерений.

Приведенному ранее расчету можно придать более формальный вид. Пусть точность измерения длины составляет Δx , например, 1 мкм, 0.5 мкм, 0.25 мкм и т.д. Если нестабильность среднего значения частоты лазера равна $\Delta\nu$ или $\Delta\lambda = -c \cdot \Delta\nu/\nu^2 = -\lambda^2 \cdot \Delta\nu/c$, то допустимое число шагов измерения размером λ составит N , так что

$$N = \left| \frac{\Delta x}{\Delta\nu} \right| = \left| -\frac{\Delta x \cdot c}{\lambda^2 \cdot \Delta\nu} \right|. \quad (4.2)$$

Тогда расстояние L , измеренное таким путем, будет

$$L = N \cdot \lambda = \frac{\Delta x \cdot c}{\lambda^2 \cdot \Delta\nu} \cdot \lambda = \frac{\Delta x \cdot c}{\lambda \cdot \Delta\nu}. \quad (4.3)$$

С другой стороны это соотношение позволяет оценить достаточность имеющейся или требующейся степени стабильности частоты.

$$\Delta\nu_H = \frac{\Delta x \cdot c}{\lambda \cdot L}. \quad (4.4)$$

Например, для дистанции 25 см, $2L = 50$ см, $\Delta x = 1$ мкм, $\lambda = 0.6$ мкм: $\Delta\nu_H = 2$ ГГц. Такая точность допускает воспроизводимую частоту на уровне $0.03 \text{ }^\circ\text{C}$ или тока 0.125 мА.

При выборе последнего варианта следует иметь в виду, что стоимость отпаянных кювет с иодом велика и может повлиять на «привлекательность» данного решения. Но тут надо заметить, что в настоящее время такие кюветы делаются в штучном количестве в лабораторных условиях. Оптимизации формы кюветы и уменьшение ее размеров при одновременном изготовлении кювет в

большом числе должны существенно снизить их себестоимость. Примеры резкого удешевления лазеров при переходе к массовому производству хорошо известны.

Для проведения экспериментов по моделированию интерференционных измерений была разработана установка, функциональная схема которой, представлена на рис. 4.2.1.

Выбор измерительной задачи обусловлен возможностями, присущими лазерным источникам. Лазерные диоды, как было установлено ранее, имеют большую длину когерентности, высокую мощность и могут использоваться в измерениях с большой разностью хода интерферирующих лучей.

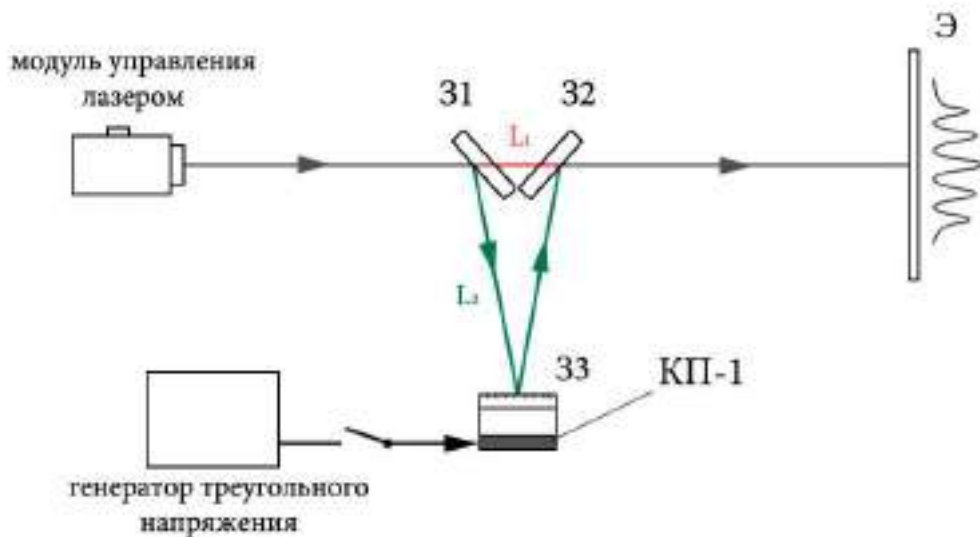


Рис. 4.2.1 – Схема экспериментальной установки по моделированию интерференционных измерений: 31, 32, 33 — зеркала интерферометра

Схема экспериментальной установки представляла собой модифицированный интерферометр Маха-Цендера, образованный тремя зеркалами 31 – 33, источником излучения в котором является лазерный диод, находящийся в составе лазерного модуля. Также в нее входит видеочкамера, сигнал с которой поступал на компьютер, осциллограф и монитор. Зеркало 33 в измерительном плече интерферометра устанавливалось на пьезокорректор, что позволяло при необходимости периодически смещать его в плоскости луча с частотой 0,1 – 5 Гц на расстояние нескольких $\lambda/2$. Для этого на корректор

подавалось треугольное напряжение. Сигнал с видеокамеры поступал на монитор и компьютер, где могла проводиться построчная обработка сигнала.

После настройки оптической схемы на фоточувствительной матрице видеокамеры в пределах апертуры перекрывающихся пучков формировалась контрастная интерференционная картина. В зависимости от угловой юстировки количество наблюдаемых одновременно интерференционных максимумов могло меняться.

На рис. 4.2.2 – 4.2.4 приведены осциллограммы, иллюстрирующие работу установки.

При наличии одного максимума можно проводить измерения уходов длины в пределах длины волны излучения.

При подаче периодического треугольного напряжения с частотой 1 – 3 Гц на пьезокорректор, вызывавшее перемещение зеркала ЗЗ на несколько $\lambda/2$, на экране монитора можно было наблюдать движение интерференционных максимумов на экране монитора.

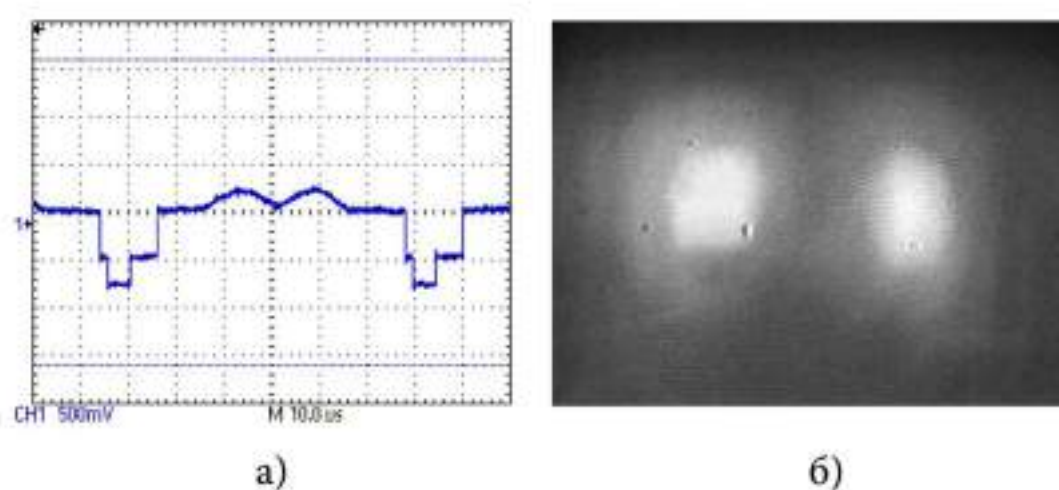


Рис. 4.2.2 – Два интерференционных максимума: а) — сигнал развертки с осциллографа; б) — сигнал с видеокамеры

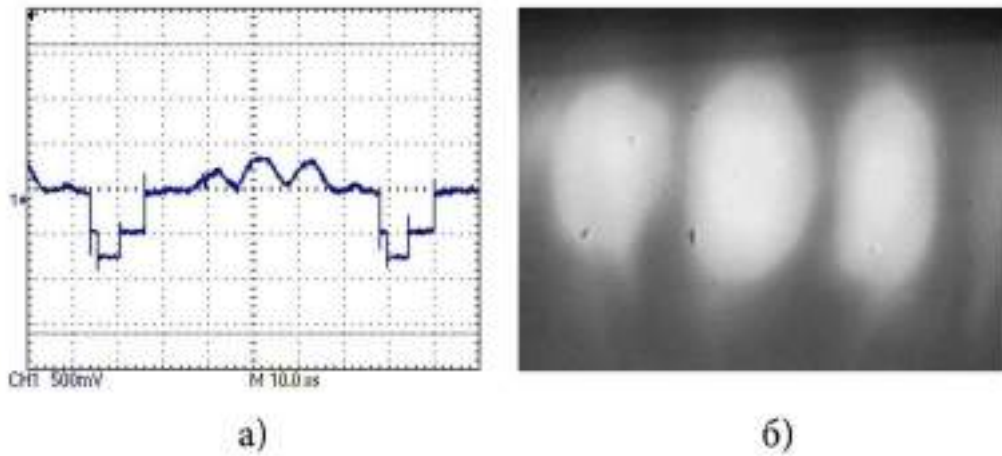


Рис. 4.2.3. Три интерференционных максимума: а) — сигнал развертки с осциллографа; б) — сигнал с видеокамеры

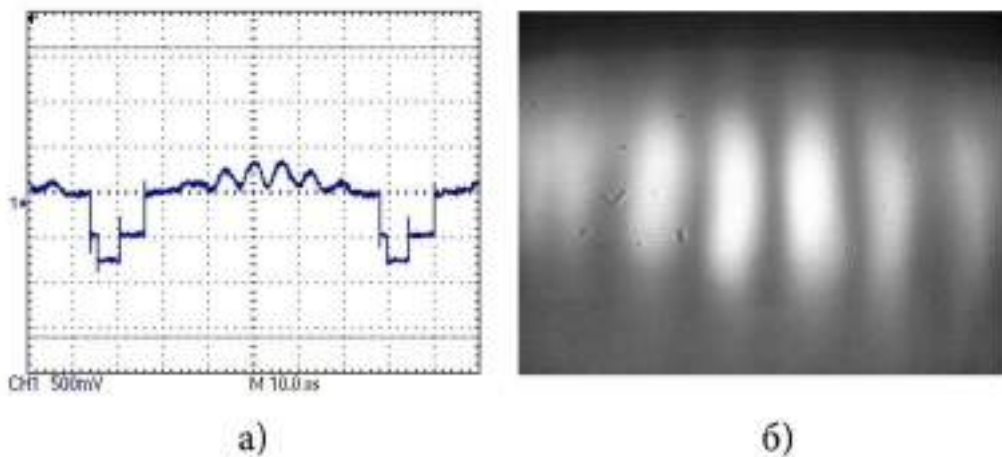


Рис. 4.2.4 – Четыре интерференционных максимума: а) — сигнал развертки с осциллографа; б) — сигнал с видеокамеры

При этом моделировалась ситуация непрерывного изменения длины измерительного плеча интерферометра. Направление смещения интерференционной картины указывало на увеличение/уменьшение его длины. Смена максимума прибавляла или убавляла длину плеча на $\lambda/2$ (разность хода плеч на λ).

При этом, наличие видеокамеры может упростить определение знака изменения расстояний при автоматизированных измерениях. Увеличение или

уменьшение измерительного плеча проявлялось в направлении смещения интерференционной картины вправо или влево на экране монитора.

Таким образом, удалось смоделировать интерференционные измерения на основе интерферометра Маха-Цендера. Наблюдения проводились как с учетом уходов длины плеча на целое число длин волн, так и в пределах одной длины волны.

В рамках экспериментального моделирования процесса интерференционных измерений также были проведены измерения крутизны управляющей характеристики пьезокорректора КП-1.

Для этого на пьезокорректор подавалось медленно меняющееся напряжение треугольной формы с частотой 1 – 30 Гц. Наблюдая за смещением зеркала ЗЗ на кратное число полуволн, было получено искомое значение. Крутизна составила величину ~ 1 мкм/25 В.

Таким образом, полученные результаты позволяют рассматривать лазерные диоды красного диапазона спектра как альтернативный источник для проведения интерференционных измерений.

На результаты измерений интерференционных схем может влиять как угловая нестабильность оси диаграммы направленности лазера, так и отраженное (рассеянное) назад, в сторону лазера излучение, от оптических элементов схемы измерений.

Для получения представлений о влиянии этих факторов на режим работы лазера были поставлены специальные измерения, описанные в следующих параграфах.

4.3. Измерение нестабильности оси диаграммы направленности лазерных диодов

Интерес к нестабильности оси диаграммы направленности ФР лазерных диодов красного диапазона спектра возник в связи с рассмотрением вопроса об их использовании в интерференционных измерениях. Как отмечалось выше, в предложенной для макетирования схеме угловая нестабильность излучения

влияет на положение интерференционных максимумов и, как следствие, может сказаться на результатах измерений. В то же время в литературе отсутствует информация, дающая представления об этом параметре излучения.

Данный вопрос изучался применительно к лазерам разных типов, прежде всего, имеющим FP резонатор со сферическими зеркалами или ему эквивалентный [196 – 198]. Информация об этой характеристике лазеров важна для многих практических применений. Такой вопрос может возникать в решении задач, связанных с интерференционными измерениями, и поэтому становится важным для одночастотных лазеров, используемых в таких схемах.

Когда говорят о диаграмме направленности, подразумевают угловое распределение мощности излучения на бесконечности или в дальней зоне.

Как известно, при падении на линзу лазерного излучения в ее фокальной плоскости формируется распределение поля, соответствующее угловому спектру плоских волн, на которое может быть разложено это излучение [199]. Путем анализа распределения этого поля проводится измерение диаграммы направленности.

Когда распределение поля выходного пучка лазера симметрично, ось пучка (ось диаграммы направленности) совпадает с энергетическим центром пучка. После линзы симметрия поля сохраняется. Поэтому ось диаграммы направленности так же совпадает с осью пучка, и ее положение легко определить с помощью четырехквadrантного фотодиода.

В данном случае лазер генерирует основную поперечную моду, поле которой симметрично относительно оси пучка. Ввиду большой расходимости излучения лазерных диодов, при реализации описанных измерений для коллимации излучения использовалась линза с фокусным расстоянием $f = 4,5$ мм.

Анализ распределения поля излучения в фокальной плоскости такой линзы не позволяет получить искомый результат. Отклонения оси диаграммы приводят к слишком малому смещению возникающего распределения поля. Так как распространение поля за линзой сохраняет симметрию пучка относительно оси, то смещение оси, регистрируемое фотоприемником на расстоянии L от линзы,

будет в L/f раз больше, чем в фокальной плоскости, и может быть зафиксированным.

Для измерения угловой нестабильности оси диаграммы направленности излучения лазерных диодов с длинами волн (630 – 660) нм была собрана экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 4.3.1.

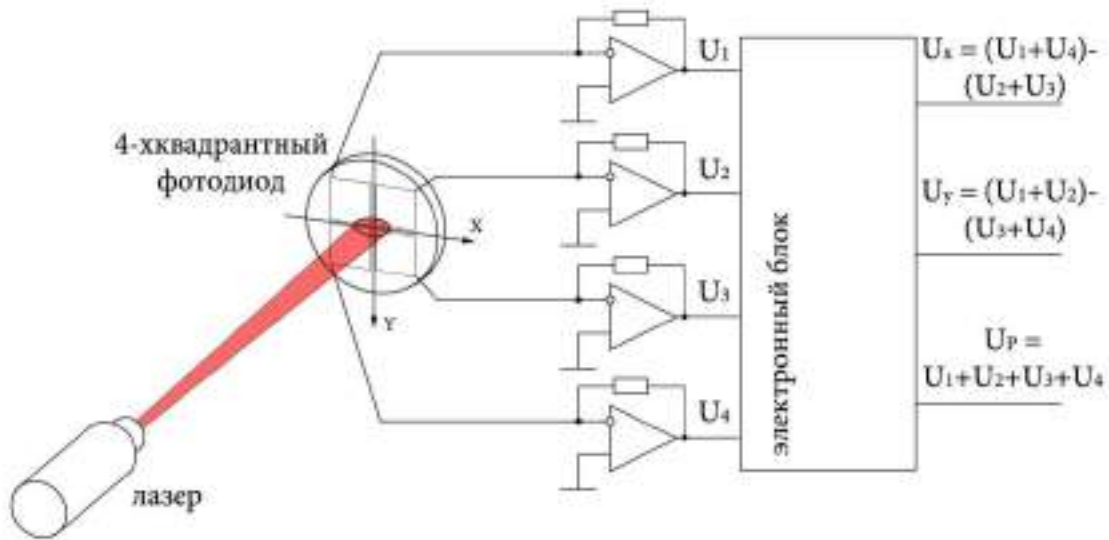


Рис. 4.3.1 – Схема экспериментальной установки по измерению нестабильности оси диаграммы направленности лазерных диодов

В нее входят: фотоприемник, на основе четырехквadrантного фотодиода, электронный блок и исследуемый лазер. Фототоки, регистрируемые сегментами 1 – 4 фотодиода, преобразуются в напряжения U_1 – U_4 с помощью усилителей с высоким входным сопротивлением и поступают в электронный блок, который формирует из них напряжения U_X и U_Y , пропорциональные смещению пятна излучения по осям X и Y , а также напряжение U_P , пропорциональное мощности излучения. Последнее напряжение получалось суммированием напряжений со всех 4-х квадрантов и использовалось для нормирования сигналов на мощность излучения при обработке результатов. Нормировка необходима, поскольку мощность излучения меняется с изменением рабочего тока и температуры.

Оси X , Y привязаны к центру фотодиода, и ориентируются, соответственно, параллельно (X) и перпендикулярно плоскости (Y) оптического стола. Положение

плоскости р-п перехода лазерного диода в ходе экспериментов также контролировалось и устанавливалось либо параллельно оси X, либо параллельно оси Y.

Фотоприемник размещался на двухкоординатной подвижке, которая позволяла перемещать его вдоль направлений X и Y с микронной точностью. При перемещении фотоприемника с помощью подвижки в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, можно было снять зависимость напряжений U_X и U_Y , возникающих при смещении пятна излучения по той или иной координате, в зависимости от величины этого смещения. В результате получались две калибровочные кривые, по которым можно было определять величину смещения пятна излучения, возникающего из-за нестабильности оси диаграммы направленности. Калибровочные кривые для каждого нового измерения снимались заново.

На рис. 4.3.2 приведены калибровочные кривые, полученные для лазера ADL65055 при рабочем токе 27 мА. По вертикали указан масштаб в вольтах, по горизонтали — смещение пятна излучения относительно центра фотодиода (начала координат) в мм. Разный наклон калибровочных кривых связан с разницей в геометрических размерах пятна по этим осям.

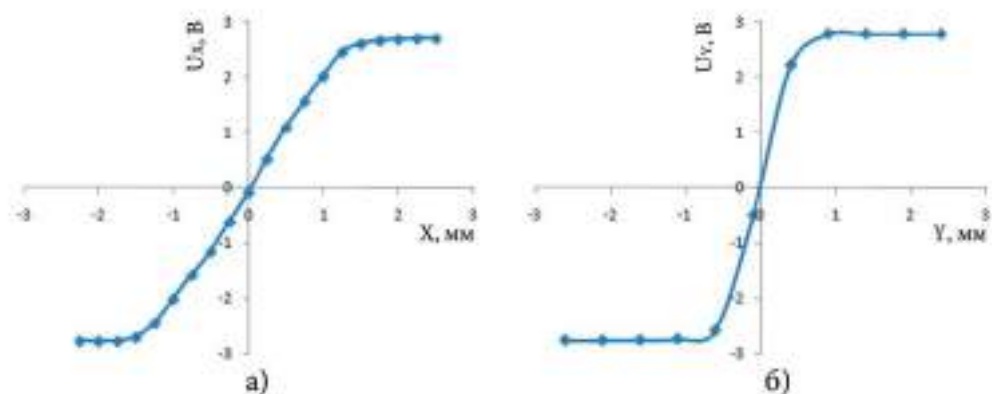


Рис. 4.3.2 – Калибровочные кривые в случае лазера ADL65055

На приведенных на рис. 4.3.2 кривых отражена ситуация, когда плоскость перехода лазерного диода ориентирована перпендикулярно столу, то есть параллельно оси Y. Из результатов измерений следует, что крутизны S_X и S_Y

равны: $S_x = \Delta U_x / \Delta X = 1,023 \text{ В/мм}$ и $S_y = \Delta U_y / \Delta Y = 2,27 \text{ В/мм}$. Данным величинам будут соответствовать угловые уходы в секундах по оси X $\Delta\varphi_x = 1,7''$ на 10 мВ и по оси Y $\Delta\varphi_y = 0,75''$ на 10 мВ. Расстояние L от лазера до фотоприемника во всех измерениях выбралось равным 1,2 м.

Как показали эксперименты при постоянном рабочем токе I_p и температуре термостата T_T , положение оси диаграммы направленности излучения лазерных диодов остается постоянным в пределах $\pm 0,5''$.

На рис. 4.3.3 показана зависимость положения оси диаграммы направленности с течением времени, полученной для лазера ADL65055. Наблюдаемые колебания измеряемых значений имеют шумовой характер и могут представлять результат действия многих факторов, в том числе и собственной точности проводимых измерений с четырехквadrантным фотоприемником. Оценка последней составила $0,3''$. Поэтому величина $\pm 0,5''$ может рассматриваться как оценка стабильности диаграммы направленности в данных условиях.

После выключения и последующего включения лазера положение оси диаграммы направленности восстанавливается. Из этого можно сделать вывод, что оно зависит от температуры. Поэтому время восстановления исходного состояния связано с установлением рабочей температуры и в эксперименте не превышало нескольких минут.

Данная ситуация иллюстрируется на рис. 4.3.4. Во время измерений рабочий ток I_p лазера поддерживался постоянным, в то время как температура термостатирования T_T изменялась. Приведенные на рисунке данные нормированы на мощность излучения, которая меняется с изменением температуры. Начальные значения углов на рис. 4.3.3 – рис. 4.3.6 определяются изначальным направлением излучения лазерного диода относительно четырехквadrантного фотодиода.

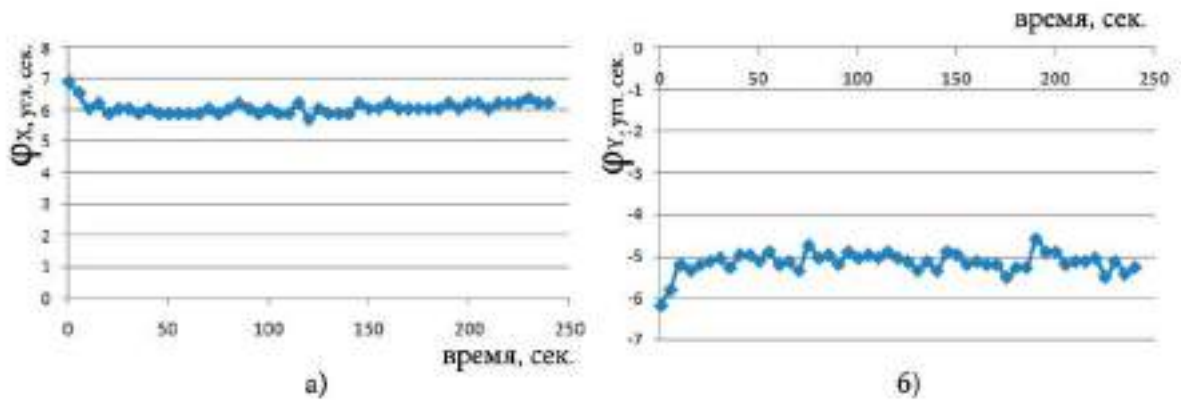


Рис. 4.3.3 – Зависимость углового положения диаграммы направленности от времени для лазера ADL65055 при токе накачки $I_p = 27$ мА и $T = 22$ °С. По оси ординат отложено угловое положение (ϕ_x , ϕ_y) осей диаграммы направленности, по оси абсцисс — время с момента включения лазера. Значения $+6''$ по X и $-5,2''$ по Y соответствуют стационарному положению оси пучка. Плоскость p-n перехода ориентирована параллельно оси Y

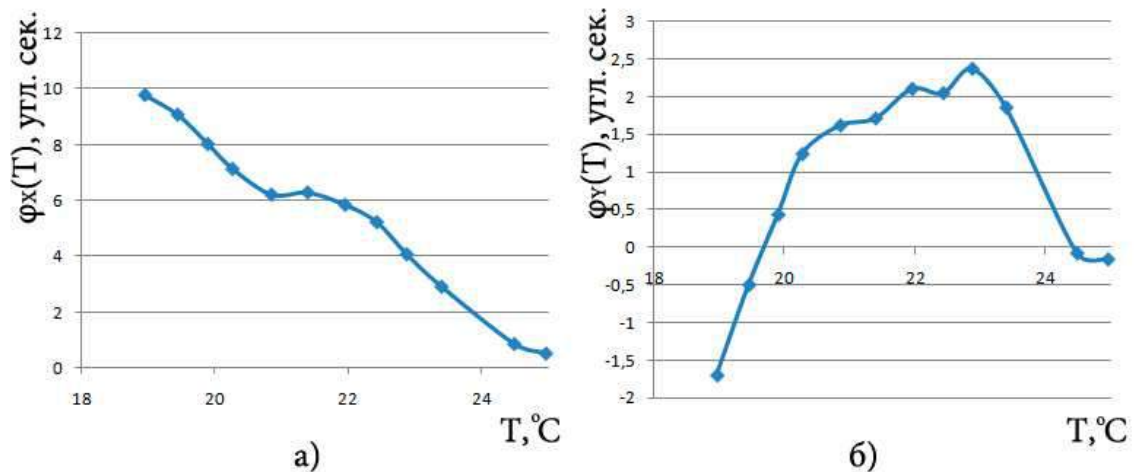


Рис. 4.3.4 – Зависимость углового положения (ϕ_x , ϕ_y) осей диаграммы направленности лазера ADL63055 от температуры. $I_p = 27$ мА. Плоскость p-n перехода ориентирована параллельно оси Y

Как видно из рисунков угловое положение оси диаграммы направленности вдоль оси X (перпендикулярно p-n переходу) монотонно изменяется с

температуры со скоростью $\sim 1''/^{\circ}\text{C}$. Скорость изменения положения вдоль оси Y значительно меньше, и оно менее характерно определено в пространстве.

На рис. 4.3.5 приведена характеристика положения оси пучка в зависимости от величины рабочего тока I_p . Температура термостата T_T поддерживалась постоянной. Диапазон изменения рабочих токов ограничивается либо достижением предельной мощности излучения или максимально допустимым значением тока I_p и поэтому сравнительно небольшой. Представленные данные, также были нормированы на мощность излучения, которая меняется с изменением тока.

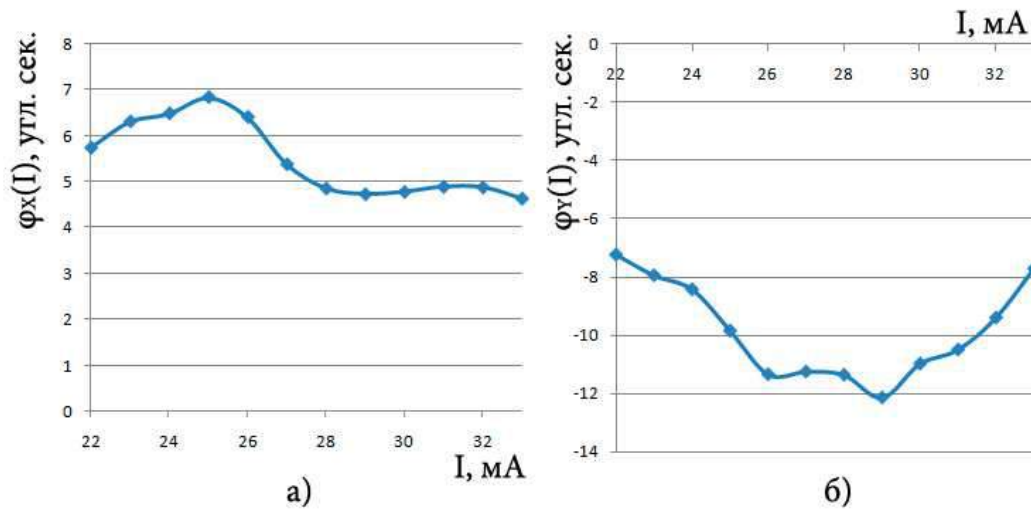


Рис. 4.3.5 – Зависимость углового положения (ϕ_x , ϕ_y) осей диаграммы направленности излучения лазерного диода ADL65055 от рабочего тока. Температура термостата $T_T = 22\text{ }^{\circ}\text{C}$. Плоскость p-n перехода ориентирована параллельно оси Y

Как видно из рис. 4.3.5, влияние тока слабее, чем от температуры. Уходы оси диаграммы направленности составляют единицы угловых секунд.

Аналогичные характеристики для случая лазерных диодов номинальной мощностью 10 мВт, можно видеть на рис. 4.3.6.

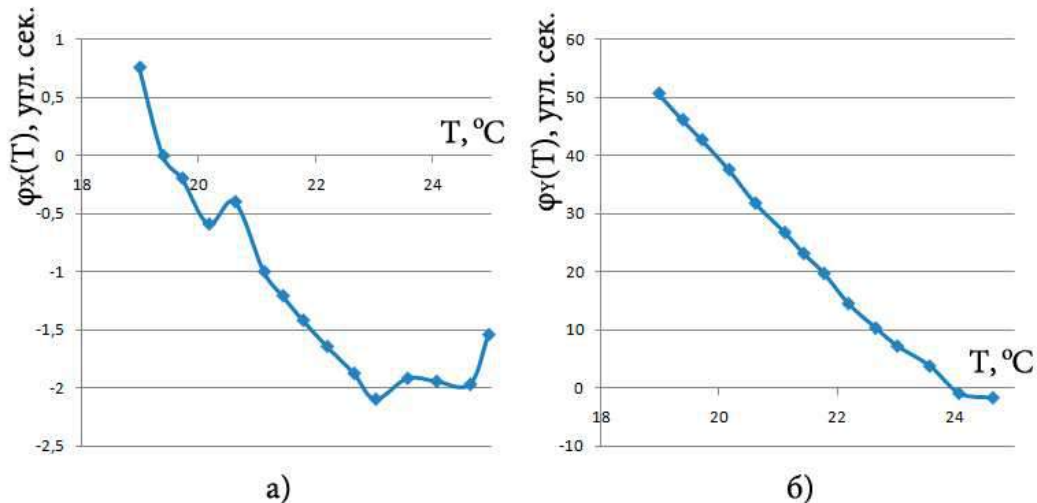


Рис. 4.3.6 – Зависимость углового положения (ϕ_x , ϕ_y) оси диаграммы направленности лазера ADL63102 от температуры. $I_p = 55$ мА. Плоскость р-п перехода ориентирована параллельно оси Y

Наблюдаемые зависимости помимо самих значений уходов оси не выявляют каких-либо закономерностей поведения. Развитием этих результатов могла бы стать постановка эксперимента по выяснению, например, связи ухода оси пучка с наличием наклона торцов кристалла, возникающих под воздействием изменения тока и температуры. В случае ее отсутствия это могло бы говорить о температурных процессах внутри кристалла полупроводника. Обсуждение постановки таких измерений показало сложность и неоднозначность результатов их проведения. В результате чего было решено отказаться от этой работы.

4.4. Оценка влияния нестабильности положения оси диаграммы направленности на результаты интерференционных измерений

Как было показано в пункте 4.3 положение оси диаграммы направленности лазерных диодов непостоянно. Оно может меняться в зависимости от условий работы. Также возможна некоторая нестабильность положения пучка в пределах точности проведенных измерений. Это может повлиять на результаты работы интерференционных схем, а именно, при отклонении входного пучка интерферирующие пучки на выходе интерферометра (рис. 4.2.1) будут смещаться

относительно друг друга, что приведет к сдвигу интерференционной картины и ошибкам в определении положения максимума. Рассмотрим данную ситуацию подробнее.

В экспериментах по моделированию интерференционных измерений использовалась модифицированная схема интерферометра Маха-Цендера с тремя зеркалами. Ход лучей в этом случае показан на рис. 4.4.1. Как видно из рисунка, при отклонении оси входного луча на некоторый угол β от начального направления, второй луч будет также отклоняться от этого направления, но в противоположную сторону. Таким образом, угол между ними будет составлять 2β .

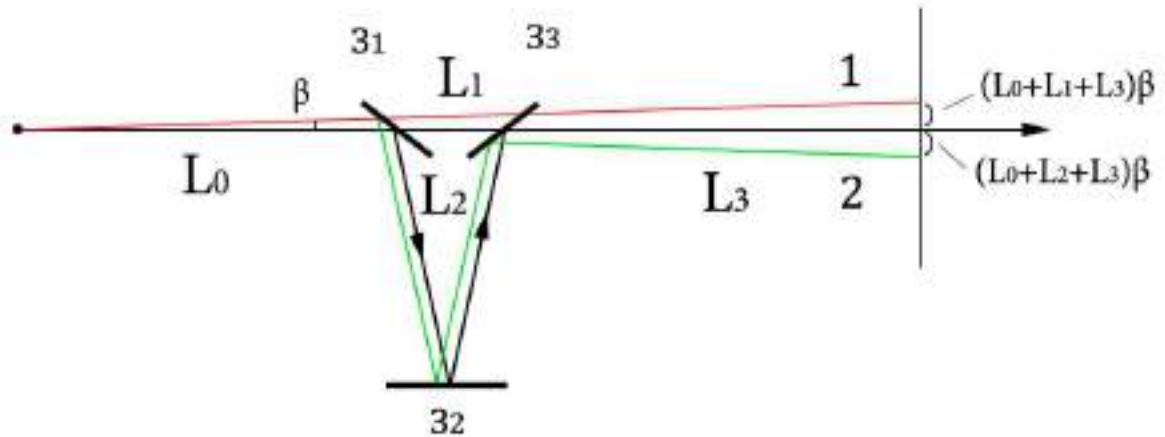


Рис. 4.4.1 – Схема распространения лучей при отклонении оси входного пучка в интерферометре Маха-Цендера с тремя зеркалами. 31, 32, 33 — зеркала; 1, 2 — интерферирующие лучи

Тогда, для того, чтобы смещение интерферирующих пучков и вызываемых ими смещения максимумов интерференции были много меньше их поперечных размеров d , необходимо выполнение условия:

$$(L_0 + L_1 + L_3) \cdot \beta + (L_0 + L_2 + L_3) \cdot \beta \ll d, \quad (4.5)$$

или:

$$(L_1 + L_2) \cdot \beta + L_3 \cdot 2 \cdot \beta + L_0 \cdot 2 \cdot \beta \ll d, \quad (4.6)$$

где $d = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ — диаметр пучка, L_0, L_1, L_2, L_3 — размеры участков схемы согласно рис. 4.4.1.

Будем считать, что величина измерительного плеча L_2 доминирует над остальными размерами ($L_2 \gg L_0, L_1, L_3$). В наших экспериментах L_2 составляла ~1 м.

Тогда:

$$\beta \ll \frac{d}{L_2} = \frac{4 \cdot 10^{-3}}{1} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ рад или } \beta \ll 11' 45'' . \quad (4.7)$$

Это достаточно слабое условие. Оно в ~ 700 раз превышает отклонения в 1", характеризующие уходы оси пучка. Однако, если углы качания оси становятся равными 10", соотношение ухудшается до 70.

Для дальнейших оценок считаем, что лазерные пучки представляют собой плоские волны с ограниченной апертурой. Тогда исходно повернутые относительно друг друга, за счет отклонения зеркалом 33 пучка 2 на угол β_0 (рис. 4.4.1), волновые фронты теперь будут повернуты на угол $(\beta_0 + 2\beta)$. Далее считаем, что максимум в пределах апертуры пучка один, то есть $\beta_0 = \lambda/d$.

Учет появления дополнительного углового рассовмещения фронтов пучков на угол 2β приведет к сдвигу положения интерференционного максимума на величину $2\beta \cdot d$, который должен быть много меньше λ .

То есть $\beta \ll \lambda/(2 \cdot d) = \beta_0/2$.

В рассмотренной схеме смещение максимумов интерференционной картины происходит в результате двух рассмотренных выше факторов.

В случае схемы интерферометра Маха-Цендера с четырьмя зеркалами (зеркала 32, 34 можно заменить 90-градусной призмой) излучение падает на зеркала под углом 45^0 , как показано на рис. 4.4.2. При отклонении оси луча на некоторый угол β от этого направления, второй луч, как это видно на рис. 4.4.2, будет после интерферометра идти под углом $45^0 + \beta$ к выходному зеркалу.

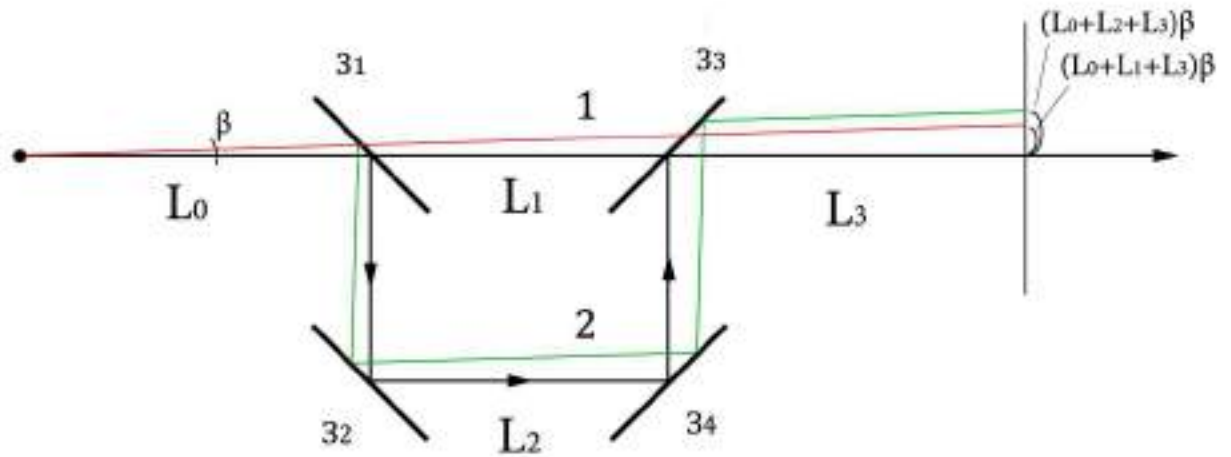


Рис. 4.4.2 – Схема распространения лучей при отклонении оси входного пучка в интерферометре Маха-Цендера с четырьмя зеркалами. 31, 32, 33, 34 — зеркала; 1, 2 — интерферирующие лучи

То есть на выходе интерферометра лучи 1, 2 будут сохранять параллельность, что исключает возникновение ошибок, связанных с изменением угла интерферирующих пучков. Это делает данный вариант схемы более предпочтительным, чем предыдущий.

Смещение максимумов пучков, рассмотренное выше, при наличии линейного сдвига фаз на 2π (разность хода λ) в пределах апертуры d приводит к смещению интерференционного максимума на ту же величину. Поэтому ранее полученное условие (4.7), связанное со смещением максимума интерференции, может использоваться для схемы интерферометра, показанной на рис. 4.4.2.

Повышенная чувствительность рассмотренной схемы к угловым смещениям обусловлена влиянием поворота зеркала 34 для формирования интерференционной картины, положение максимумов которой зависит от величины этого угла или любого поворота интерферирующих пучков.

Таким образом, в описанных выше схемах изменение наклона оси диаграммы направленности излучения лазера на углы, сравнимые с $10'$ требует учета при организации интерференционных измерений. При этом, схема интерферометра Маха-Цендера с четырьмя зеркалами обладает лучшей

"защищенностью" к наклонам входного пучка. Нестабильность положения оси диаграммы направленности лазерных диодов следует принимать во внимание и при работе с другими интерференционными схемами.

4.5. Влияние обратных отражений на лазерный диод, работающий в одночастотном режиме. Переключение частоты

Как указывалось выше, лазерные диоды очень чувствительны к обратному излучению [4, 200], что может вызвать проблемы при работе с ними вплоть до уровня мощности отражённого излучения $\sim 10^{-5}$. В то же время, есть работы, в которых обратная связь используется в различных приложениях, например, в автодинных методах измерения [201 – 203] или для оценки крутизны модуляционной характеристики лазера [204]. Но в известных статьях эксперименты проводились без привязки к одночастотному режиму работы лазерных диодов. Поэтому необходимо представлять степень влияния обратного излучения на работу лазера, работающего в одночастотном режиме.

С этой целью была собрана экспериментальная установка, показанная на рис. 4.5.1.

Как можно видеть из схемы, выходное излучение лазера отражалось зеркалом 32 обратно в сторону лазера. Часть выходного излучения направлялось на сканирующий интерферометр Фабри-Перо для контроля режима работы лазера. Обратное излучения можно было ослаблять с помощью установки оптических фильтров между зеркалами 31 и 32. Зеркало 32 устанавливалось на юстируемую подвижку, содержащую так же пьезокорректор. При подаче напряжения от источника постоянного регулируемого напряжения на пьезокорректор, можно было перемещать зеркало 32 вдоль направления луча лазера в пределах нескольких микрон. Температура и ток накачки лазера поддерживались постоянными. Их значения соответствовали центру одной из областей существования одночастного режима.

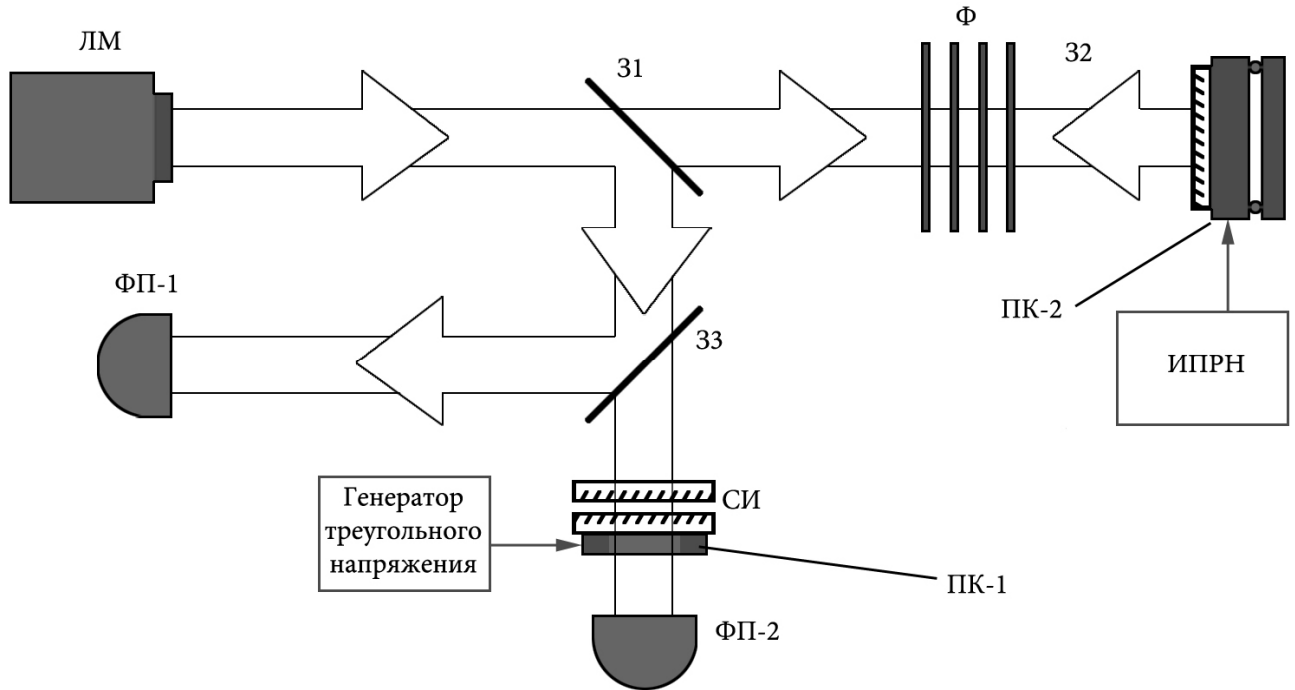


Рис. 4.5.1 – Схема экспериментальной установки: ЛМ — лазерный модуль; 31 – 33 — зеркала; ФП-1, ФП-2 — фотоприемники; СИ — сканирующий интерферометр, ПК-1, ПК-2 — пьезокорректоры, ИПРН — источник постоянного регулируемого по величине напряжения

Как и ожидалось, совмещение отраженного пучка с выходным пучком приводит к «разрушению» одночастотного режима. На рис. 4.5.2. показана эта ситуация. При наличии отраженного излучения вместо первоначально наблюдаемого устойчивого одночастотного режима (рис. 4.5.2.а) возникает многочастотный режим (рис. 4.5.2. б). Спектр излучения в таком случае состоит из нескольких продольных мод лазера с меняющимися случайным образом амплитудами. Новых спектральных компонент в спектре не наблюдалось.

По мере ослабления отраженного пучка «разрушающее» действие ослаблялось (требовалась более точная юстировка), хотя его влияние наблюдалось вплоть до уровня мощности $\sim (10^{-4} - 10^{-5})$ от исходного излучения.

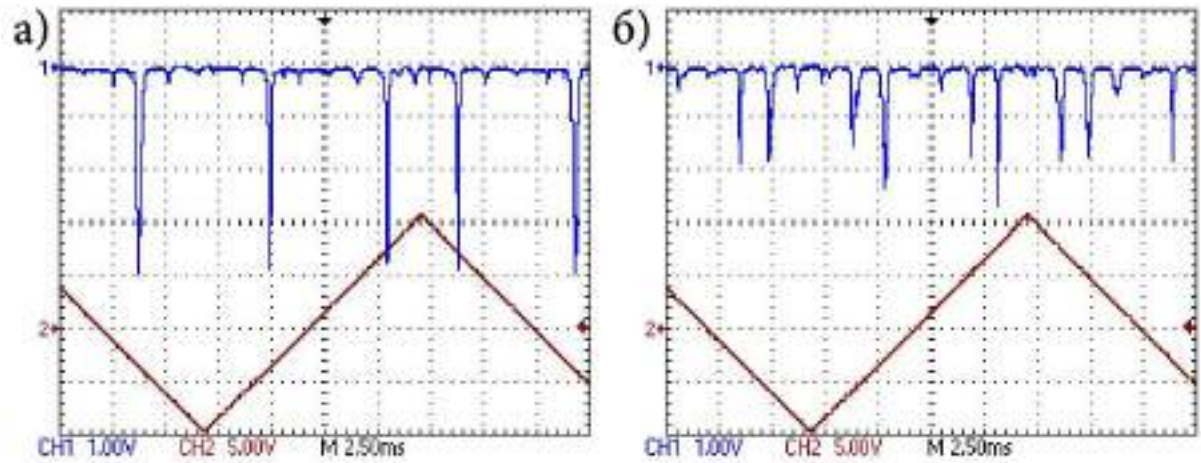


Рис. 4.5.2 – Влияние отраженного отражения на спектр излучения лазера. Осциллограммы спектра излучения лазерного диода, регистрируемые фотоприемником ФП-2: а) Одночастотный режим излучения лазера. 1 — спектр одночастотного режима; 2 — развертка во времени треугольного напряжения, подаваемого на сканирующий интерферометр. б) Спектр излучения лазера при наличии отраженного пучка. 1 — спектр многочастотного режима; 2 — развертка во времени треугольного напряжения, подаваемого на сканирующий интерферометр

Уровень мощности выходного излучения лазера при наличии отраженного излучения не менялся. Он оставался постоянным в пределах точности проводимых измерений $\sim 1\%$.

В ходе измерений было обнаружено, что при небольших углах поворота зеркала 32 (при которых отраженное пятно не выходило за пределы размеров пучка на выходе лазера), можно было найти такие направления отраженного луча по отношению к падающему, при которых наблюдался устойчивый одночастотный режим генерации лазера. В одних случаях происходила генерация исходной моды, в других — ближайших к ней мод, отличающихся от нее на одно или два межмодовых интервала.

Последний случай наиболее интересен. В отсутствии отраженного луча генерация этих мод при установленных значениях рабочего тока и температуры

не наблюдалась. В отдельных случаях настройки схемы, поворотом зеркала 32 удавалась последовательно настраиваться на разные моды.

На приведенных на рис. 4.5.3 осциллограммах показан вид спектра генерации лазера при разных настройках.

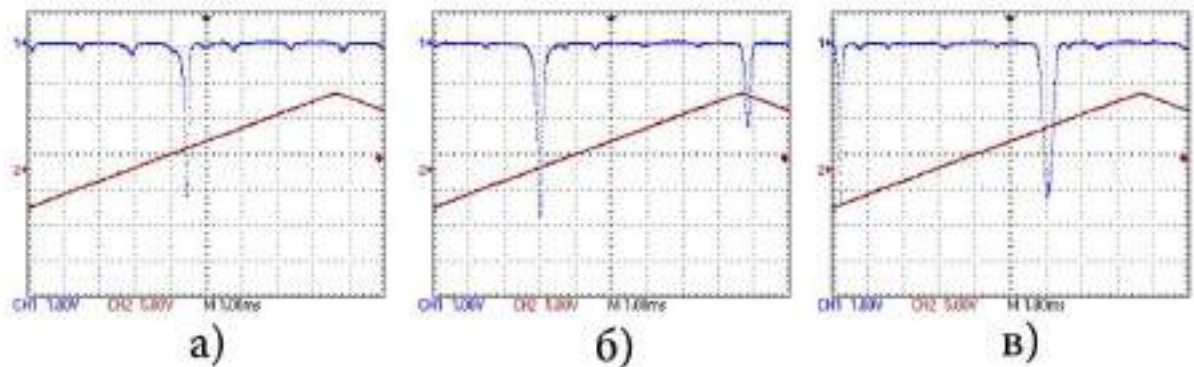


Рис. 4.5.3 – Влияние отраженного пучка на режим работы лазерного диода:
 а) Одночастотный режим работы лазера на основной частоте. 1 — спектр генерации; 2 — развертка во времени напряжения, подаваемого на сканирующий интерферометр; б) Одночастотный режим при наличии обратно отраженного излучения, частота генерации сдвинута влево на один межмодовый интервал по сравнению со случаем а); в) Одночастотный режим при наличии обратно отраженного излучения, частота генерации сдвинута на один межмодовый интервал вправо по сравнению со случаем а)

При настройке на одну из дополнительных мод можно было добиться достаточно устойчивого режима ее генерации. Например, при сохранении юстировки и фиксированных значениях рабочего тока и температуры, он мог поддерживаться не менее часа. Время определялось длительностью наблюдений.

Получить такой режим путем непосредственного перемещения отражающего зеркала с помощью пьезокорректора не удавалось — была необходима угловая настройка зеркала. С другой стороны, при росте одной из интересующих нас мод в процессе угловой настройки можно было добиться появления режима ее генерации изменением напряжения на пьезокорректоре.

Следует отметить, что наблюдаемый режим генерации был чувствителен к изменению условий наблюдения. Например, требовалась точность угловой юстировки в пределах долей минуты и стабильность поддержания температуры не хуже $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

Наглядно продемонстрировать изменение частоты генерации можно было путем блокировки зеркала 32. Удаление отражающего луча возвращало одночастотный режим на исходной моде. Тем самым можно было переключать лазер с одной частоты на другую (с одной моды на другую) с помощью заслонки (рис. 4.5.3). Мощность излучения лазера в процессе переключения моды, как и раньше, оставалась постоянной в пределах точности измерений в 1 %.

Анализируя причины наблюдаемого явления, можно предположить, что обратно отраженное в лазер излучение под малым углом к выходному лучу, способно внести в резонатор небольшое уменьшение потерь для одной из ближайших к основной мод и, тем самым, обеспечить ее устойчивую генерацию. Можно даже отметить резонансный характер воздействия. В этом случае рассматриваемая мода подавляет усиление остальных компонент спектра, хотя по частоте она не совпадает с максимумом усиления активной среды.

Полученные данные и в первом случае, когда отражение приводило к появлению многих продольных мод, так и во втором, когда генерируется одна мода, свидетельствуют о том, что моды лазера не изменились. То есть можно рассматривать действие отражающего зеркала, хотя оно теперь включено в работу лазера, как слабое возмущение. Согласно теории последовательных приближений в первом приближении собственные моды системы не меняются, а действие возмущения сказывается только на собственных числах, в данном случае — потерях. При одних настройках возникает группа конкурирующих мод. Во втором случае удастся выделить одну моду

Для пояснения данного механизма можно провести ряд оценок.

Мощность, регистрируемая на выходе составляла $P_{\text{ВЫХ}} = P_{\text{РЕЗ}} \cdot T_0 = 4 \text{ мВт}$, где T_0 — пропускание выходного зеркала лазера, $P_{\text{РЕЗ}}$ — мощность поля излучаемой

волны в резонаторе у выходного зеркала. Коэффициент отражения выходного зеркала лазера R_0 находится из выражения

$$R_0 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \cong 0.3, \quad (4.8)$$

где $n = 3,5$ — показатель преломления.

Откуда получаем пропускание $T_0 = 1 - R_0 = 0.7$.

Возвращаемая в лазер мощность $P_{\text{ВОЗВР}}$ ослаблялась по сравнению с $P_{\text{ВЫХ}}$ фильтрами в N раз (от 10^4 до 10^1 в эксперименте).

Отсюда можно найти соответствующие ей потери

$$X = \frac{P_{\text{ВОЗВР}}}{P_{\text{РЕЗ}}} = \frac{P_{\text{РЕЗ}} \cdot T_0^2 / N}{P_{\text{РЕЗ}}} = T_0^2 / N, \quad (4.9)$$

Для простоты будем считать, что все отраженное излучение идет на компенсацию разности в усилении мод.

Ширину линии усиления для такой структуры $((\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P})$, равной 20 нм, возьмем из работы [4]. В пересчете на частоту она составляет $\Delta\nu_{\text{Л}} = 1,4 \cdot 10^{13}$ Гц (за центральную частоту принята длина волны 655 нм).

Тогда пусть контур линии усиления может быть описан зависимостью:

$$K = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{2 \cdot \Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{Л}}}\right)^2\right)}, \quad (4.10)$$

где $\Delta\nu$ — отклонение частоты от центра линии K , или приближенно можно написать:

$$1 - \left(\frac{2 \cdot \Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{Л}}}\right)^2. \quad (4.11)$$

Снижение усиления описывается членом:

$$\left(\frac{2 \cdot \Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{Л}}}\right)^2. \quad (4.12)$$

При его компенсации отраженным излучением приравняем (4.9) и (4.12).

Тогда получим

$$\Delta\nu = \frac{T_0}{2\sqrt{N}} \cdot \Delta\nu_{\text{Л}}. \quad (4.13)$$

Для случая $N = 10^4$, имеем $\Delta\nu = 49$ ГГц, для $N = 10^3$ — $\Delta\nu = 155$ ГГц, для $N = 10^2$ — $\Delta\nu = 490$ ГГц. У исследуемых лазеров межмодовое расстояние лежало в

диапазоне 100 – 200 ГГц. То есть при $N = 10^4 \Delta\nu$ меньше межмодового интервала, а при $N = 10^2$ превосходит в несколько раз.

Таким образом, для каждого отраженного сигнала можно рассчитать частотный интервал, в пределах которого можно скомпенсировать уменьшение усиления моды, по сравнению с модой, имеющей максимум усиления лазерного диода. Для других положений основной моды относительно максимума усиления требования к уровню компенсации усиления мод меньше, но возникнет асимметрия частотного положения мод относительно максимума.

Отсюда следует, что в рассматриваемых симметричных условиях при малых значениях N , из расчета можно получить, что возбуждаться могут две моды с каждой стороны, при больших — только одна.

В случае асимметричного положения основной моды по отношению к центру контура усиления, минимальное значение мощности отражения для генерации других мод, по-видимому, определяется начальным доминированием одной моды над другой.

В случае близкого к нормальному положению отраженного пучка создаются условия для одновременной генерации нескольких, возможных согласно расчету, мод. А они уже в конкуренции между собой возбуждаются случайным образом.

С другой стороны, при наклонном падении обратного излучения условия воздействия на моду усложняются. Как показывает эксперимент, в этой ситуации удастся уменьшить потери для одной моды, не являющейся основной, и создать условия для ее генерации. В данном случае доминирование генерируемой моды обеспечивается не увеличением усиления, а уменьшением потерь.

Если условия работы лазера не меняются, такой режим может наблюдаться достаточно долго.

Полученный результат может быть интересен и по другим причинам.

Возможность изменения генерируемой моды в зависимости от уровня потерь может служить возможной основой построения модели для объяснения существования областей одночастотной генерации размером в 2 – 3 межмодовых интервала. Например, наличие на длине резонатора периодически расположенных

участков отражения излучения могло бы создать слабую частотно-зависимую модуляцию потерь. В сочетании с изменением частоты максимума линии усиления с температурой ослабление усиления генерируемой моды могло бы компенсироваться уменьшением потерь и ростом их для компоненты, которая должна была ее сменить.

4.6. Измерение амплитудных шумов

При решении некоторых задач необходимо обладать информацией об амплитудных шумах источника, поскольку они могут, например, оказывать влияние на точность измерения или влиять на качество передаваемого сигнала в волоконно-оптических линиях связи.

В полупроводниковых лазерах амплитудные шумы могут возникать вследствие шумов спонтанного излучения, рекомбинационных шумов. Также у лазерных диодов имеются долговременные флуктуации выходной мощности, вызванные перепадами температуры в резонаторе лазера, деградацией зеркал, активной среды.

В макете источника излучения на основе лазерного диода со стабилизацией частоты излучения по линиям иода использовалась кювета с иодом длиной 51 см. Она изготавливалась ранее для экспериментов по насыщению поглощения иода, сохранила свои характеристики и была задействована в этой работе. Естественно, что подобные размеры приемлемы только в экспериментах и не могут устраивать реальный прибор.

Ответ на вопрос, возможно ли сократить размеры рабочей кюветы до 1 – 2 см, может быть получен с использованием информации об амплитудных шумах источника излучения. Это связано с неизбежным ослаблением сигнала поглощения при сохранении уровня постоянной составляющей и влиянием шума на регистрируемые сдвиги частоты.

С учетом вышесказанного представлялось необходимым провести оценку амплитудных шумов лазера, чему и посвящен данный параграф.

Для измерения величины амплитудных шумов была собрана экспериментальная схема, показанная на рис. 4.6.1.



Рис. 4.6.1 – Схема для измерения амплитудных шумов: ЛМ — лазерный модуль, ФД — фотодиод

Измерительная плата включает фотоприемник на базе фотодиода PWB24 с полосой 10 МГц и схему преобразования фототока в напряжение, усилитель и полосовой фильтр. Последний состоял из двух активных фильтров второго порядка, ФВЧ и ФНЧ. Выходной сигнал подавался на осциллограф. Все активные элементы в данном устройстве построены на основе серийно выпускаемого операционного усилителя AD8671. Он имеет большое входное сопротивление и предусматривает использование в схемах фотоприемников.

Теоретическая оценка шумов фотоприемника

Прежде всего, необходимо было провести теоретическую оценку шумов после фотоприемника, поскольку основные шумы формируются на данном участке. Электронная схема фотоприемника с учетом источников шумов, входящих в ее состав, приведена на рис. 4.6.2.

Данная схема содержит следующие источники шумов: шумы микросхемы AD8671, дробовой шум фотодетектора и тепловой шум сопротивления обратной связи. Для оценки шумов брался фильтр с полосой ~ 20 кГц и с центральной частотой в районе 17 кГц. Предполагалось, что измерение амплитудных шумов в более широкой полосе по сравнению с использованной в АПЧ (глава 3) будет

точнее, соответственно, и частота пробного сигнала повышалась. Не исключалось также, что в будущей реализации частоту пробного сигнала и полосу работы АПЧ можно увеличить.

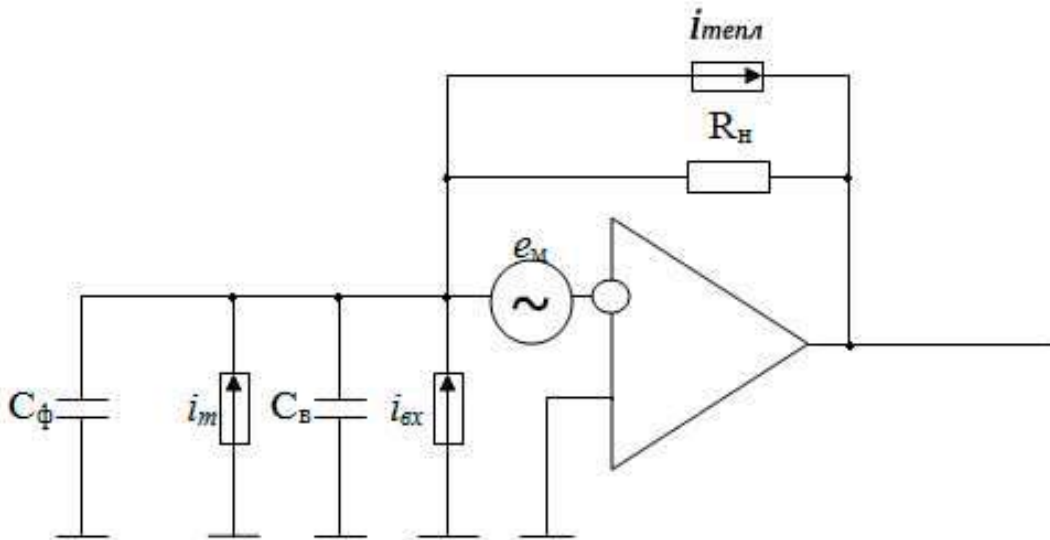


Рис. 4.6.2 Схема источников шумов фотоприемника: C_ϕ — ёмкость фотодиода, $i_{\text{тепл}}$ — тепловой шум i_T — темновой ток, $C_в$ — входная ёмкость микросхемы, $i_{\text{вх}}$ — шумовой входной ток усилителя, e_m — напряжение шумов усилителя, $R_н$ — нагрузочное сопротивление

Входной ток – ток сигнала фотоприемника. Будем считать его равным нулю. Вклад в общий уровень шума микросхемы AD8671 складывается из шума тока и шума э.д.с., действующих на инвертирующем входе. Из технического описания к данной микросхеме имеем значения для плотности шума тока $i_{ш} = 0,3 \cdot 10^{-12} \text{ А}/\sqrt{\text{Гц}}$ и для плотности шумов напряжения $e_{ш} = 2,8 \cdot 10^{-9} \text{ В}/\sqrt{\text{Гц}}$.

Тогда, в случаи полосы 20кГц значение величины шума тока будет:

$$i_{\text{шм}} = 0,3 \cdot 10^{-12} \cdot \sqrt{20 \cdot 10^3} = 4,2 \cdot 10^{-11}, \quad (4.14)$$

Шумовой ток, создаваемый шумовой э.д.с. на входе микросхемы вычисляется по формуле:

$$i_{\text{ше}} = e_m 2\pi \Delta f C =$$

$$= 2.8 \cdot 10^{-9} \cdot \sqrt{20 \cdot 10^3} \cdot 2 \cdot \pi \cdot 20 \cdot 10^3 \cdot 43 \cdot 10^{-12} = 2.1 \cdot 10^{-12} \text{ А}, \quad (4.15)$$

где e_m — значение шумов напряжения для полосы 20 кГц, $C = C_\phi + C_B = 43$ пФ.

Для дробового и теплового шумов получим:

$$\begin{aligned} i_{\text{др}} &= \sqrt{2 \cdot e \cdot I_{\text{темн}} \cdot \Delta f} = \\ &= \sqrt{2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 1 \cdot 10^{-9} \cdot 2 \cdot 10^4} = 2.53 \cdot 10^{-12} \text{ А} \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$i_{\text{тепл}} = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{R}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300 \cdot 2 \cdot 10^4}{3 \cdot 10^3}} = 3.32 \cdot 10^{-10} \text{ А} \quad (4.17)$$

Темновой ток $I_{\text{темн}}$ фотодиода в формуле дробового шума брался равным 1 нА. Значение нагрузочного сопротивления R определялось полосой регистрации сигнала фотоприемника. В расчете использовалась величина сопротивления 3 кОм. Как видно из соотношений (4.14) – (4.17) вклад теплового шума выше, чем остальных. Поэтому последние можно не учитывать. Для дальнейших сравнений значение теплового шума на выходе фотоприемника переведем в шумы напряжения:

$$U_{\text{ш.теор}} = \sqrt{i_{\text{тепл}}^2} \cdot R = 3.32 \cdot 10^{-10} \cdot 3 \cdot 10^3 = 0.996 \text{ мкВ} \quad (4.18)$$

Экспериментальная оценка амплитудных шумов

Измерения амплитудных шумов проводились с помощью цифрового осциллографа Tektronix TDS1001C-EDU (рис. 4.6.1), у которого есть встроенная функция быстрого преобразования Фурье (БПФ). В процессе измерений полоса наблюдения делится на 1024 интервала и в каждом их них осуществляется БПФ. Результаты преобразования выводятся на экран осциллографа.

Для макетирования шумов АПЧ собиралась схема фотоприемника, соответствующая рис. 4.6.1, в которой после фотоприемника последовательно устанавливались усилитель с коэффициентом усиления $K_y = 10$ и фильтр с полосой пропускания 20 кГц (центральная частота 17 кГц и коэффициент передачи $K_\phi = 3$). Увеличение полосы пропускания по сравнению с полосой АПЧ позволяло выполнить более точные измерения.

На основе градуировки экрана осциллографа и механизма преобразования данных в БПФ была предложена упрощенная процедура вычисления интересующих нас шумов.

Каждому интервалу частот соответствовала своя спектральная компонента шумов. Поскольку они независимые, то в пределах полосы пропускания фильтра необходимо сложить их квадраты и извлечь корень из полученной суммы. Для простоты вычислений принимаем, что амплитуды шумовых компонент в полосе пропускания фильтра для всех интервалов равны максимальному значению шумов, наблюдаемых в полосе пропускания фильтра. Тогда шумовое напряжение вычисляется по следующей формуле:

$$U_{\text{ш.эксп}} = \sqrt{N \cdot (R \cdot I_{\text{ш}})^2}, \quad (4.19)$$

где N — число интервалов, соответствующее полосе фильтра, R — сопротивление обратной связи, $I_{\text{ш}}$ — максимальная спектральная компонента в спектре частот.

Для развертки 125 кГц БПФ число N вычисляется по формуле:

$$N = \sqrt{\frac{\Delta f}{F} \cdot N_0}, \quad (4.20)$$

где N_0 — число интервалов, на которое делится полоса наблюдения, F — частотный диапазон БПФ, Δf — полоса пропускания фильтра.

Оно равно:

$$N = \sqrt{\frac{20}{125} \cdot 1024} = 12.8 \sim 13.$$

Из осциллограммы для фильтра, приведенной на рис. 4.6.3, следует, что максимальная спектральная компонента $I_{\text{ш}} = -65$ дБ. Для данного осциллографа уровень 0 дБ соответствует 1 В_{эфф}. Тогда -65 дБ $\sim 0,000707$ В_{эфф} или $\sim 0,001$ В амплитудных.

Используя эти данные, рассчитываем по формуле (4.19) практический амплитудный шум (оценка сверху) в полосе частот:

$$U_{\text{ш.эксп}} = \sqrt{12.8 \cdot (3 \cdot 10^3 \cdot 0,001)^2} = 10,7 \text{ мВ}$$

Мощность шума на входе схемы вычисляется по формуле:

$$P_{ш.вх} = \frac{U_{ш.эксп}}{K \cdot R_n \cdot S} \quad (4.21)$$

где $K = K_y \cdot K_\phi = 30$ — коэффициент усиления, $R_n = 3$ кОм — сопротивление нагрузки, $S = 0,44$ А/Вт — чувствительность фотодиода.

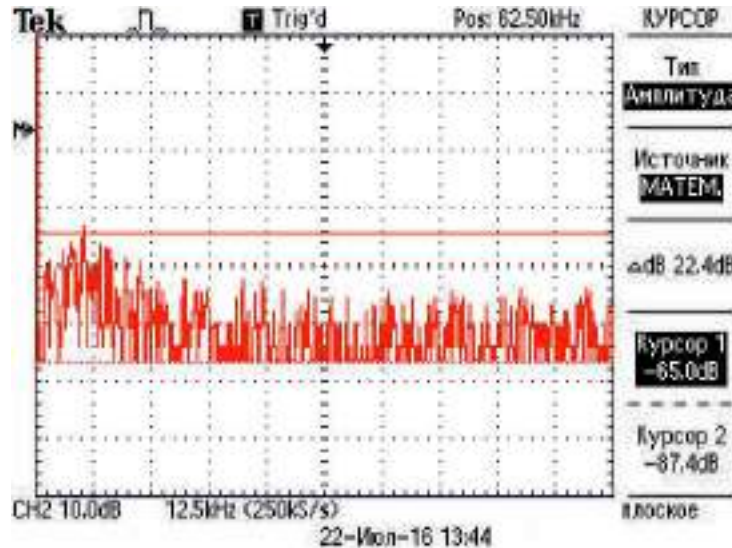


Рис.4.6.3 – Осциллограмма БПФ выходного сигнала после полосового фильтра

Она равна:

$$P_{ш.вх} = \frac{10.7 \cdot 10^{-3}}{30 \cdot 3 \cdot 10^3 \cdot 0.44} = 0.27 \text{ мкВт}$$

Полученные экспериментальные оценки не противоречат приведенным выше теоретическим оценкам, поскольку дают большее, чем теоретическая оценка шумов фотоприемника, значение интересующей величины амплитудных шумов лазера в выделенном диапазоне частот. По ним можно сделать вывод, что разработанная схема измерения позволяет регистрировать амплитудные шумы лазера. Выделенные полосовым фильтром области частот хорошо видны на спектрограммах БПФ, при этом уровень регистрируемых в них шумов лежит выше уровня шумов схемы фотоприемника.

4.7. Обоснование возможности укорочения кюветы

Данные о величине амплитудных шумов позволяют сделать оценку минимальных размеров ячейки с иодом для стабилизации лазерного излучения по доплеровски уширенным линиям поглощения.

Форму линии поглощения паров иода $^{127}\text{I}_2$, как и раньше в главе 3, будем описывать выражением:

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2\Delta\nu}{\Delta\nu_L}\right)^2} \quad (4.22)$$

Пусть $\Delta\nu - \nu_0 = 10$ МГц — допустимый уход от центральной частоты линии поглощения, $\Delta\nu_{\text{мод}} = 10$ МГц — амплитуда модуляции пробным сигналом, $\Delta\nu_L = 940$ МГц — ширина линии поглощения.

Найдем крутизну дискриминационной характеристики:

$$F'_\nu = (\varphi(\nu))'_{\Delta\nu} = \frac{1 \cdot (-1)}{\left(1 + \left(\frac{2\Delta\nu}{\Delta\nu_L}\right)^2\right)^2} \cdot 2 \cdot \frac{2\Delta\nu}{\Delta\nu_L} \cdot \frac{2}{\Delta\nu_L} = (-1) \cdot 8 \cdot \frac{\Delta\nu}{(\Delta\nu_L)^2} \left[\frac{\text{усл.ед.}}{\text{Гц}} \right] \quad (4.23)$$

Посчитаем мощность сигнала модуляции $P_{\text{мод}}$ (изменение φ при отклонении на $\Delta\nu_{\text{мод}}$):

$$P_{\text{мод}} = F'_\nu \cdot \Delta\nu_{\text{мод}} = (-1) \cdot 8 \cdot \frac{\Delta\nu}{(\Delta\nu_L)^2} \cdot \Delta\nu_{\text{мод}} = -0.0009 \sin(\omega_{\text{мод}} t) \quad (4.24)$$

где $\omega_{\text{мод}}$ — частота модуляции.

Амплитуда сигнала модуляции $P_{\text{мод}}$:

$$P_{\text{мод}}[\text{Вт}] = \left| \frac{F'_\nu \cdot \Delta\nu_{\text{мод}} \cdot P_0 \cdot \alpha}{\sin(\omega_{\text{мод}} t)} \right| \quad (4.25)$$

где коэффициент поглощения $\alpha = 0.25$, мощность сигнала $P_0 = 4$ мВт. Тогда поглощение составляет $P_0 \cdot \alpha = 1$ мВт. Отсюда

$$P_M = \left| \frac{R'_\nu \cdot \Delta\nu_{\text{мод}} \cdot P_0 \cdot \alpha}{\sin(\omega_{\text{мод}} t)} \right| = \left| \frac{-0.0009 \sin(\omega_{\text{мод}} t) \cdot 10^{-3}}{\sin(\omega_{\text{мод}} t)} \right| = 0.0009 \text{ мВт} \quad (4.26)$$

Чувствительность фотодиода $S = 0.44$ А/Вт. Найдем напряжение сигнала модуляции на входе схемы регистрации амплитудных шумов:

$$U_{\text{мод.вх}} = A \cdot S \cdot R = 0.0009 \cdot 10^{-3} \cdot 0.44 \cdot 3 \cdot 10^3 = 1.2 \text{ мВ} \quad (4.27)$$

Тогда, напряжение сигнала модуляции на выходе схемы регистрации, соответствующее амплитуде модуляции частоты лазера в 10 МГц при отстройке ее от центра линии поглощения на 10 МГц будет равно:

$$U_{\text{мод.вых}} = U_{\text{мод.вх}} \cdot K = 36 \text{ мВ} \quad (4.28)$$

Найдем отношение сигнал/шум на выходе схемы, то есть отношение напряжения сигнала модуляции на выходе схемы к напряжению амплитудных шумов в этой же точке при работающем лазере:

$$\frac{U_{\text{мод.вых}}}{U_{\text{ш.эксп}}} = \frac{36}{10.7} = 3.4 \quad (4.29)$$

Отсюда следует, что можно в 3,4 раз уменьшить размер используемой сейчас ячейки, то есть с 51 см до 15 см. Но, данная оценка является оценкой сверху. Для удобства измерений была взята полоса равная 20 кГц. Реально требуется полоса не больше 100 Гц, то есть, ячейка может быть уменьшена еще в $\sqrt{2} \cdot 10$ раз или до величины ~ 1 см.

Дополнительные резервы могут быть связаны с более точной оценкой шумов. Кроме того, можно увеличить усиление входного сигнала за счет использования ЛФД как минимум в 10 раз. Это не должно увеличивать шумы фотоприемника. Также можно увеличить амплитуду модуляции частоты.

Какие-то факторы, в том числе уменьшающие сигнал, не были учтены в оценках. Тем не менее, можно говорить о возможности использования в схеме стабилизации ячеек с иодом с размерами 0,5 – 1 см. Это позволит сделать малогабаритный и достаточно бюджетный (в случае массового производства ячеек) источник излучения на основе FP лазерных диодов для интерференционных измерений.

Наиболее простая схема такого источника изображена на рис. 4.7.1 и может быть выполнена предельно компактной. Она включает установку двух зеркал интерферометра 31, 32 на продолжении оси лазера. Два другие зеркала 33, 34 или заменяющая их 90-градусная призма находятся в измерительном плече на объекте. При необходимости на пути выходного пучка лазера можно устанавливать кювету с иодом. Такое решение также конструктивно просто

обеспечивает возможность термостабилизации лазера совместно с ячейкой и зеркалами интерферометра в малых размерах.

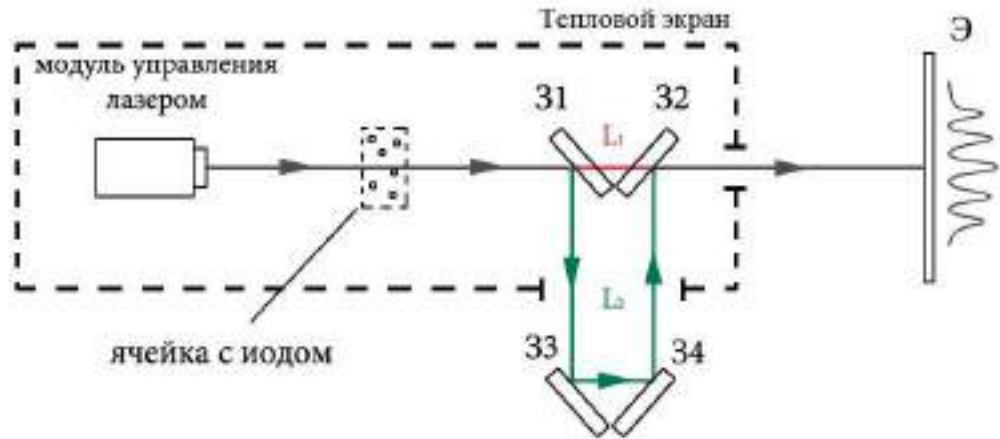


Рис. 4.7.1 – Схема источника излучения на основе FP лазерных диодов для интерференционных измерений: 31 – 34 — зеркала; Э — экран или видеокамера

4.8. Результаты

1. В результате измерений, описанных в данной главе, был рассмотрен ряд вопросов, возникающих при постановке интерференционных измерений с использованием лазерных диодов с резонатором Фабри-Перо, а именно:

- Возможны три реализации источника излучения, отличающиеся стабильностью частоты, для проведения интерференционных измерений с использованием лазерных диодов и с учетом особенностей их работы в одночастотном режиме.
- Предложена схема и экспериментально смоделированы интерференционные измерения на основе интерферометра Маха-Цендера, в которых в качестве источника излучения используются одночастотные FP лазерные диоды. Измерения могли проводиться с учетом уходов длины на целое число длин волн, так и в пределах одной длины волны.

- Получена формула, связывающая точность измерений длины, диапазон измеряемых длин и нестабильность частоты или длины волны излучения лазера.
- В качестве примера были проведены измерения крутизны управляющей характеристики пьезокорректора КП-1.

Полученные результаты позволяют рассматривать лазерные диоды кранного диапазона спектра как альтернативный источник для проведения интерференционных измерений.

2. Проведены исследования характеристик, которые могут влиять на результаты интерференционных измерений.

2.1. Исследование стабильности положения оси диаграммы направленности излучения FP лазерных диодов показало, что оно не является постоянным и это надо учитывать в измерениях. Были получены данные касательно его поведения:

- Положение оси диаграммы направленности изменяется в процессе выхода лазера на рабочий режим работы, при изменении рабочей температуры, изменении температуры окружающей среды и тока накачки.
- В стационарных условиях непрерывной генерации положение оси диаграммы направленности остается практически неизменным.
- В зависимости от условий работы величина уходов может достигать до десяти угловых секунд.

2.2. Эксперименты по исследованию влияния обратно отраженного излучения на одночастотный режим работы лазерных диодов выявили следующие особенности:

- Небольшая часть выходного излучения (на уровне $10^{-3} - 10^{-5}$) способна нарушить стабильно существующий одночастотный режим и вызвать появление сильных амплитудных флуктуаций компонент спектра.
- Можно говорить об отсутствии влияния отраженного излучения начиная с ослабления мощности отраженного пучка в 10^6 раз.

- Отраженное излучение (мощностью на уровне $10^{-1} - 10^{-4}$ от исходной), идущее в сторону лазера под небольшим углом к выходному пучку, но в пределах выходного пучка, способно вызвать устойчивую генерацию на одной из ближайших к основной моде, которая по частоте не совпадает с максимумом усиления активной среды.

3. Получены теоретическая и экспериментальная оценки амплитудных шумов в системе АПЧ. На их основе показана возможность миниатюризации системы стабилизации частоты лазера по линиям поглощения путем уменьшения размеров ячейки с иодом. Также рассмотрены пути дополнительного уменьшения размеров ячейки. Исходя из полученных оценок, можно говорить о возможности использования ячеек с иодом с размерами 0,5 – 1 см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в процессе работы были решены все поставленные задачи и достигнута цель диссертационной работы.

Достижению цели диссертации сопутствовало формирование в ходе исследований новых представлений об особенностях одночастотного режима работы FP лазерных диодов, об ограничении достижимой точности стабилизации частоты лазерного диода, о процессе смены одночастотной генерации переходным режимом и наоборот, о влиянии на выбор генерируемой моды не только уровня ее усиления, но и уровня потерь.

Кроме того, в результате работы на примере промышленно выпускаемых серийных лазерных диодов (фирм Arima Diode Laser (ADL) и Hitachi Laser (HL)), показано, что FP лазерные диоды с длинами волн 630 – 660 нм, номинальной мощностью 5 – 10 мВт, генерирующие излучение основной поперечной моды, работают в одночастотном режиме, который реализуется в виде совокупности областей непрерывного изменения тока и температуры, отличающихся генерируемой продольной модой; они разделены узкими интервалами непрерывного изменения тех же параметров, работа лазера в которых происходит в режиме с многомодовой генерацией. В одночастотном режиме уровень мощности ближайших к генерируемой моде продольных мод не превышает 2 – 3 % от уровня основной моды. Наличие одночастотного режима у лазеров других типов должно подтверждаться аналогичными исследованиями.

Разработаны и реализованы схемы измерения параметров лазерных диодов, с помощью которых были экспериментально измерены их спектральные характеристики, имеющие практическое значение.

С помощью предложенной и реализованной методики перестройки частоты лазерных диодов с температурой и одновременным периодическим сканированием ее током рассмотрены вопросы регистрации линий поглощения иода.

Разработана и собрана специальная установка для стабилизации частоты лазерных диодов, проведена оценка достигнутой стабильности.

Смоделированы интерференционные измерения на основе схемы интерферометра Маха-Цендера. В качестве примера измерена чувствительность пьезокерамического преобразователя.

Полученные результаты в совокупности позволяют сделать вывод о возможности построения на основе FP лазерных диодов источника излучения повышенной когерентности при сохранении основных достоинств лазерных диодов и рассматривать данные лазеры как альтернативный источник для решения задач в области интерференционных измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ohtsu M., Tako T. Coherence in semiconductor lasers // *Progress in Optics*, ed. by E. Wolf, 1988. — V. XXV. — P. 191–277.
2. Camparo J. C. The diode laser in atomic physics // *Contemporary Physics*. 1985. — V. 26. — No. 5. — P. 443–477.
3. Wieman C. E., Hollberg L. Using diode lasers for atomic physics // *Rev. Sci. Instrum.*, 1991. — V. 62. — No.1. — P. 1–20.
4. Fox R. W., Hollberg L., Zibrov A. S. Semiconductor diode laser // *Atomic, Molecular, and Optical Physics: Electromagnetic Radiation*, ed. F.B. Dunning and R.G. Hulet, Academic press, 1997. — V. 29C. — P. 77–102.
5. Басов Н.Г., Вул Б.М., Попов Ю.М. Квантово-механические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний // *ЖЭТФ*, 1959. — №37(2). — С. 587.
6. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. Получение состояний с отрицательной температурой в р-п-переходах вырожденных полупроводников. // *ЖЭТФ*, 1961. — Т. 40. — Вып. 6. — С. 1879–1880.
7. Hall R.N. et al. Coherent Light Emission From GaAs Junctions // *Phys. Rev. Lett.*, 1962. — V. 9. — P. 366.
8. Nathan M.I., Dumke W.P., Burns G., Dill Jr. F.H., Lasher G. Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions // *Appl. Phys. Lett.*, 1962. — V. 1. — P. 62.
9. Holonyak N., Bevacqua S.F. Coherent (Visible) Light Emission from Ga(As_{1-x}P_x) Junctions // *Appl. Phys. Lett.*, 1962. — V. 1. — P. 82.
10. *Quist T.M., Rediker R.H., Keyes, R.J., Krag W.E., Lax B., McWhorter A.L. Zeigler H.J. Semiconductor Maser of GaAs // Appl. Phys. Lett.*, 1962. — V. 1(4). — P. 91.
11. Багаев В.С., Басов Н.Г., Вул Б.М., Копыловский Б.Д., Крохин О.Н. Попов Ю.М., Маркин Е.П., Хвощев А.И., Шотов А.П. Полупроводниковый

- квантовый генератор на p-n переходе в GaAs // ДАН СССР, 1963. — Т. 150. — №2. — С. 275–278.
12. Bolger B., Van de Bijje J. A. W., Kalter H., Vegter H. J. Laser action in a GaAs junction // *Physics Letters*, 1963. — V. 3. — P. 252.
 13. Грибковский В. П. Полупроводниковые лазеры: Учеб. пособие по спец. «Радиофизика и электроника». — Мн.: Университетское, 1988.— 304 с: ил.
 14. Елисеев П.Г. Спонтанное и когерентное излучение эпитаксиальных p-n-переходов в арсениде галлия / П.Г. Елисеев, И. Исмаилов, А.И. Красильников [и др.] // *ФТП*. 1967. — Т.1. — No. 9. — С. 1315.
 15. Basov N.G., Bogdankevich O.V., Devyatkov A.G. Exciting of a semiconductor quantum generator with a fast electron beam // *Sov. Phys.-Dokl.*, 1964. — Т. 9. — С. 288.
 16. Басов Н.Г., Грасюк А.З., Катулин В.А. Индуцированное излучение в арсениде галлия при оптическом возбуждении // ДАН СССР, 1965. — Т.161. — С.1306–1307.
 17. Basov N.G., Molchanov A.G., Nasibov A.S., Obidin A.Z., Pechenov A.N., Popov Yu. M. Semiconductor streamer lasers // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1977. — V. 13. — № 8. — P. 699.
 18. Басов Н.Г., Елисеев П.Г., Исмаилов И., Пинскер И.З., Страхов В.П. // *ЖТФ*, 1967. — Т. 37. — № 2. — С. 349.
 19. Басов Н.Г., Елисеев П.Г., Никитин В.В., Лишина А.В., Маслов В.Н., Нашельский А.Я. // *ФТТ*, 1965. — Т. 7. — № 6. — С. 1902.
 20. Butler J.F., Calawa A.R. PbS Diode Laser // *J. Electrochem. Soc.*, 1965. — V. 112(10). — P. 1056–1057.
 21. Butler J.F., Calawa A.R., Harman T.C. Diode lasers of $Pb_{1-y}Sn_ySe$ and $Pb_{1-x}Sn_xTe$ // *Appl. Phys. Lett.*, 1966. — V. 9 (12). — P. 427.
 22. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф. "Полупроводниковый лазер с электрической накачкой" Авт. свид. №181737. Заявка № 9508/26-25. Заявлено 30.03.1963.
 23. Kroemer H. A proposed class of hetero-junction injection lasers // *Proc. IEEE*, 1963. — V. 51. — №12. — P. 1782 –1783.

24. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Корольков В.И., Портной Е.Л., Третьяков Д.Н. Когерентное излучение в эпитаксиальных структурах с гетеропереходами в системе AlAs-GaAs // ФТП, 1968. — Т. 2. — С. 1545.
25. Hayashi I., Panish M., Foy P. A low-threshold room-temperature injection laser // IEEE J. Quantum Electron., 1969. — V. 5. — P. 211–212.
26. Kressel H., Nelson H. Improved red and infrared light emitting Al_xGa_{1-x}As laser diodes using the close-confinement structure // Appl. Phys. Lett., 1969. — V. 15(1). — P. 7.
27. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Жилиев Ю. В., Морозов Е.П., Портной Е.Л. Трофим В.Г. Исследование влияния параметров гетероструктуры в системе AlAs-GaAs на пороговый ток лазеров и получение непрерывного режима генерации при комнатной температуре // ФТП, 1970. — Т. 4. — С. 1826.
28. Hayashi I., Panish M. B., Foy W., Sumski S. Junction lasers which operate continuously at room temperature // Appl. Phys. Lett., 1970. — V. 17. — P. 109.
29. Алфёров Ж. И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // Ж.: Физика и техника полупроводников, 1998. — Т. 32. — №16. — С.1–9.
30. Casey H. C., Panish M. B. Heterostructure Lasers Part B: Materials and Operating Characteristics, Academic Press, New York, 1978. — 344 p.
31. Casey H. C., Panish M. B. Heterostructure Lasers Part A: Fundamental Principles, Academic Press, New York, 1978. — 285 p.
32. Долгинов Л.М., Елисеев П.Г., Либов Л.Д., Пинскер И.З., Портной Е.Л., Харисов Г.Г., Шевченко Е.Г. // Кр. сообщ. физ. ФИАН, 1970. — № 12. — С. 63.
33. Chen K.-L., Sugino T., Wang S. Twisted-terraced-substrate GaAs/AlGaAs lasers // Elect Lett. 1984. — V. 20 — No. 2. — P. 91– 93.
34. Aiki K., Nakamura M., Kuroda T., Umeda J., Ito R., Chinone N., Maeda M. Transverse Mode Stabilized Al_xGa_{1-x}As Injection Lasers with Channeled-Substrate-Planar Structure // IEEE Journal of Quantum Elect., 1978. — QE-14. — No. 2. — P. 89–94.

35. Namizaki H. Transverse-Junction-Stripe Lasers with a GaAs p-n homojunction // IEEE Journal of Quantum Elect., 1975. — QE-11. — No.7. — P. 427–431.
36. Алферов Ж И, Андреев В М, Казаринов Р Ф, Портной Е Л, Сурис Р А "Полупроводниковый оптический квантовый генератор" Авт. свид. №392875 (СССР) МКИ Н01 S 3/19, Заявка №1677436/26-25, Заявлено 19.07.1971 (1977).
37. Алфёров Ж.И., Гуревич С.А., Казаринов Р.Ф., Мизеров М.Н., Портной Е.Л., Сейсян Р.П., Сурис Р.А. ПКГ со сверхмалой расходимостью излучения // ФТП, 1974. — Т. 8. — С. 832.
38. Алфёров Ж.И., Гуревич С.А., Клепикова Н.В., Кучинский В.И., Мизеров М.Н., Портной Е.Л. Полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью во втором порядке // Письма ЖТФ, 1975. — Т. 1. — С. 645.
39. Kressel H., Butler J. K. Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs // NewYork, Academic Press, 1977. — P. 275–280.
40. Thompson G. H. B. Physics of Semiconductor Laser Devices, John Wiley & Sons Ltd, 1980. — 576 p.
41. Pearsall T. P., GaInAsP Alloy Semiconductors, ed. T.P. Pearsall. New York: John Wiley & Sons, 1982. — 468p.
42. Butler J. K. Ed., Semiconductor Injection Lasers, 1980.
43. Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. Инжекционный гетеролазер с дифракционной решеткой на контактной поверхности // ФТП, 1972. — Т. 6. — С. 1359.
44. Henry C. H. The Origin of Quantum Wells and the Quantum Well Laser // Quantum Well Lasers ed. by Peter S. Zory, Jr., Academic Press, 1993. — P. 1–13.
45. Van der Ziel J.P., Dingle R., Miller R.C., Wiegmann W., Nordland Jr. W.A. Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs-Al_{0.2}Ga_{0.8}As multilayer structures // Appl. Phys. Lett., 1975. — V. 26. — P. 463.
46. Dupuis R.D., Dapkus P.D., Holonyak Jr. N., Rezek E.A., Chin R. Room-temperature laser operation of quantum-well Ga_(1-x)Al_xAs-GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett., 1978. — V. 32. — P. 295–297.

47. Manasevit H.M. Single-crystal gallium arsenide on insulating substrates // *Appl. Phys. Lett.*, 1968. — V.12. — P. 156.
48. Tsang W.T. Extremely low threshold (AlGa)As graded-index waveguide separate-confinement heterostructure lasers grown by molecular beam epitaxy // *Appl. Phys. Lett.*, 1982. — V. 40. — P. 217.
49. Dingle R., Wiegmann W., Henry C.H. Quantum States of Confined Carriers in Very Thin $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Heterostructures // *Phys. Rev. Lett.*, 1974. — V. 33 (14). — P. 827.
50. Petroff P.M., Gossard A.C., Logan R.A., Wiegmann W. Toward quantum well wires: Fabrication and optical properties // *Appl. Phys. Lett.*, 1982. — V. 41. — P. 635.
51. Arakawa Y., Sakaki H. Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current // *Appl. Phys. Lett.*, 1982. — V. 40. — P. 939.
52. Kirstaedter N., Ledentsov N.N., Grundmann M., Bimberg D., Ustinov V.M., Ruvimov S.S., Maximov M.V., Kop'ev P.S., Alferov Zh. I., Richter U., Werner P., Gosele U., Heydenreich J. Low threshold, large T_0 injection laser emission from (InGa)As quantum dots // *Electron. Lett.*, 1994. — V. 30. — No. 17. — P. 1416 – 1417.
53. Faist J., Capasso F., Sivco D. L., Sirtori C., Hutchinson A. L., Cho A. Y. Quantum Cascade Laser // *Science*, 1994. — V. 264. — P. 553–556.
54. Capasso F., Gmachl C., Paiella R., Tredicucci A., Hutchinson A. L., Sivco. L. D., Baillargeon J.N., Cho A.Y., Liu H.C. New frontiers in quantum cascade lasers and applications // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 2000. — V. 6. — No. 6. — P.. 931–947.
55. Kirchoefer S.W., Meehan N., Holonyak N.Jr., Gulino D.A., Drickamer H.G., Burnham R.D., Scifres D.R. High pressure measurements on visible spectrum $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructure lasers: 7100–6750-Å 300-K operation // *Appl. Phys. Lett.*, 1982. — V. 41. — P. 406.
56. Yamamoto S., Hayashi H., Hayakawa T., Miyauchi N., Yano S., Hijikata T. Room-temperature cw operation in the visible spectral range of 680–700 nm by

- AlGaAs double heterojunction lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1982. — V. 41. — P. 796.
57. Kobayashi K., Kawata S., Gomyo A., Hino I., Suzuki T. Room-temperature CW operation of AlGaInP double-heterostructure visible lasers // *Electron. Lett.*, 1985. — V. 21. — No. 20. — P. 931–932.
 58. Ishikawa M., Ohba Y., Sugawara H., Yamamoto M., Nakanisi T. Room-temperature cw operation of InGaP/InGaAlP visible light laser diodes on GaAs substrates grown by metalorganic chemical vapor deposition // *Appl. Phys. Lett.*, 1986. — V. 48. — P. 207.
 59. Gomyo A., Kobayashi K., Kawata S., Hino I., Suzuki T. Aging characteristics of AlGaInP/GaInP visible-light lasers ($\lambda_L = 678$ nm) // *Electron. Lett.*, 1987. — V. 23. — No. 2. — P. 85.
 60. Ikeda M., Sato H., Ohata T., Nakano K., Toda A., Kumagai O., Kojima C. 680-nm band GaInP/AlGaInP tapered stripe laser // *Appl. Phys. Lett.*, 1987. — V. 51. — P. 1572.
 61. Tanaka T., Minagawa S., Kajimura T. Transverse-mode-stabilized ridge stripe AlGaInP semiconductor lasers incorporating a thin GaAs etch-stop layer // *Appl. Phys. Lett.*, 1989. — V. 54. — P. 1391.
 62. Kawamura Y., Asahi H., Nagai H., Ikegami T. 0.66 μm room-temperature operation of InGaAlP DH laser diodes grown by MBE // *Electronics Lett.*, 1983. — V. 19. — No. 5. — P. 163–165 .
 63. Kawanishi H., Aota T., Iwakami T., Hiraoka M. $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{Ga}_x'\text{In}_{1-x}'\text{As}_y'\text{P}_{1-y}'$ DH Visible Injection Lasers Lattice Matched with (100) GaAs // *Jap. J. Appl. Phys.*, 1984. — V. 2. — P. 128.
 64. Nakamura S., Fasol G., Pearton S. J. *The Blue Laser Diode: The Complete Story*. Springer, 2nd edition, 2000. — 368p.
 65. Akasaki I., Amano H., Sota S., Sakai H., Tanaka T., Koike M. Stimulated Emission by Current Injection from an AlGaIn/GaN/GaInN Quantum Well Device // *Jap. J. Appl. Phys.*, 1995. — V. 34. — P. L1517.

66. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T., Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y. InGaN-Based Multi-Quantum-Well-Structure Laser Diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1996. — V. 35 (1B). — P. L74.
67. Nakamura S., Senoh M., Nagahama S., Iwasa N., Yamada T., Matsushita T., Kiyoku H., Sugimoto Y. Room-temperature continuous-wave operation of InGaN multi-quantum-well-structure laser diodes with a long lifetime // *Appl. Phys. Lett.*, 1997. — V. 70 (7). — P. 868.
68. Fu R. J., Hwang C. J., Wang C. S., LaLevic B. Single mode, high power GaAlAs/GaAs lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1984. — V. 45. — P. 716.
69. Botez D., Connolly J.C. High-power phase-locked arrays of index-guided diode lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1983. — V. 43 (12). — P. 1096–1098.
70. Scifres D. R., Lindström C., Burnham R. D., Streifer W., Paoli T. L. Phase-locked (GaAl)As laser diode emitting 2.6 W CW from a single mirror // *Electronics Lett.*, 1983. — V. 19. — No. 5. — P. 169–171.
71. Hitachi Laser Diodes [Электронный ресурс]. Режим доступа: www.thorlabs.com — Products Home — Light — Coherent Sources — Laser Diodes — Visible Laser Diodes.
72. Пихтин А. Н. Оптическая и квантовая электроника: учебник для ВУЗов. М.: Высшая школа, 2001. — 573 с.
73. Yariv A. *Quantum Electronics* // John Wiley & Sons, 3 edition, 1989.
74. Soda H. et al. GaInAsP/InP surface emitting injection lasers // *Japanese journal of applied physics*, 1979. — V. 18. — No. 12. — P. 2329–2330.
75. Koyama F., Kinoshita S., Iga K. Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser // *Applied Physics Letters.*, 1989. — V. 55. — No. 3. — P. 221–222.
76. Kenichi I. Vertical-cavity surface-emitting laser: its conception and evolution // *Japanese journal of applied physics.*, 2008. — V. 47. — No. 1. — P. 1–10.
77. Babic D. I., Streubel K., Mirin R. P., Margalit N. M., Bowers J. E., Hu E. L., Mars D. E., Yang L., Carey K. Room-temperature continuous-wave operation of 1.54-

- μm vertical-cavity lasers // *Photonics Technology Letters, IEEE*, 1995. — V. 7. — No. 11. — P. 1225–1227.
78. Choquette K. D., Schneider R. P., Crawford M. H., Geib K. M., Figiel J. J. Continuous wave operation of 640 – 660 nm selectively oxidised AlGaInP vertical-cavity lasers // *Electronics Letters.*, 1995. — V. 31. — No. 14. — P. 1145–1146.
79. Дураев В.П., Неделин Е.Т., Небывайло Т.П., Сумарков М.А., Климов К.И. Полупроводниковые лазеры с волоконной брэгговской решеткой и узким спектром генерации на длинах волн 1530–1560 нм // *Квантовая электроника*, 2001. — Т. 31. — № 6. — С. 529–530.
80. Su C. B., Olshansky R., Manning J., Powazinik W. Temperature dependence of threshold current in III–V semiconductor lasers: Experimental prediction and explanation // *Appl. Phys. Lett.*, 1984. — V. 44. — P.1030.
81. Acsente T. Laser diode intensity noised by mode hopping // *Romanian Reports in Physics*, 2007. — V. 59. — No. 1. — P. 87–92.
82. Fleming M. W., Mooradian A. Fundamental line broadening of single-mode (GaAl)As diode lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1981. — V. 38. — P. 511.
83. Schawlow A. L., Townes C. H. Infrared and Optical Masers // *Phys. Rev.*, 1958. — V. 112. — P. 1940.
84. Henry C. H. Theory of the linewidth of semiconductor lasers // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1982. — QE-18. — P. 259–264.
85. Welford D., Mooradian A. Output power and temperature dependence of the linewidth of single-frequency cw (GaAl)As diode lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1982. — V. 40. — P. 865.
86. Henry C. H. Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser // *IEEE J. Quantum Electron*, 1983. — QE-19. — P. 1391.
87. Kikuchi K., Okoshi T. Measurement of FM noise, AM noise, and field spectra of 1.3 μm InGaAsP DFB lasers and determination of the linewidth enhancement factor // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1985. — QE-21. — P. 1814.

88. Osinski M., Buus J. Linewidth broadening factor in semiconductor lasers — An overview // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987. — V. 23. — No. 1. — P. 9–29.
89. Vahala K., Chiu L. C., Margalit S., Yariv A. On the linewidth enhancement factor α in semiconductor injection lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1983. — V. 42. — P. 631.
90. Henning I. D., Collins J. V. Measurements of the semiconductor laser linewidth broadening factor // *Electronics Lett.*, 1983. — V. 19. No. 22. — P. 927–929.
91. Ogasawara N., Ito R., Tone K., Nakae H. Dispersion of the Linewidth Enhancement Factor in Semiconductor Injection Lasers // *Jap. J. appl. Phys.*, 1984. — V. 23. — P. 518.
92. Riehle F. *Frequency Standards Basics and Applications*, Wiley-VCH, 2004. — 526 p.
93. Arakawa Y., Yariv A. Quantum Well Lasers-Gain, Spectra, Dynamics // *IEEE J. of Quantum Elect.*, 1986. — vol. QE-22. — № 9. — P. 1887–1899
94. Agrawal G. Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback // *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984. — QE-20. — P. 468–471.
95. Goldberg L., Taylor H., Dandridge A., Weller J., Miles R. Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback // *IEEE J. of Quant. Elect.*, 1982. — V.18(4). — P. 555–564.
96. Kikuchi K., Okoshi T. Simple formula giving spectrum-narrowing ratio of semiconductor-laser output obtained by optical feedback // *Electronics Lett.*, 1982. — V. 18. — No. 1. — P. 10–12.
97. Miles R. O., Dandridge A., Tveten A. B., Taylor H. F., Giallorenzi T. G. Feedback-induced line broadening in cw channel-substrate planar laser diodes // *Appl. Phys. Lett.*, 1980. — V. 37. — P. 990.
98. Звелто О. *Принципы лазеров* / Пер. под научн. ред. Шмаонова Т. А., Изд. 4-е. — СПб.: Издательство «Лань», 2008. — 720 с.
99. Bartl J., Fira R., Jacko V. Tuning of the laser diode // *Measurement science review*, 2002. — V. 2. — Section 3. — P. 9–15.

100. Vahala K., Harder Ch., Yariv A. Observation of relaxation resonance effects in the field spectrum of semiconductor lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1983. — V. 42. — P. 211.
101. Daino B., Spano P., Tamburrini M., Piazzolla S. Phase noise and spectral line shape in semiconductor lasers // *IEEE J. Quant. Electron.*, 1983. — V. 19(3). — P. 266–270.
102. Ito M., Kimura T. Carrier density dependence of refractive index in AlGaAs semiconductor lasers // *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980. — QE-16. — P. 910 – 911.
103. Olsson A., Tang C. L. Injected-carrier induced refractive-index change in semiconductor lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1981. — V. 39. — P. 24.
104. Nakamura M., Aiki K., Chinone N., Ito R., Umeda J. Longitudinal-mode behaviors of mode-stabilized $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ injection lasers // *Journal of Applied Physics*, 1978. — V. 49. — P. 4644.
105. Pine A. S., Glassbrenner C. J., Kafalas J. A. Pressure-Tuned GaAs Diode-Laser Absorption Spectroscopy of Xenon Hyperfine Structure // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1973. — V. 9(8). — P. 800–807.
106. Nill K.W., Blum F.A., Calawa A.R., Harman T.C. High-resolution spectroscopy using magnetic-field-tuned semiconductor lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1972. — V. 21. — P. 132.
107. Chambliss D., Johnson M. Structure dependent wavelength shifts in AlGaAs lasers near threshold, and their application to a wavelength-stable source // *Optics Communications*, 1984. — V. 48. — P. 343–346.
108. Iwamura H., Saku T., Ishibashi T., Otsuka K., Horikoshi Y. Dynamic behaviour of a GaAs-AlGaAs MOW laser diode // *Electronics Letters*, 1983. — Vol. 19. — No. 5. — P.180.
109. Kawata S., Kobayashi K., Fuji H., Hino I., Gomyo A., Hotta H., Suzuki T. Room-tem perature, continuous-wave operation for mode-stabilised AlGaInP visible-light semiconductor laser with a multiquantum-well active layer // *Electronics Letters*, 1988. — Vol. 24. — No. 24. — P.1489.

110. Okajima M., Watanabe Y., Nishikawa Y., Itaya K., Hatakoshi G., Uematsu Y. A Real-Index Guided InGaAlP Visible Laser Diode with a Small Beam Astigmatism // *IEEE J. of Quantum Electronics*, 1991. — Vol. 27. — No. 6. — P. 1491.
111. Yamada M., Suematsu Y. A condition of single longitudinal mode operation in injection lasers with index-guiding structure // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979. — QE-15. — P. 743–749.
112. Gray G. R., Roy R. Bistability and mode hopping in a semiconductor laser // *Journal of the Optical Society of America B*, 1991. — V. 8. — P. 632–638.
113. Gray G., Roy R. Quantum noise initiated mode hopping in semiconductor lasers // *Coherence and Quantum Optics VI*, ed. by J. H. Eberly, L. Mandel, and E. Wolf, Plenum, New York, 1990.
114. Ohtsu M., Otsuka Y., Teramachi Y. Precise measurements and computer simulations of mode-hopping phenomena in semiconductor lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1985. — V. 46. — P. 108–110.
115. Ishikawa H., Yano M., Takusagawa M. Mechanism of asymmetric longitudinal mode competition in InGaAsP/InP lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1982. — V. 40. — P. 553–555.
116. Manning J., Olshansky R., Fye D. M., Powazinik W. Strong influence of nonlinear gain on spectral and dynamic characteristics of InGaAsP lasers // *Electron. Lett.*, 1985. — V. 21. — P. 496–497.
117. Agrawal G. P. Gain nonlinearities in semiconductor lasers: theory and application to distributed feedback lasers // *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987. — QE-23. — P. 860–868.
118. Yamada M., Suematsu Y. Analysis of gain suppression in undoped injection lasers // *Journal of Applied Physics*, 1981. — V. 52. — P. 2653.
119. Su C. B. Nonlinear gain caused by cavity standing wave dielectric grating as an explanation of the relationship between resonance frequency and damping rate of semiconductor diode lasers // *Appl. Phys. Lett.*, 1988. — V. 53. — P. 950–952.

120. Ohtsu M., Teramachi Y. Analyses of mode partition and mode hopping in semiconductor lasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1989. — V. 25. — P. 31–38.
121. Yacomotti A. M., Furfaro L., Hachair X., Pedaci F., Giudici M., Tredicce J., Javaloyes J., Balle S., Viktorov E. A., Mandel P. Dynamics of multimode semiconductor lasers // *Physical review A*, 2004. — V. 69. — P. 053816.
122. Furfaro L., Pedaci F., Giudici M., Hachair X., Tredicce J., Balle S. Mode-switching in semiconductor lasers // *IEEE J. of Quantum Electron.*, 2004. — V. 40. — № 10. — P. 1365–1376.
123. Pedaci F., Giudici M., Tredicce J.R., Giacomelli G. Experimental analysis of mode-hopping in bulk semiconductor lasers // *Appl. Phys. B*, 2005. — V. 81. — P. 993–1000.
124. Дудкин В.И., Пахомов Л.Н. Квантовая электроника. Приборы и их применение. М.: Техносфера, 2006. — 432 с.
125. Салех Б., Тейх М. Оптика и фотоника. Принципы и применения. Пер. с англ.: Учебное пособие. В 2 т. Т. 2 / Б. Салех, М. Тейх — Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2012. — 784 с.: цв. вкл.
126. Жуков А.Е. Лазеры на основе полупроводниковых наноструктур. СПб.: ООО "Техномедиа" / Изд-во "Элмор", 2007. — 304 с.
127. Spectral grids for WDM applications: DWDM frequency grid. ITU-T Recommendation G.694.1 (02/12).
128. Nakagawa K., De Labachellerie M., Awaji Y., Kouroggi M. Accurate optical frequency atlas of the 1.5- μm bands of acetylene // *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996. — V. 13(12). — P. 2708–2714.
129. Onae A., Ikegami T., Sugiyama K., Hong F-L., Minoshima K., Matsumoto H., Nakagawa K., Yoshida M., Harada S. Optical frequency link between an acetylene stabilized laser at 1542 nm and an Rb stabilized laser at 778 nm using a two-colour mode-locked fiber laser // *Opt. Commun.*, 2000. — V. 183. — P. 181–187.

130. Quinn T. J. Practical realization of the definition of the metre, including recommended radiations of other optical frequency standards // *Metrologia*, 2003. — V. 40. — P. 103.
131. Helmcke J., Bayer-Helms F. He-Ne Laser Stabilized by Saturated Absorption in I₂ // *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1974. — V. 23. — P. 529–531.
132. Капралов В. П., Круглов П. С., Миронов А. В., Привалов В. Е., Ткаченко Л. П. // *Опт. и спектр.*, 1980. — Т. 49. — С. 524.
133. Rowley W.R., Wallard A. J. Wavelength values of the 633 nm laser, stabilized with ¹²⁷I₂ saturated absorption // *J. Phys. Ser. E*, 1973. — V. 6. — P. 647.
134. Wallard A. J., Chartier J. M., Hamon J. Wavelength Measurements of the Iodine Stabilized Helium-Neon Laser // *Metrologia*, 1975. — V. 11. — P. 89.
135. Laver H. P., Deslattes R. D., Schweitzer W. G. Laser wavelength comparison by high resolution interferometry // *Appl. Opt.*, 1976. — V. 15. — P. 734–743.
136. Bagayev S. N., Vasilenko L. S., Goldort V. G., Dmitriyev A. K., Dychkov A. S., Chebotayev V. P., A tunable laser at $\lambda=3.39 \mu\text{m}$ with line width of 7 Hz used in investigating a hyperfine structure of the F2(2) line of methane // *Appl. Phys.*, 1977. — V. 13. — P. 291–297.
137. Hall J. L., Borde C. Measurement of methane hyperfine structure using laser saturated absorption // *Phys. Rev. Lett.*, 1973. — V. 30. — P. 1101.
138. Evenson K. M., Wells J. S., Petersen F. R., Danielson B. L., Day G. W., Barger R. L., Hall J. L. Speed of light from direct frequency and wavelength measurements of the methane-stabilized laser // *Phys. Rev. Lett.*, 1972. — V. 29. — P. 1346.
139. Hansch T. W., Nayfeh M. H., Lee S. A., Curry S. M., Shahin I. S. Precision Measurement of the Rydberg constant by laser saturation spectroscopy of the Balmer α line in hydrogen and deuterium // *Phys. Rev. Lett.*, 1974. — V. 32. — P. 1336.
140. Бакланов Е. В., Чеботаев В. П. О постановке прецизионных физических экспериментов в оптике // *УФН*, 1977. — Т. 122. — С. 513–523.
141. Данилейко М. В., Фаль А. М., Федин В. П., Яценко Л. П. О возможности применения конкурентных резонансов кольцевых лазеров для создания

- детекторов гравитационных волн // Письма ЖЭТФ, 1984. — Т. 39. — Вып. 9. — С. 428–430.
142. Bagayev S. N., Goldort V. G., Dychkov A. S., Chebotayev V. P. On the possibility of using lasers as detectors of gravitational waves // *Appl. Phys.*, 1981. — V. 25. — P. 161.
143. Ashkin A. Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure // *Phys.Rev. Lett.*, 1970. — V. 25. — P. 1321.
144. Scheider R., Walther H., Woste L. Atomic-beam deflection by light of tunable dye laser // *Opt.Commun.*, 1972. — V.5. — P. 337–340.
145. Picque J.-L., Vialle J.-L. Atomic-beam deflection and broadening by recoils due to photon absorption or emission // *Opt. Commun.*, 1972. — V. 5. — P. 402–406.
146. Чу С. Управление нейтральными частицами // УФН, 1999. — Т. 169. — С. 274.
147. Коэн-Тануджи К.Н. Управление атомами с помощью фотонов // УФН, 1999. — Т. 169. — С. 292.
148. Филипс У.Д. Лазерное охлаждение и пленение нейтральных атомов // УФН, 1999. — Т. 169. — С. 305.
149. Chebotayev V.P., Goldort V.G., Klementyev V.M., Nikitin M.V., Timchenko B.A., Zakharyash V.F. Development of an optical time scale // *Appl. Phys. B*, 1982. — V. 29. — P. 63.
150. Bagaev S.N., Dmitriyev A.K., Pokasov P.V. Transportable He-Ne/CH₄ frequency standard for precision measurement // *Laser Physics*, 1997. — Vol. 7. — P. 989–992.
151. Gawlik W., Zachorowski J. Stabilization of diode-laser frequency to atomic transitions // *Opt. Appl.*, 2004. — V. 34. — P. 607–618.
152. Lopez E.D., Romero J.M.L. High resolution spectroscopy in gases and its application on the frequency stabilization of semiconductor lasers // *Rev. Mex. Fis.*, 2005. — V. 50. — P. 569–578.
153. Chawla S. Frequency stabilization of diode lasers // *Curr. Sci.*, 1999. — V. 76. — P. 190–199.

154. Pienkowski J. Diode laser frequency standard for laser interferometry // XVIII IMEKO World Congress 2006, Metrology for a Sustainable Development (Rio de Janeiro, Brazil), 2006. — V. 3. — P. 2362–2366.
155. Belenov E. M., Velichansky V. L., Zibrov A. S., Nikitin V. V., Sautenkov V. A., Uskov A. V. Methods for narrowing the emission line of an injection laser // Sov. J. Quantum Electronics, 1983. — V. 13. — P. 792.
156. Akul'shin A., Bazhenov V., Velichansky V., Zverkov M., Zibrov A., Nikitin V., Okhotnikov O., Sautenkov V., Senkov N., Yurkin E. Anomalous wide continuous tuning range of the emission frequency of an injection laser with an external selective resonator // Sov. J. Quantum Electronics, 1986. — V. 16. — P. 912.
157. Dahmani B., Hollberg L., Drullinger R. Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback // Opt. Lett., 1987. — V. 12. — P. 876–878.
158. Liu K., Littman M. G. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers // Opt. Lett., 1981. — V. 6. — P. 117–118.
159. Day T., Luecke F., Brownell M. Continuously tunable diode lasers // Lasers and Optronics, 1993. — P. 15–17.
160. Demtröder, W. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation; Springer: Berlin, Germany, 1996.
161. Gerstenkorn S., Luc P. Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode. Centre Nationale de la Recherche Scientifique, Paris, 1978.
162. Cariou J., Luc P. Atlas du Spectre d'Absorption de la Molecule de Tellure, CNRS, Orsay, 1980.
163. DeGraffenreid W., Sansonetti C. J. Reference lines in the optogalvanic spectra of uranium and thorium over the wavelength range 694–755 nm // J. Opt. Soc. Am. B, 2002. — V. 19. — P. 1711.
164. Zorabedian, P. Tunable external-cavity semiconductor lasers // Tunable Lasers Handbook, ed. by Duarte, F.J., Academic Press: New York, NY, 1995. — P. 349–442.
165. Hoogeveen T. Stabilizing a diode laser to an external reference // Development of the electronic, 2003. — P. 1–53.

166. Preston D. W. Doppler-free saturated absorption: Laser spectroscopy // *Am. J. Phys.*, 1996. — V. 64(11). — P. 1432–1436.
167. Zhao Y.T., Zhao J.M., Huang T., Xiao L.T., Jia S.T. Frequency stabilization of an external-cavity diode laser with a thin Cs vapour cell // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2004. — V. 37. — P.1316–1318.
168. Fukuda K., Tachikawa M., Kinoshita, M. Allan-variance measurements of diode laser frequency-stabilized with a thin vapor cell. // *Appl. Phys. B: Lasers Opt.*, 2003. — V. 77. — P. 823–823.
169. Park C.Y., Yoon T.H. Frequency stabilization of injection-locked violet laser diode with doppler-free absorption signal of ytterbium // *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2-Lett.*, 2003. — V. 42. — L754–L756.
170. Yoshikawa Y., Umeki T., Mukae T., Torii Y., Kuga T. Frequency stabilization of a laser diode with use of light-induced birefringence in an atomic vapor // *Appl. Optics*, 2003. — V. 42. — P. 6645–6649.
171. Jiang K.J., Wang J., Li K., He M., Tu X.H., Zhan M.S. Frequency stabilization of diode laser using Zeeman spectra // *Spectros. Spectr. Anal.*, 2004. — V. 24. — P. 659–662.
172. Nakano H., Watanabe N., Sato T., Ohkawa M., Maruyama T., Shimba M. Zeeman effect-based control-signal improvement for frequency stabilization of a semiconductor laser // *Electron. Commun. Jpn. Pt. II-Electron.*, 1997. — V. 80. — P. 20–29.
173. Lee H.S., Yang S.H., Kim Y.B., Park S.E. Cho H., Park J.D. Frequency detuning and stabilization of a diode laser using the Zeeman shift of the saturated absorption signal of rubidium atoms // *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1-Regul. Pap. Short Notes Rev. Pap.*, 1996. — V. 35. — P. 276–280.
174. Overstreet K.R., Franklin J., Shaffer J.P. Zeeman effect spectroscopically locked Cs diode laser system for atomic physics // *Rev. Sci. Instrum.*, 2004. — V. 75. — P. 4749–4753.
175. Wang J.M., Yan S.B., Wang Y.H., Liu T., Zhang T.C. Modulation free frequency stabilization of a grating-external-cavity diode laser by magnetically induced sub-

- Doppler dichroism in cesium vapor cell // *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1-Regul. Pap. Short Notes Rev. Pap.*, 2004. — V. 43. — P. 1168–1171.
176. Edwards C.S, Barwood G.P, Gill P., Rodriguez-Llorente F., Rowley W.R.C Frequency-stabilized diode lasers in the visible region using Doppler-free iodine spectra // *Opt. Commun.*, 1996. — V. 132. — P. 94–100.
177. Simonsen H. R. Iodine stabilized extended cavity diode laser at $\lambda = 633$ nm // *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1997. — V. 46. — P. 141–144.
178. Zarka A., Chartier J.-M., Aman J., Jaatinen E. Intracavity iodine cell spectroscopy with an extended-cavity laser diode around 633 nm // *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 1997. — V. 46. — P. 145–148.
179. Edwards C.S., Barwood G.P., Gill P., Rowley W.R.C. Absolute frequency stabilisation of a 637 nm laser diode using Doppler-free I₂ spectra // *Electr. Lett.*, 1995. — V. 31. No. 10. — P. 796–797.
180. Fang H.-M., Wang S.-C., Shy J.-T. Frequency stabilization of an external cavity diode laser to molecular iodine at 657.483 nm // *Appl. Opt.*, 2006. — V. 45. — P. 3173.
181. Smowton P.M., Thomas B., Pratt R.H. Frequency stabilization of visible output laser diodes // *IEE Proceedings J - Optoelectronics*, 1992. — V. 139. — P. 75–78.
182. Merimaa M., Talvitie H., Hu J., Ikonen E. Iodine stabilised diode laser at 633 nm // 1998 Conference on Precision Electromagnetic Measurements Digest, pp.155-156.
183. Merimaa M., Talvitie H., Hu J., Ikonen E. Iodine-stabilized diode laser at 633 nm: effects of optical feedback // *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 1999. — V. 48. — P. 587–591.
184. Snyder J. J., Connely S. W. Cylindrical microlens external cavity for laser diode frequency control // *SPIE*, 1995. — V. 2383. — P. 261.
185. Романова Г. Э., Парпин М. А., Серегин Д. А. Компьютерные методы контроля оптики. Уч. пособие, СПб, 2011. — 190 с.
186. Toptica Photonics <http://www.toptica.com> (дата обращения 03.2017).
187. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976. — 302 с.

188. Arima Lasers Corp. [Электронный ресурс]. Режим доступа: www.arimalasers.com — Products — Laser Diodes.
189. Азимут Фотоникс. Оптоэлектронные компоненты. [Электронный ресурс]. (URL: http://www.azimp.ru/catalogue/PM_fiber/ — дата обращения: февраль 2017).
190. Специальные Системы. Фотоника. [Электронный ресурс]. (URL: <http://sphotronics.ru/catalog/pm-optical-fibers/> — дата обращения: февраль 2017).
191. Gerstenkorn S, Luc P. Absolute iodine (I_2) standards measured by means of Fourier-transform spectroscopy // *Rev. Phys. Appl.*, 1979. — V.14. — P. 791–794.
192. H. Kato, M. Baba, S. Kasahara, K. Ishikawa, M. Misono, Y. Kimura, J.O'Reilly, H. Kuwano, T. Shimamoto, T. Shinano, Ch. Fujiwara, M. Ikeuchi, N. Fujita, Md. H. Kabir, M. Ushino, R. Takahashi, and Y. Matsunobu, Doppler-Free High-Resolution Spectral Atlas of Iodine Molecule 15,000 to 19,000 cm^{-1} . Japan Society for the Promotion of Science, Tokyo, 2000.
193. Крылов П.С., Привалов В.Е. He-Ne/J₂ лазер на виброизолирующем основании // *Письма в ЖТФ*, 2005. — Т. 31. — Вып. 5. — С. 7.
194. Яковлев В.Ф. Курс физики. Теплота и молекулярная физика. Учеб. пособие для студентов физ.-мат. фак. пед. ин-тов. М., «Просвещение», 1976. — 320 с.
195. Кикоин И.К. Таблицы физических величин. М.: Атомиздат, 1976. — 1008 с.
196. Бронников В.И. Измерение нестабильности оси диаграммы направленности излучения лазеров // *Оптико-механическая промышленность*, 1983. — №9. — С.5–6.
197. Якушкин С.В., Суханов И.И., Троицкий Ю.И. Измерение и стабилизация направления оси лазерного пучка // *Приборы и техника эксперимента*, 1987. — №4. — С.181–183.
198. Самян А.С. Исследование флуктуаций радиуса и положения центра гауссова пучка излучения одномодового лазера ЛГ-52-2 // *Оптико-механическая промышленность*, 1989. — №12. — С.24–26.
199. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. — 364 с.

200. Фриман Р. Волоконно-оптические системы связи: Учеб. пособие. 3-е дополненное издание, Москва: Техносфера, 2006. — 496с.
201. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Измерение микро- и нановибраций и перемещений с использованием полупроводниковых лазерных автодинов // Квант. электрон., 2011. — Т. 41. — № 1. — С. 86–94.
202. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Астахов Е.И. Определение амплитуды нановибраций с помощью частотно-модулированного полупроводникового лазерного автодина // Квант. электрон., 2014. — Т. 44. — № 2. — С. 184–188.
203. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Астахов Е.И., Добдин С.Ю. Автодинная интерферометрия для определения расстояния при модуляции длины волны лазерного излучения // Письма в ЖТФ, 2016. — Т. 42. — Вып. 17. — С. 78–86.
204. Соболев В.С., Уткин Е.Н. Использование режима оптической обратной связи для оценки крутизны модуляционной характеристики полупроводниковых лазеров // Письма в ЖТФ, 2009. — Т. 35. — Вып.7. — С. 28–34.

Приложение 1



МИНОБРАЗОВАНИЯ РОССИИ
федеральное государственное автономное
образовательное учреждение
высшего образования
«Санкт-Петербургский политехнический
университет Петра Великого»
(ФГАОУ ВО «СПбПУ»)

ИНН 7804040077, ОГРН 1027802505279,
ОКПО 02068574

Политехническая ул., 29, С.-Петербург, 195251
Телефон (812) 297-20-95, факс 552-60-80
E-mail: office@spbstu.ru

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по научной работе ФГАОУ
ВО "Санкт-Петербургский
политехнический университет Петра
Великого" член-корреспондент РАН

В.В. Сергеев



2017 г.

№ _____

на № _____ от _____

АКТ

**внедрения результатов
диссертационной работы Дворцова Д. В. на тему
«Одночастотные лазерные диоды с длинами волн 630 – 660 нм для
интерференционных измерений»**

Результаты диссертационной работы Дворцова Д.В., в части измерения спектральных характеристик одночастотного режима работы лазерных диодов с Фабри-Перо резонатором и длинами волн 630 – 660 нм, в том числе регистрация одночастотного режима, наблюдение переходного режима, регистрация смены областей одночастотной генерацией с изменением рабочего тока и температуры, вошли в программу лабораторной работы «Исследование спектральных характеристик FP лазерных диодов с динами волн 630 – 660 нм» для студентов кафедры квантовой электроники ИФНиТ, обучающихся по направлениям подготовки магистров «Инфокоммуникационные технологии и системы связи» и «Техническая физика».

Заведующий кафедрой квантовой электроники ИФНиТ,
проф., д.ф.-м.н.

В.М. Петров

Приложение 2



МИНОБРНАУКИ РОССИИ
 федеральное государственное автономное
 образовательное учреждение
 высшего образования
 «Санкт-Петербургский политехнический
 университет Петра Великого»
 (ФГАОУ ВО «СПбПУ»)

ИНН 7804040077, ОГРН 1027802505279,
 ОКПО 02068574

Политехническая ул., 29, С.-Петербург, 195251
 Телефон (812) 297-20-95, факс 552-60-80
 E-mail: office@spbstu.ru

№ _____

на № _____ от _____

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по научной работе ФГАОУ
 ВО "Санкт-Петербургский
 политехнический университет Петра
 Великого" член-корреспондент РАН

В.В. Сергеев



2017 г.

АКТ

**внедрения результатов
 диссертационной работы Дворцова Д. В. на тему
 «Одночастотные лазерные диоды с длинами волн 630 – 660 нм для
 интерференционных измерений»**

Результаты диссертационной работы Дворцова Д.В., в части измерения спектральных характеристик одночастотного режима работы лазерных диодов с Фабри-Перо резонатором и длинами волн 630 – 660 нм, в том числе регистрация одночастотного режима, были успешно использованы для создания технологических стендов в ходе выполнения СЧ ОКР «Реальность–СПбГПУ». Использование разработанных Дворцовым Д.В. методов стабилизации и контроля одночастотного режима работы используемых лазеров внесло заметный вклад в выполнение указанной СЧ ОКР и подтвердило эффективность предложенных методов.

Главный конструктор СЧ ОКР, проф., д.ф.-м.н.

В.М. Петров

Приложение 3

Общество с ограниченной

Ответственностью

194044, г. Санкт-Петербурга,

ул. Смольячкова д.15 лит. М

тел. (812) 297-7055., факс (812) 297-7055



АКТ

**внедрения результатов диссертационной работы Дворцова Д. В.
на тему «Одночастотные FP лазерные диоды с длинами волн 630 – 660 нм
для интерференционных измерений»**


Результаты диссертационной работы Дворцова Д.В. на тему «Одночастотные FP лазерные диоды с длинами волн 630 – 660 нм для интерференционных измерений», в частности условия одночастотного режима генерации и смена областей одночастотной генерацией с изменением рабочего тока и температуры, были использованы в качестве рекомендаций при проектировании экспериментального стенда для измерения характеристик интерференционных интегрально-оптических схем на подложках ниобата лития.

Генеральный директор
ООО «Информационная оптика»

д. ф.-м. н.

М. П.



 (А.В. Шамрай)
19.01.2017